Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de

l'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE et l'INSA HAUTS-DE-FRANCE

Spécialité électronique

Présentée et soutenue par Hatem DAHMANI.

Le 01/07/2021, à Valenciennes

Ecole doctorale :
Sciences Pour l'Ingénieur (ED SPI 072)
Equipe de recherche, Laboratoire :
Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie - Département Opto-Acousto-Electronique (IEMN DOAE – UMR 8520). Groupe MAMINA.

Étude et réalisation de MEMS dédiés à la focalisation d'ondes acoustiques UHF par retournement temporel contribuant au développement de dispositifs d'imagerie monotransducteur

JURY

Président du Jury :
- Talbi, Abdelkrim. Professeur à l'Ecole Centrale de Lille.

Rapporteurs :
- Kourtiche, Djilali. Professeur, Université de Lorraine. Nancy.
- Catheline, Stefan. Directeur de Recherche INSERM. Université de Lyon.

Examinateurs :
- Razan, Florence. Professeure, Laboratoire SATIE. Rennes.

Directeur de thèse :
- Carlier, Julien. Professeur, Université Polytechnique Hauts-de-France. Valenciennes.

Encadrant :
-Campistron, Pierre. Maître de Conférences, Université Polytechnique Hauts-de-France. Valenciennes.

Membres invités :
- Nongaillard, Bertrand. Professeur, Université Polytechnique Hauts-de-France. Valenciennes.
- Dridi, Chérif. Professeur, CRMN de Sousse.
- Smagin, Nikolay. Ingénieur de recherche à l'IEMN-DOAE. Valenciennes.

Dédicace

Je dédie ce travail de thèse

À la femme qui m'a soutenu et encouragé durant ces années d'études
Elle a guetté mes pas, et m'a couvé de tendresse, sa prière et ses messages chaque jour m'ont été d'un grand secours pour mener à bien ma thèse.
Cette formidable femme est ma maman Naima ; Je l'adore.

À un mon papa Abdelmajid qui m'a donné le plus magnifique cadeau que l'on puisse faire à quelqu'un, il a tout simplement cru en moi.

À ma sœur Maryem et à son époux Riadh

À ma petite jolie sœur Oumaima

À mon frère Bilal

À mon cousin Hamdi, à sa femme Ahlem et à leur petite fille adorée Assil

À toute ma famille et mes amis

Remerciements

Cette thèse a été effectuée de décembre 2017 à juillet 2021 dans le laboratoire de l'IEMN CNRS UMR 8520 – Département Opto-Acousto-Electronique (DOAE) à l'université polytechnique Hauts-de-France (UPHF).

Je tiens premièrement à remercier très chaleureusement mon directeur de thèse **M. Julien CARLIER**, pour son accompagnement et son soutien précieux depuis le premier jour de ma thèse. Il m'a donné autonomie et conseils précieux pour toujours améliorer la qualité de mon travail. Merci de m'avoir fait confiance et m'avoir accompagné sur la voie de la recherche.

Je tiens à remercier vivement mon co-directeur **M. Bertrand NONGAILLARD** pour son aide et son soutien. Il m'a bien guidé dans cette recherche grâce à son expérience, ses connaissances et ses idées. Je me souviendrai toujours de nos discussions intéressantes, de ses conseils fructueux et du temps qu'il m'a consacré. J'ai vraiment eu de la chance d'être l'un de ses thésards. Je ne l'oublierai jamais et je lui souhaite une bonne retraite avec plein de joie et de santé.

Je remercie très sincèrement mon encadrant **M. Pierre CAMPISTRON** pour son accompagnement, son aide, son soutient, son bon humour, sa disponibilité et son implication personnelle afin que la thèse se déroule dans de bonnes conditions. Il m'a beaucoup aidé et a facilité mon chemin. Merci pour tout ce que tu as fait pour moi pendant la période de la thèse.

Je remercie **M.** le professeur **Stefane CATHELINE** et **M.** le professeur **Djilali KOURTICHE** d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse.

Je remercie **Mme** la professeure **Florence RAZAN** et **M.** le professeur **Abdelkrim TALBI** d'avoir accepté d'être examinateurs de ma thèse.

Je remercie **M.** le professeur **Chérif DRIDI** d'avoir accepté de participer à ma soutenance de thèse.

Je remercie également l'ingénieur de recherche et docteur, **M. Nikolay SMAGIN** d'avoir accepté de participer au jury, ainsi que pour le temps qu'il a passé avec moi et pour son aide dans les parties expérimentales notamment les mesures de déplacements par vibromètre laser et les mesures de focalisation d'énergie dans la cavité. J'ai beaucoup appris de ses compétences scientifiques et ses qualités personnelles.

Je remercie tous les personnels de la salle blanche à l'IEMN- UMR CNRS 8520, pour leurs aides pendant les réalisations technologiques. Je pense notamment à **Mme Saliha OUENDI**, à **Mme Flavie BROUD**, à **M. David DELCROIX**, à **M. Pascal TILMANT,** à **M. Guillaume COCHEZ,** à **M. François VAURETTE**, à **M. Christophe BOYAVAL** et à **M. Ali-Hussein ABBOUD**.

Je tiens aussi à remercier **Mme Malika TOUBAL** pour son aide dans la salle de caractérisation et pour sa correction des articles.

Je souhaite aussi remercier **Mme Lucie BENMEDDOUR** pour son aide au dépôt et à la réalisation des pièces mécaniques que j'ai utilisé dans les mesures expérimentales.

Je remercie aussi **M. Frederic RIVART** pour son aide à la réalisation des circuits.

Mes remerciements sont également adressés à **Mme Françoise DESRUELLES** et **Mme Virginie SCHÄFER**, respectivement la secrétaire et la gestionnaire du laboratoire IEMN-DOAE, pour leurs aides, leurs gentillesses et leurs efficacités pour la bonne gestion des dossiers administratifs.

Mes remerciements s'adressent également à **Mme Marie-Hélène FRAPPART** et à **Mme Maureen COURBEZ** pour leurs aides aux démarches et formalités administratives.

Je souhaite aussi remercier tous les personnels d'entretien du labo pour leur courage pendant cette crise sanitaire permettant ainsi de travailler dans des bonnes conditions.

Je remercie vivement mes collègues les docteurs «**Anthony, Ibrahim, Vivien, Soheyb, Andy, Justine, Abdallah, Haifa, Khaoula** et **Sarrah** » et les doctorants « **Amira, Ichraf, Tahar, Ahmed, Mohamed, Hassan, Safaa, Riham, Marwa, Abbas, Rudy et Marina ».**

Je souhaite aussi remercier mes amis « **Simon, Thomas, Safwen, Sofienne, Sirine, Amir, Mahmoud, Safa, Thibault, Majdi, Bilel, Salah Eddine, Abir, Mohamed** et **Houssem** » pour leurs encouragements et leurs sympathies.

Je tiens également à remercier tous mes collègues à l'école Centrale de Lille, notamment **M. Olivier BOU MATAR-LACAZE**, **Mme Cécile GHOUILA HOURI**, **M. Yannick DUSCH**, **M. Marc GOUEYGOU**, **Mme Ghizlane BOUSSATOUR** , **M. Thomas ARNOULT** et **M. Antoine SAVARIA**.

Je tiens à remercier vivement **M. Faouzi BOUFARÈS** maître de conférences HDR en informatique à l'Université Sorbonne Paris Nord, pour son encouragement durant la période de ma thèse.

Je tiens également à remercier ma famille pour son soutien, son intérêt et pour avoir toujours été là quand j'en avais le plus besoin. Je remercie tout particulièrement mes parents « **Abdelmajid** et **Naima** » pour leur amour, leur soutient et leurs encouragements constants tout au long de ma vie. Ils m'ont donné la possibilité d'étudier et m'ont inculqué les qualités personnelles, les valeurs et la motivation qui m'ont permis de mener à bien cette thèse.

“L’imagination est plus importante que le savoir.”

Albert EINSTEIN

Table des matières

Introduction générale **1**

Chapitre 1 : Introduction aux microsystèmes acoustiques et au retournement temporel **4**

I.1. Introduction : 5

I.2. Applications des ondes ultrasonores : 6

I.3. Applications d'imagerie : 8
I.3.1. Imagerie ultrasonore par multi-élément : 8
I.3.1.1. Imagerie médicale (échographie) : 8
I.3.1.2. Transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (CMUT) : 10
I.3.1.3. Transducteurs ultrasonores piézoélectriques micro-usinés (PMUT) : 12
I.3.1.4. Technique d'imagerie ultrasonore par une cavité réverbérante : 13
I.3.2. Imagerie ultrasonore par mono-élément : 15
I.3.2.1. La microscopie acoustique : 15
I.3.2.2. Système d'imagerie ultrasonore 3D utilisant un seul capteur : 17
I.3.2.3. Dispositif d'imagerie acoustique avec un seul transducteur : 18

I.4. Retournement temporel (RT) : 19
I.4.1. Cavité à Retournement Temporel : 20
I.4.2. Miroir à retournement temporel (MRT) : 22
I.4.3. Retournement Temporel dans un guide d'onde : 23
I.4.4. Retournement Temporel dans une cavité chaotique fermée : 26

I.5. Le microsystème acoustique envisagé pour l'application d'imagerie : 28

I.6. Conclusion : 31

Chapitre 2 : Etude acoustique et fabrication des transducteurs à base de ZnO **32**

II.1. Introduction : 33

II.2. Notion d'élasticité : 34

II.3. Théorie de la propagation des ondes acoustiques : 36
II.3.1. Équations des ondes acoustiques dans un milieu solide : 36
II.3.2. Équations des ondes acoustiques dans un milieu piézoélectrique : 38

II.4. Les conditions de continuité à l'interface de deux milieux différents : 43
II.4.1. Réflexion et transmission des ondes acoustiques : 43
II.4.1.1. Interface solide/solide : 43
II.4.1.2. Interface solide/fluide : 45
II.4.1.3. Interface solide/air : 45
II.4.2. Propagation des ondes à travers un milieu multicouche : 48

II.5. Modélisation des transducteurs piézoélectriques par le modèle de Auld [68] : 49

II.6. Micro-technologies pour la conception des microsystèmes : 53
II.6.1. Photolithographie : 53
II.6.2. Dépôt de couches minces : 57
II.6.2.1. Techniques de dépôts par évaporation thermique : 57
II.6.2.2. Techniques de dépôts par pulvérisation cathodique : 58
II.6.2.3. Techniques de dépôt chimique en phase vapeur : 60

II.7. Les étapes de fabrication des transducteurs à base de ZnO : 61
II.8. Caractérisation des transducteurs : 63
II.8.1. Paramètre mesuré : 63
II.8.2. Caractérisation des transducteurs par traitement de signal : 65
II.9. Dépôt de ZnO avec un axe c incliné par pulvérisation magnétron : 69
II.10. Conclusion : 73
Chapitre 3 : Etude d'adaptation électrique du transducteur 74
III.1. Introduction : 75
III.2. Modèles électriques des transducteurs : 76
III.3. Généralités sur l'adaptation d'impédance : 77
III.3.1. Principe de l'adaptation électrique : 77
III.3.2. Approche de Bode-Fano : 78
III.4. Filtres : 79
III.4.1. Filtre d'ordre 2 (transformateur LC) : 79
III.4.2. Butterworth : 79
III.4.3. Tchebychev : 80
III.5. Mise en place pour une impédance terminale réelle : 82
III.5.1. Approche directe, transformateur LC : 82
III.5.2. Utilisation d'un filtre de Tchebychev : 83
III.6. Gestion d'une impédance terminale complexe : 86
III.6.1. Transformateur LC pour une charge complexe : 86
III.6.2. Méthode de Youla : 88
III.7. Transformateur réparti : 91
III.8. Réalisation expérimentale : 94
III.9. Conclusion : 98
Chapitre 4 : Réalisation d'un microsystème acoustique UHF pour la focalisation des ondes acoustiques par Retournement Temporel 99
IV.1. Introduction : 100
IV.2. Modélisation de la propagation dans la cavité : 101
IV.3. Réalisation de la cavité par une gravure chimique : 104
IV.3.1. Généralité sur la gravure chimique : 104
IV.3.1.1. Gravure humide isotrope : 105
IV.3.1.2. Gravure humide anisotrope : 105
IV.3.2. Les principales étapes pour la conception de la cavité : 108
IV.3.2.1. Oxydation de silicium SiO2 : 108
IV.3.2.2. Gravure du silicium par le KOH : 109
IV.4. Mesure de déplacement mécanique par un vibromètre laser : 110
IV.5. Caractérisation expérimentale du microsystème : 113
IV.6. Retournement temporel des ondes acoustiques UHF : 116
IV.6.1. Signal d'excitation : 117
IV.6.2. Focalisation par RT simple : 118
IV.6.3. Amélioration de l'amplitude de focalisation (Signal 1-bit) : 120

IV.6.4. Mesures de focalisation sur d'autres cavités : 122
IV.6.4.1. Cavité 2 : réalisée par un défaut de gravure : 122
IV.6.4.2. Cavité 3 : réalisée par un défaut de gravure : 123
IV.6.3. Intercorrélations des signaux transmis : 125
IV.7. Rapport énergétique du signal focalisé : 126
IV.8. Estimation d'atténuation dans la cavité : 127
IV.9. Conclusion: 129
Conclusion générale 131
Annexes 136
Annexe 1 : Les coefficients du filtre Butterworth. 136
Annexe 2 : Tables des polynômes de Tschebyshev. 137
Annexe 3 : Suite de la méthode de Youla. 138
Annexe 4 : La fiche technique de l'inductance. 143
Communications scientifiques et publications 144
Bibliographie 146
Résumé 155

Table des figures

Figure 1.1 : Méthode A-Scan. 6
Figure 1.2 : Méthode B-Scan. 7
Figure 1.3 : Méthode C-Scan. 7
Figure 1.4 : Schéma des différents types de transducteurs utilisés en échographie, (a) Sonde convexe (1 – 5 MHz), (b) Sonde phase (1 – 5 MHz) et (c) Sonde linéaire (5 – 20 MHz)..... 9
Figure 1.5 : Géométrie d'une sonde (a) linaire, (b) convexe. 10
Figure 1.6 : Images échographiques en mode B, (a) par une sonde linaire, (b) par une sonde convexe [4]. 10
Figure 1.7 : Structure d'un transducteur ultrasonore capacitif micro-usiné pour des applications ultrasonores (a) coupe d'une cellule CMUT (b) topologie d'un élément CMUT. 11
Figure 1.8 : Images échographiques obtenues avec une sonde CMUT à 64 éléments (fonctionne à 7 MHz), (a) fantôme de kyste, (b) carotide humaine [14]. 12
Figure 1.9 : (a) Image par le MEB d'une matrice de PMUT de diamètres différents, (b) Les étapes de fabrication de PMUT [19], (c) Un modèle mécanique d'un cathéter orientable contenant une matrice de PMUT à 512 éléments [20]..... 12
Figure 1.10 : Image d'une éponge placée sur des cordes en nylon dans un réservoir d'eau, a été acquise à l'aide d'un réseau de test PMUT 32 × 4 fonctionnant à 5 MHz [20]..... 13
Figure 1.11 : Image d'une cavité chaotique avec 31 transducteurs [22, 23]. 13
Figure 1.12 : Images 3D de la surface d'un fantôme de gélatine [22]. 14
Figure 1.13 : Principe général de la microscopie acoustique. 16
Figure 1.14 : Image d'un ganglion lymphatique de 3,0 mm de diamètre, (a) par microscope optique, (b) par microscope acoustique (SAM) [28]..... 16
Figure 1.15 : Image du dispositif d'imagerie avec les résultats. 17
Figure 1.16 : Pression normalisée réfléchie par la cible sur des plans à 140 mm, 150 mm et 160 mm de la plaque. 19
Figure 1.17 : Phase d'enregistrement du champ sur la surface de la cavité [33]. 21
Figure 1.18 : Phase de réémission du champ et de sa dérivée [33]. 22
Figure 1.19 : Principe du miroir à retournement temporel. 23
Figure 1.20 : Schéma du guide d'onde acoustique. 23
Figure 1.21 : Représentation spatio-temporelle du champ acoustique incident reçu par le MRT [56]. 24
Figure 1.22 : Evolution temporelle du signal mesuré sur un transducteur du réseau [56]. 24
Figure 1.23 : Signal focalisé sur le point source [56]. 24
Figure 1.24 : Profil de tache focale dans le plan de la source après focalisation, La ligne pointillée correspond à la focalisation en espace libre ; la ligne complète correspond à la focalisation dans le guide d'ondes [56]. 25
Figure 1.25 : Le principe des images miroir appliqué au guide d'ondes. 25
Figure 1.26 : Dispositif expérimental de retournement temporel à une seule source dans une cavité chaotique fermée. 26
Figure 1.27 : Scan spatial du champ à différents temps autour du point A après émission de la réponse impulsionnelle $\boldsymbol{h_{OA}(-t)}$..... 27
Figure 1.28 : Configuration géométrique du microsystème proposé. 29
Figure 1.29 : Méthode de focalisation ultrasonore par retournement temporel. 30
Figure 1.30 : Configuration géométrique du microsystème réalisé..... 30

Figure 2.1 : Déformation d'un corps élastique soumis à une contrainte. 34
Figure 2.2 : Courbes de lenteur (1/v) pour le silicium par le plan (001). 38
Figure 2.3 : L'effet piézoélectrique. 39
Figure 2.4 : Courbes de lenteur de l'oxyde de zinc (classe 6mm) par le plan XZ. 42
Figure 2.5 : Interface solide/solide en incidence normale. 43
Figure 2.6 : Interface solide/fluide en incidence normale. 45
Figure 2.7 : Réflexion d'onde à l'interface solide/air en incidence oblique. 45
Figure 2.8 : Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence d'une onde longitudinale pour le silicium. 47
Figure 2.9 : Propagation d'onde acoustique dans le silicium. 47
Figure 2.10 : Impédance équivalente du milieu 1 et du milieu 2. 48
Figure 2.11 : Schéma de multicouches d'un transducteur ultrasonore. 50
Figure 2.12 : Calcul de l'impédance électrique du transducteur. 51
Figure 2.13 : Simulation de l'impédance acoustique $\boldsymbol{Z_{Air/Ti}}$. 51
Figure 2.14 : Simulation de l'impédance $\boldsymbol{Z_{Si/Pt}}$ 52
Figure 2.15 : Simulation de l'impédance électrique du transducteur. 53
Figure 2.16 : Schéma de principe des étapes de photolithographie. 54
Figure 2.17 : Aligneur MA6/BA6 Suss Micro Tec. 56
Figure 2.18 : Schéma de principe de dépôt par évaporation thermique. 58
Figure 2.19 : Exemple de formes de matériaux d'évaporation, utilisés dans les bâtis sous vide. 58
Figure 2.20 : Schéma de principe de la méthode de la pulvérisation cathodique. 59
Figure 2.21 : Principe du procédé de pulvérisation cathodique magnétron. 59
Figure 2.22 : Bati de dépôt par pulvérisation magnétron. 60
Figure 2.23 : Principe du procédé de dépôt chimique en phase vapeur CVD [69]. 60
Figure 2.24 : Substrat de silicium métallisé. 61
Figure 2.25 : Dispositif expérimental de dépôt par spin coating. 61
Figure 2.26 : Agitateur magnétique pour lift off. 62
Figure 2.27 : Procédé de fabrication des transducteurs. 62
Figure 2.28 : Image microscopique d'un réseau des transducteurs de différents diamètres réalisés. ... 62
Figure 2.29 : Le schéma d'un dipôle. 63
Figure 2.30 : Le schéma d'un dispositif de 2 ports. 64
Figure 2.31 : Dispositif général de mesure. 64
Figure 2.32 : Dispositif de mesure, (a) analyseur de réseau, (b) pointe de mesure, (c) pointes posées sur des transducteurs. 65
Figure 2.33 : Module du paramètre $\boldsymbol{S_{11}}$ mesuré avec l'analyseur de réseau. 66
Figure 2.34 : Transformée de Fourier inverse de $\boldsymbol{S_{11}}$. 66
Figure 2. 35 : Impédance électrique d'un transducteur ZnO de diamètre 150 µm, la ligne bleue représente la simulation numérique et la ligne rouge résulte des mesures expérimentales, (a) partie réelle et (b) partie imaginaire. 67
Figure 2.36 : Pertes d'insertion au niveau du transducteur. 68
Figure 2.37 : Schéma de principe de la pulvérisation cathodique RF magnétron avec un cache fixé entre la cible et le substrat. 70
Figure 2.38 : Image MEB en coupe transversale d'un film ZnO avec axe c incliné de 14,5 °. 70
Figure 2.39 : Module de $\boldsymbol{S_{11}}$(f), (a) pour f = [0,35 - 2 GHz], (b) Zoom autour de la résonance des ondes acoustiques longitudinales et de cisaillement. 71
Figure 2.40 : Réponse impulsionnelle $(\mathbf{t})$, (a) pour f = [0,35 – 2 GHz], (b) f = [0.35-1 GHz] et (c) f = [1-2 GHz]. 72

Figure 3.1 : Modèle électrique du transducteur pour les deux modes de résonance. 76
Figure 3.2 : Modèle électrique du transducteur pour le mode longitudinal. 76
Figure 3.3 : Modèle électrique du transducteur à la résonance (a) circuit en parallèle, (b) circuit en série. 77
Figure 3.4 : Une charge adaptée par un quadripôle. 77
Figure 3.5 : Approche de Bode-Fano. 78
Figure 3.6 : Gains de filtre passe-bas d'ordre 2 en fonction de la fréquence. 79
Figure 3.7 : Gains de filtres de Butterworth passe-bas d'ordre 1 à 5 en fonction de la fréquence. 80
Figure 3.8 : Gains de filtres de Tchebychev pour des ordres différents. 81
Figure 3.9 : Taux de pertes d'insertions pour n=3. 82
Figure 3.10 : Emplacement de la cellule LC en fonction de R. 82
Figure 3.11 : Filtre de Tchebychev d'ordre n pair $\boldsymbol{r_0} < \boldsymbol{R_c}$. 83
Figure 3.12 : Les pertes d'insertion sans adaptation (n=0) et pour un ordre n≠0. 83
Figure 3.13 : Circuit d'adaptation, (a) seulement de la résistance $\boldsymbol{R_L}$, (b) du transducteur pour $\boldsymbol{C_0} > \boldsymbol{C_2}$ et (c) $\boldsymbol{C_2} > \boldsymbol{C_0}$. 85
Figure 3.14 : Pertes d'insertion du transducteur par un filtre de Tchebychev d'ordre 2. 85
Figure 3.15 : Positionnement de jB dans le circuit en fonction de $\boldsymbol{R_c}$, (a) pour $\boldsymbol{R_c} > \boldsymbol{Z_0}$, (b) pour $\boldsymbol{R_c} < \boldsymbol{Z_0}$. 86
Figure 3.16 : (a) Circuit d'adaptation (b) les pertes d'insertion après adaptation électrique. 88
Figure 3.17 : Modèle électrique du transducteur. 89
Figure 3.18 : Prototype normalisé. 90
Figure 3.19 : Coefficient de réflexion partiel d'un transformateur multisections. 91
Figure 3.20 : Adaptation de transducteur par cascades de N sections. 93
Figure 3.21 : Taux de pertes d'insertion après l'adaptation. 93
Figure 3.22 : Micro-soudure en mode Ball sur un device Crossbar 100 nm (groupe NCM) [82]. 94
Figure 3.23 : Les étapes d'un câblage ball bonding [83]. 95
Figure 3.24 : Image microscopique d'un fil d'or soudé sur le transducteur. 96
Figure 3.25 : L'impédance électrique du transducteur, (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire. 96
Figure 3.26 : (a) Image des dimensions de la bobine, (b) Image du transducteur adapté et intégré dans un circuit électrique. 96
Figure 3.27 : Comparaison de la réponse impulsionnelle $\boldsymbol{S_{11}}$ du transducteur sans et avec adaptation électrique. 97
Figure 3.28 : Pertes d'insertion électrique mesurées avec et sans adaptation électrique. 97

Figure 4.1 : La géométrie simulée. 101
Figure 4.2 : Réponse impulsionnelle simulé de la cavité pour différents transducteurs récepteurs. 103
Figure 4.3 : Intercorrélations entre les signaux simulés. 103
Figure 4.4 : Schéma représentant la différence d'usinage entre une gravure anisotrope et gravure isotrope, (a) anisotropie complète, (b) anisotropie partielle et (c) gravure isotrope. 104
Figure 4.5 : (a) Schéma d'un profil de gravure anisotrope du silicium, (b) Image MEB d'une gravure humide à base de KOH de surfaces en Silicium orienté (110) [101]. 106
Figure 4.6 : La concentration et la vitesse de gravure en fonction de la température des plans cristallins (100) et (110) du silicium dans KOH (graphique de gauche) et TMAH (graphique de droite) [103]. 106
Figure 4.7 : L'orientation du masque sur un substrat de silicium (100) [110]. 107

Figure 4.8 : Représentation schématique d'un four d'oxydation thermique, qui contrôle les conditions de croissance de l'oxyde pour assurer la reproductibilité et la qualité des couches d'oxyde. 108
Figure 4.9 : Processus de gravure par voie chimique humide anisotrope du silicium. 109
Figure 4.10 : Images MEB des d'angles de 54.7 ° par rapport à la surface du substrat, (a) vue en coupe (b) vue de dessus. 110
Figure 4.11 : Dispositif Polytec UHF-120. 111
Figure 4.12 : Mesure de déplacement sur un transducteur par un vibromètre laser Polytec UHF-120, (a) focalisation du laser sur le transducteur adapté, (b) courbe de déplacement en pm pour un balayage de fréquence. 111
Figure 4.13 : Courbe de déplacement en impulsionnel. 112
Figure 4.14 : Configuration géométrique du microsystème réalisé. 113
Figure 4.15 : Représentation du banc de caractérisation, (a) une photographie des dispositifs, (b) représentation schématique du système de mesure et (c) Logiciel VectorVu-PC pour afficher les paramètres $\boldsymbol{S_{11}(f)}$, $\boldsymbol{S_{22}(f)}$ **et** $\boldsymbol{S_{12}(f)}$. 114
Figure 4.16 : L'amplitude du signal reçu sur l'ensemble de transducteurs situés dans deux zones « A » et « B » différentes. 116
Figure 4.17 : Représentation du système de mesure, (a) une photographie du générateur et de l'oscilloscope, (b) représentation schématique du système de mesure. 116
Figure 4.18 : Le signal chirp appliqué au transducteur émetteur et son spectre. 118
Figure 4.19 : Signal R(t) détecté par le transducteur récepteur R2. 118
Figure 4.20 : Signal de déconvolution $\mathbf{D(t) = E(-t) \star R(t)}$. 119
Figure 4.21 : Compression temporelle du signal D(t) sur R2. 120
Figure 4.22 : Obtention du signal de déconvolution $D_{1bit}(t)$ par la normalisation de l'enveloppe. 120
Figure 4.23 : Comparaison de la compression temporelle du signal D(t) et D(t) normalisé 1bit. 121
Figure 4.24 : Mesures des signaux sur différents transducteurs après focalisation sur R2. 121
Figure 4.25 : Un défaut de gravure chimique présente un diffuseur dans la cavité. 122
Figure 4.26 : (a) Compression temporelle sur le récepteur R1 de la deuxième cavité, (b) mesures des signaux sur différents transducteurs. 122
Figure 4.27 : Image MEB et dimensions de la cavité 3. 123
Figure 4.28 : Mesures des réponses impulsionnelles sur différents transducteurs récepteurs pour une focalisation sur R3. 124
Figure 4.29 : Intercorrélations entre les signaux pour les 3 cavités. 125
Figure 4.30 : Rapport énergétique ξt dans le temps, (a) simple RT et (b) RT à 1 bit. 127
Figure 4.31 : Configuration géométrique de la microcavité en silicium : (a) vue latérale ; (b) vue de dessus. 128
Figure 4.32 : Les enveloppes du paramètre $\boldsymbol{S_{22}(t)}$ de 16 transducteurs récepteurs. 128

Figure 5.1 : Un filtre généralisé. 138
Figure 5.2 : La fiche technique de la bobine. 143

Les tableaux

Tableau 2.1 : Indices et notations matricielles. 35

Tableau 4.1 : Solutions de gravure anisotropes pour le silicium [102]. 106
Tableau 4.2 : Caractérisations du banc de mesure et des signaux. 117
Tableau 4.3 : Valeurs du rapport énergétique pour les 3 cavités. 127

Tableau 5.1 : Polynôme de Butterworth pour n = [1-8]. 136
Tableau 5.2 : Les coefficients du filtre Butterworth. 136
Tableau 5.3 : Table des polynômes pour ε=0.1 dB. 137
Tableau 5.4 : Table des polynômes pour ε=0.5 dB. 137
Tableau 5.5 : Table des polynômes pour ε=1 dB. 137

Introduction générale

L'élargissement des technologies utilisées en microélectronique aux microsystèmes a fait apparaître de nouvelles possibilités d'application des ondes ultrasonores hautes fréquences. Elles ont été utilisées pour caractériser des dispositifs de très petites tailles ou pour mesurer des propriétés physiques ou physico-chimiques locales (à l'échelle du micromètre). À titre d'exemple, des études de mouillabilité locale sur silicium nanostructuré ont été proposées ainsi que des applications à la biologie, avec l'étude de l'adhésion cellulaire sur biomatériaux. Enfin dans le domaine de l'agro-alimentaire, la détection de biofilms pathogènes, afin de prévenir les risques sanitaires, a également été étudiée. Les exemples précédemment cités font apparaître la nécessité d'étude et de caractérisation des interfaces solide/fluide. Les technologies d'imagerie ultrasonores visent généralement à reconstruire la géométrie de milieux 3D. Elles peuvent être utilisées pour réaliser une imagerie d'interface mais ne s'adressent pas spécifiquement à ce type d'applications et restent limitées en résolution par les choix de fréquences compatibles avec les technologies de réseaux de transducteurs ultrasonores. Pour atteindre une résolution suffisante dans ce type de problème, il est nécessaire d'utiliser des ondes ultrasonores hautes fréquences.

Les technologies d'imagerie ultrasonores hautes fréquences ont permis de développer un microscope acoustique à balayage. Cette technique, reste cependant coûteuse.

De plus, le développement des systèmes d'imagerie multi-éléments dont la fréquence de fonctionnement est supérieure à 100 MHz soulève de nombreuses difficultés. Ces difficultés comprennent le système de retard de phase à ultra haute fréquence, le problème d'adaptations électrique et mécanique, et la fabrication de transducteurs multi-éléments de petites dimensions.

Si les techniques de fabrication d'antennes ultrasonores ne permettent pas actuellement d'obtenir la résolution spatiale suffisante pour traiter les problèmes envisagés, les possibilités d'imagerie mono-élément ont été démontrées. Bien qu'utilisées dans d'autres échelles de fréquence, la difficulté technologique de réaliser des réseaux de transducteurs multi-éléments peut être contournée. Nous proposons donc, comme partie applicative de cette thèse, de les mettre en œuvre dans le cadre d'un microsystème qui permettra d'ouvrir des portes à l'intégration de systèmes d'imagerie surfacique en ultra haute fréquence (GHz) par la technique de retournement temporel.

Dans le laboratoire de l'IEMN-DOAE, l'équipe de recherche MAMINA utilise souvent des transducteurs à base de l'oxyde de zinc dans le développement des microsystèmes acoustiques grâce à la facilité technologique pour les fabriquer. Cependant, ces transducteurs présentent plusieurs inconvénients tels que leur faible efficacité sans adaptation électrique, le besoin d'un banc spécifique (couplant microscopie optique et pointes hyperfréquences permettant la connexion électrique au transducteurs) et la difficulté de générer le mode transversal. Dans ce cadre, nous allons étudier la possibilité d'optimisation de ces transducteurs par une adaptation électrique autant que par des conditions de dépôt de ZnO. Cela permettra d'améliorer leurs sensibilités acoustiques sur une large bande et de s'affranchir d'une mesure sous pointe pour disposer du signal électrique.

Ce rapport de thèse comporte quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous allons citer quelques techniques d'imagerie mono et multi-éléments, expliquer le principe de retournement temporel et présenter le microsystème que nous souhaitons développer dans ce travail.

Le deuxième chapitre est essentiellement consacré à la présentation des bases de l'acoustique afin de disposer des notions de propagation des ondes acoustiques dans les milieux ainsi que de leurs interactions aux interfaces. Ensuite, nous allons présenter le modèle de Auld qui va nous permettre de déterminer l'impédance électrique théorique du transducteur et de nous guider dans le choix de sa géométrie.

Nous allons rappeler également les techniques de micro-technologie utilisées pour la réalisation des microsystèmes et des MEMS ainsi les étapes de fabrication qui seront nécessaires pour la fabrication des transducteurs. Nous présenterons ensuite une caractérisation électrique et acoustique de ces capteurs.

D'autres sujets de recherche menés dans l'équipe MAMINA comme les caractérisations de mouillabilité des nanostructures nécessitent l'utilisation des ondes de cisaillement. Nous allons donc pousser l'étude des transducteurs ZnO afin de les optimiser pour ce mode. Nous finirons ce chapitre par l'étude d'une technique de croissance de films ZnO avec une orientation cristalline inclinée afin de fabriquer des transducteurs permettant de générer les deux types d'ondes (longitudinal et transversal) avec un niveau du mode de cisaillement important. Cela peut potentiellement également avoir un intérêt pour notre étude dans le cadre de la focalisation par retournement temporel.

Dans le chapitre 3, nous allons étudier et simuler quelques techniques d'adaptation électrique en nous basant sur le modèle électrique équivalent du transducteur et les mesures expérimentales de paramètre de réflectométrie S_{11}. L'objectif de cette étude sera de choisir la bonne méthode réalisable et efficace pour améliorer la sensibilité acoustique du transducteur en augmentant le niveau des ondes longitudinales.

Le quatrième chapitre est essentiellement dédié à l'étude du microsystème que nous allons proposer et aux premiers résultats.

Après avoir adapté l'un de ces transducteurs, nous réaliserons des premières mesures de déplacement mécanique à l'aide d'un interféromètre laser. Ces mesures nous permettront d'évaluer le niveau du signal dans le microsystème. Nous présenterons également les résultats de la modélisation acoustique du dispositif afin de valider sa forme. Les dimensions importantes de la cavité demandent un maillage trop important pour utiliser des modèles par éléments finis (Comsol), nous utiliserons donc un modèle par lancé de rayon (ray tracing).

Pour réaliser cette cavité, nous allons utiliser une gravure chimique anisotrope qui nous permettra d'obtenir des miroirs acoustiques inclinés sur le plan {1 1 1} du silicium (100) qui vont jouer le rôle de réflecteurs d'ondes. Une fois la cavité réalisée, des transducteurs ZnO seront déposés sur la face arrière non gravée du substrat.

Nous commencerons l'étude du dispositif par des mesures en transmission dans le but de choisir la zone la plus favorable de la cavité permettant de recueillir le plus d'énergie. Nous caractériserons également cette cavité par la mesure de l'atténuation des ondes qui s'y propagent. Pour valider le concept, nous présenterons les premiers essais de focalisation d'énergie sur un élément par RT simple et RT 1-bit sur différents cas de cavité. Ainsi, une estimation du rapport énergétique sera déterminée.

Nous finirons ce travail par une discussion des résultats trouvés et en proposant des perspectives permettant d'avancer dans l'application.

Chapitre 1 : Introduction aux microsystèmes acoustiques et au retournement temporel

Sommaire :

I.1. Introduction : 5

I.2. Applications des ondes ultrasonores : 6

I.3. Applications d'imagerie : 8

I.3.1. Imagerie ultrasonore par multi-élément : 8

I.3.1.1. Imagerie médicale (échographie) : 8

I.3.1.2. Transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (CMUT) : 10

I.3.1.3. Transducteurs ultrasonores piézoélectriques micro-usinés (PMUT) : 12

I.3.1.4. Technique d'imagerie ultrasonore par une cavité réverbérante : 13

I.3.2. Imagerie ultrasonore par mono-élément : 15

I.3.2.1. La microscopie acoustique : 15

I.3.2.2. Système d'imagerie ultrasonore 3D utilisant un seul capteur : 17

I.3.2.3. Dispositif d'imagerie acoustique avec un seul transducteur : 18

I.4. Retournement temporel (RT) : 19

I.4.1. Cavité à Retournement Temporel : 20

I.4.2. Miroir à retournement temporel (MRT) : 22

I.4.3. Retournement Temporel dans un guide d'onde : 23

I.4.4. Retournement Temporel dans une cavité chaotique fermée : 26

I.5. Le microsystème acoustique envisagé pour l'application d'imagerie : 28

I.6. Conclusion : 31

Introduction aux microsystèmes acoustiques et au retournement temporel

I.1. Introduction :

L'acoustique est une discipline qui fait partie de la mécanique classique et qui concerne la propagation élastique des ondes mécaniques. Ces ondes sont générées par un corps oscillant dont les vibrations se propagent de proche en proche à travers un milieu élastique (gaz, liquide ou solide). Les vibrations des nombreuses particules du milieu autour de leurs positions d'équilibres peuvent se faire dans une direction colinéaire ou perpendiculaire à la direction dans laquelle l'onde se propage. On qualifie d'ondes longitudinales ou d'ondes transversales ce type particulier d'ondes. Il existe de nombreuses autres dénominations associées à des types de propagations spécifiques des ondes élastiques.

Comme tout type d'ondes, les ondes élastiques peuvent subir des phénomènes de réflexion ou de réfraction à l'interface de deux milieux de natures différentes et de diffusion par les hétérogénéités d'un milieu. Ces vibrations peuvent donner lieu à des frottements entre particules transformant une partie de l'énergie élastique en chaleur, on parle d'absorption de l'onde par le milieu. L'effet visible est une atténuation de l'amplitude de vibration au cours de la propagation.

Les ultrasons (US) sont des ondes élastiques particulières qui vibrent à des fréquences supérieures à 20 kHz, c'est-à-dire supérieures à la bande audible de l'oreille humaine.

L'onde ultrasonore a été appliquée dans divers domaines, tels que, la mesure de distance, la détection sous-marine, la détection de défauts industriels, ainsi que dans les domaines de l'imagerie médicale et industrielle.

Dans le domaine d'imagerie ultrasonore, les applications connaissent un grand développement depuis des dizaines d'années. Chaque technique a son principe de fonctionnement et sa limite de résolution. Dans ce chapitre, nous allons commencer par rappeler et citer quelques techniques d'imagerie mono et multi éléments.

Nous allons ensuite expliquer le phénomène du retournement temporel (RT) en acoustique et plus particulièrement dans le domaine des ultrasons. Nous introduirons la notion de miroir à

retournement temporel (MRT), le retournement Temporel dans un guide d'onde, ainsi qu'en cavité réverbérante.

Nous finirons ce chapitre par présenter les deux objectifs principaux de cette thèse qui seront l'optimisation de la sensibilité acoustique des transducteurs ultra haute fréquence à base de ZnO et la réalisation d'un microsystème acoustique d'imagerie d'interface par RT.

I.2. Applications des ondes ultrasonores :

La technologie ultrasonore est largement utilisée comme méthode de détection non destructive et d'imagerie médicale. Le sonar, technique d'envoi d'ondes sonores dans l'eau et d'observation des échos de retour pour caractériser les objets immergés, a inspiré les premiers chercheurs en échographie à explorer des moyens d'appliquer le concept au diagnostic médical.

En 1915, Paul Langevin a mené des recherches sur l'étude de la propagation des ondes ultrasonores dans l'eau pour différents matériaux [1]. En 1929 et 1935, Sokolov a étudié l'utilisation des ondes ultrasonores dans la détection d'objets métalliques. Mulhauser, en 1931, a obtenu un brevet pour l'utilisation d'ondes ultrasonores, utilisant deux transducteurs pour détecter les défauts dans les solides. Firestone (1940) et Simons (1945) ont développé des tests par ultrasons pulsés.

Peu de temps après la fin de la Seconde Guerre mondiale, les frères Karl et Friedrich Dussik ont commencé à explorer les capacités de diagnostic médical de l'échographie. Les premiers instruments à ultrasons utilisaient une présentation suivant 3 modes [2] :

- Mode A-Scan (Amplitude) :

Il permet d'avoir un signal temporel pour chaque position du transducteur, et ainsi de caractériser un matériau dans la direction de propagation du faisceau. Il affiche l'amplitude des échos en fonction du temps de parcours. Un exemple d'A-Scan est affiché dans la figure 1.1.

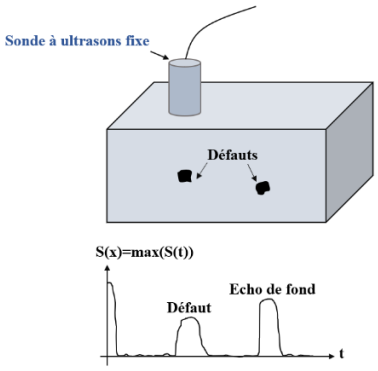


Figure 1.1 : Méthode A-Scan.

- Mode B-Scan (Brightness) :

Il fournit des images bidimensionnelles d'une série de points et de lignes d'un plan vertical dans l'échantillon. Il suffit de déplacer un transducteur ou un réseau de transducteurs sur une coupe du matériau pour extraire l'information. L'intensité lumineuse de l'afficheur est modulée par l'amplitude du signal échographique. C'est le mode le plus utilisé en médecine. Nous présentons un exemple d'image B-Scan dans la figure 1.2 :

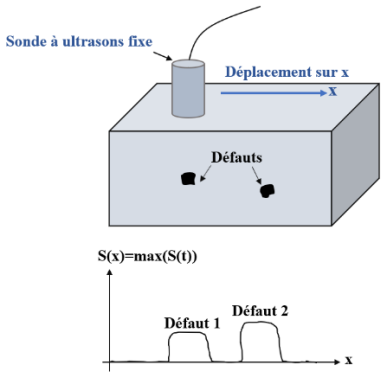


Figure 1.2 : Méthode B-Scan.

- Mode C-Scan (Constant depth) :

Ce mode fournit des images bidimensionnelles à l'aide de 2 déplacements comme le mode B-Scan mais il permet l'imagerie d'un plan parallèle à la surface dans l'échantillon. Le transducteur se déplace dans deux directions parallèlement à la surface du substrat. Pour représenter une image à une profondeur donnée de l'échantillon, l'intensité lumineuse affichée sera modulée par l'amplitude du signal échographique pour un retard de propagation. L'image de la figure 1.3 représente un exemple de C-Scan.

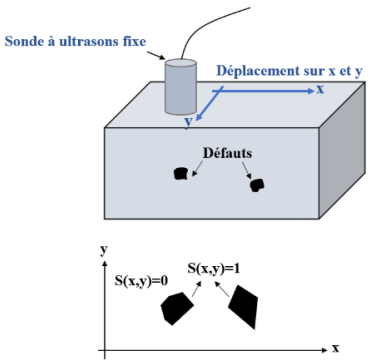


Figure 1.3 : Méthode C-Scan.

Les recherches sur les méthodes d'échographie menées au Japon était relativement inconnues aux États-Unis et en Europe jusqu'aux années 1950. Les chercheurs ont ensuite présenté leurs résultats à la communauté médicale internationale sur l'utilisation de l'échographie pour détecter les calculs biliaires, les masses mammaires et les tumeurs. En 1952, l'anglais J.J. Wild et l'américain J.M. Reid obtiennent les premières images par échographie d'un sein [3]. Le Japon a également été le premier pays à mettre en œuvre l'échographie Doppler, une application d'ultrasons qui détecte les objets ou fluides mobiles internes tels que le sang circulant dans le cœur à des fins d'investigation cardiovasculaire.

Les pionniers de l'échographie travaillant aux États-Unis ont apporté de nombreuses innovations et découvertes importantes dans le domaine au cours des décennies suivantes. Les chercheurs ont appris à utiliser l'échographie pour détecter un cancer potentiel et pour visualiser les tumeurs chez des sujets vivants et dans des tissus excisés. L'imagerie en temps réel, un autre outil de diagnostic important pour les médecins, présentait des images échographiques directement sur l'écran CRT du système au moment de la numérisation. L'introduction du Doppler spectral et du Doppler couleur plus tard a permis de représenter le flux sanguin dans différentes couleurs pour indiquer la vitesse et la direction du flux et de superposer cette représentation à l'imagerie des structures cardiaques ou des vaisseaux.

Les États-Unis ont également produit le premier scanner portatif à usage clinique, la deuxième génération d'équipement en mode B et le prototype du premier scanner portatif à bras articulé, produisant des images 2D. Les années 90 marquent le développement de l'échographie par la possibilité d'effectuer des échographies en 3D.

I.3. Applications d'imagerie :

I.3.1. Imagerie ultrasonore par multi-élément :

I.3.1.1. Imagerie médicale (échographie) :

L'imagerie par ultrasons est l'une des modalités d'imagerie médicale les plus largement utilisées de nos jours ; plus du quart des diagnostics d'imagerie réalisés dans le monde sont réalisés sous ultrasons et leur proportion ne cesse de croître. Le succès de l'échographie repose sur de nombreux facteurs, parmi lesquels son innocuité et le faible coût des scanners. Un scanner à ultrasons est principalement composé d'une sonde, qui émet et reçoit les échos, et du système de contrôle associé à un écran de visualisation. La sonde consiste en plusieurs éléments piézoélectriques disposés en ligne (réseau linéaire), en courbe (réseau convexe) ou en plusieurs lignes et colonnes (réseau matriciel 2D) comme montre la figure 1.4. La résolution dépend de

la fréquence centrale qui impose l'épaisseur, la largeur et l'espacement des éléments**.** Les sondes à éléments multiples présentent l'avantage de pouvoir "diriger" le faisceau ultrasonore en modifiant le retard d'excitation de chaque élément.

La direction du faisceau est particulièrement importante pour les imageries cardiaques. Des sondes peuvent également être déplacées à la surface du corps, certaines sont conçues pour être insérées à travers diverses ouvertures du corps (vagin, rectum, œsophage) de manière à pouvoir se rapprocher de l'organe examiné (utérus, prostate, estomac).

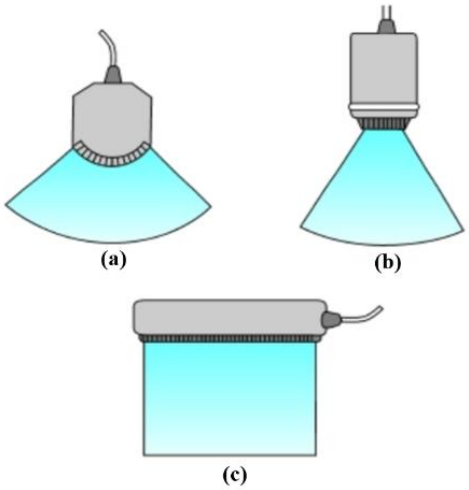
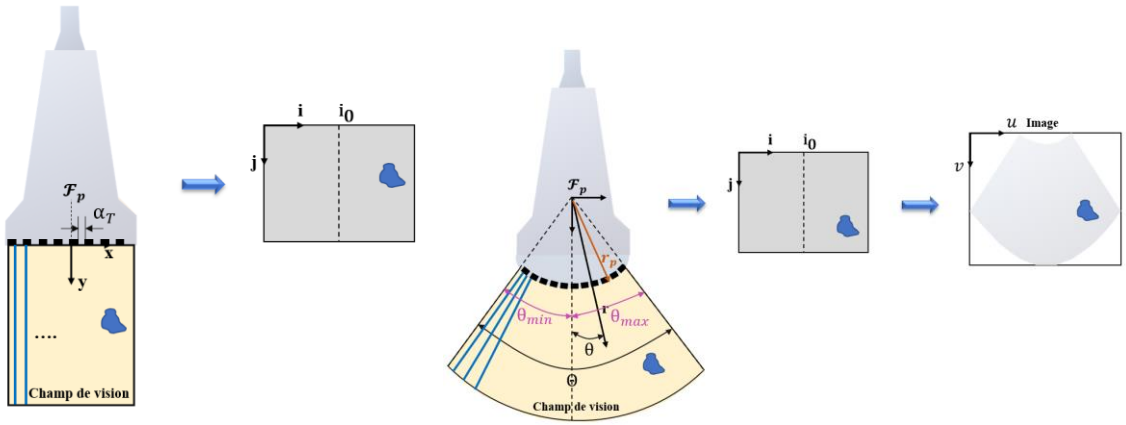


Figure 1.4 : Schéma des différents types de transducteurs utilisés en échographie, (a) Sonde convexe (1 – 5 MHz), (b) Sonde phase (1 – 5 MHz) et (c) Sonde linéaire (5 – 20 MHz).

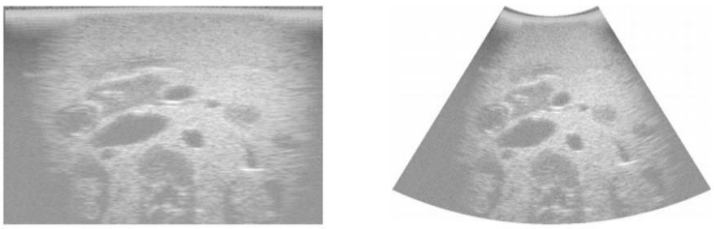
Il y a plusieurs paramètres à considérer dans la reconstruction d'une image à partir de la géométrie de la sonde. Par exemple, dans le cas d'une sonde linéaire, les éléments du transducteur sont positionnés sur le plan de la surface de la sonde et les lignes de balayage sont parallèles les unes aux autres et perpendiculaires au plan de la sonde (voir la figure 1.5.a). Chaque point à l'intérieur du tableau RF est représenté par (i, j), où i et j sont respectivement les index de la ligne de balayage et de l'échantillon, ($x = \alpha_T\,(i - i_0)$ et $y = \alpha_A\,j$) sont les coordonnées métriques de tout point situé dans le tableau RF avec α_A et α_T sont respectivement les résolutions axiale et latérale. Dans le cas d'une sonde convexe, les éléments transducteurs sont positionnés le long de l'arc de la surface de la sonde et la direction des lignes de balayage est donc normale à cette surface courbe (Figure 1.5.b). ($x = r\sin(\theta)$ et $y = r\cos(\theta)$) sont les coordonnées métriques de chaque point à l'intérieur du champ de vue de la sonde, où θ l'angle par rapport à l'axe y et r la distance du point à l'origine de $\mathcal{F}_p$.



(a) (b)

Figure 1.5 : Géométrie d'une sonde (a) linaire, (b) convexe.

Il est possible d'associer les index (i, j) de chaque échantillon stocké dans le tableau RF à ses coordonnées métriques respectives (x, y). Si la détection d'enveloppe est appliquée aux lignes de balayage, alors l'image reconstruite est connue sous le nom d'image de pré-balayage (pre-scan) avec des coordonnées d'index (i, j) (voir la figure 1.6.a). Cependant, dans une image pré-balayage, les structures géométriques du tissu scanné par une sonde convexe sont déformées car la géométrie de la sonde n'est pas prise en compte. La rectification de l'image pré-balayage est appelée image post-balayage (post-scan) comme le montre la figure 1.6.b, qui prend en compte la géométrie du champ de vue de la sonde à ultrasons.



(a) (b)

Figure 1.6 : Images échographiques en mode B, (a) par une sonde linaire, (b) par une sonde convexe [4].

I.3.1.2. Transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (CMUT) :

Depuis leur apparition au milieu des années 90 [5], les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer) sont rapidement apparus comme une alternative aux transducteurs piézoélectriques classiques [6 - 9], en particulier dans le domaine de l'imagerie médicale [7, 10, 11]. L'élément de base d'un CMUT est une cellule à condensateur avec une électrode fixe (plaque arrière) et une électrode libre (membrane) (voir la figure 1.7). Le principe de fonctionnement est le mécanisme de transduction électrostatique bien connu. Si une tension alternative est appliquée entre la membrane et la plaque arrière, la

modulation de la force électrostatique entraîne une vibration de la membrane avec génération d'ultrasons. Inversement, lorsque la membrane est soumise à une onde ultrasonore incidente, le changement de capacité peut être détecté sous forme de signal de courant ou de tension.

Une tension de polarisation en courant continu doit être utilisée en réception pour la détection du signal. Les sensibilités d'émission et de réception augmentent avec la tension de polarisation et elle réduit également les non-linéarités.

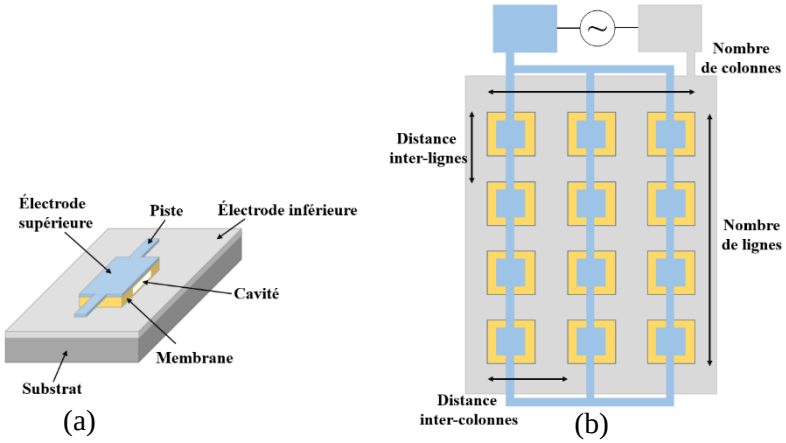
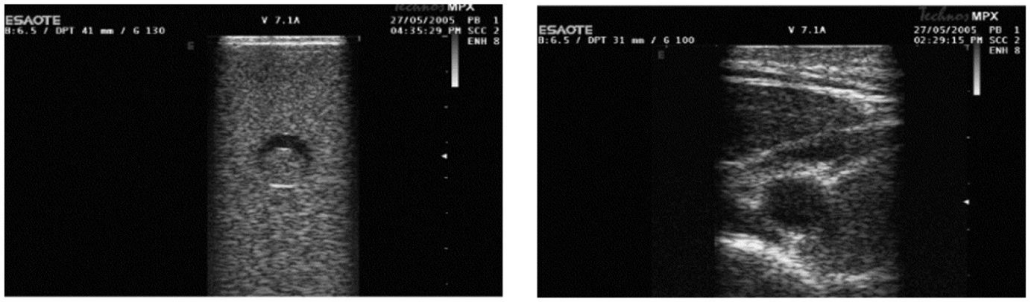


Figure 1.7 : Structure d'un transducteur ultrasonore capacitif micro-usiné pour des applications ultrasonores (a) coupe d'une cellule CMUT (b) topologie d'un élément CMUT.

Bien que l'idée de générer des ondes acoustiques par la force d'attraction électrostatique entre les plaques d'un condenseur soit très ancienne, les progrès récents des technologies de microfabrication ont permis de fabriquer des transducteurs électrostatiques constitués d'un grand nombre de membranes aux propriétés géométriques et mécaniques contrôlées avec précision. Pour le fonctionnement dans la gamme des mégahertz, comme requis par les applications échographiques, les dimensions latérales des membranes sont de l'ordre de quelques dizaines de microns et leur épaisseur est d'environ 1 à 2 µm. Grâce au micro-usinage de surface, la séparation des électrodes peut être très réduite, dans la plage submicronique, ce qui permet des champs électriques élevés à l'intérieur de l'intervalle, requis pour atteindre une force électrostatique et une efficacité de transduction significatives. Les CMUT présentent une bande passante plus large et une résolution d'image améliorée, une facilité de fabrication, une possibilité d'être intégré à des circuits électroniques sur le même wafer et une réduction attendue des coûts de production. L'imagerie 3D en temps réel offre également un grand potentiel, grâce à la réalisation de matrices CMUT 2D comportant un grand nombre d'éléments [12], d'applications d'imagerie harmonique (mettant en jeu les effets non linéaires) et d'applications haute fréquence telles que l'imagerie intravasculaire (IVUS) [13].



(a) (b)

Figure 1.8 : Images échographiques obtenues avec une sonde CMUT à 64 éléments (fonctionne à 7 MHz), (a) fantôme de kyste, (b) carotide humaine [14].

I.3.1.3. Transducteurs ultrasonores piézoélectriques micro-usinés (PMUT) :

D'autres réseaux de transducteurs intégrés aux systèmes électroniques qui s'appellent PMUT (Piezoelectric Micromachined Ultrasonic Transducer) sont une bonne alternative aux transducteurs piézoélectriques conventionnels en raison de leur petite taille d'élément, de leur faible consommation d'énergie et de la facilité de fabrication sous forme de grands réseaux pour les applications d'imagerie et de communication. Le PMUT fonctionnant en mode flexion est une structure multicouche, généralement de forme circulaire, utilisant un film mince piézoélectrique intégré. Les épaisseurs de piézoélectrique sont généralement comprises entre 0.5 et 10 µm (la fréquence de fonctionnement du transducteur est entre 2 et 30 MHz) [15 - 18]. Lorsqu'une tension est appliquée entre les deux électrodes, un champ électrique crée des contraintes dans le plan de la plaque qui vont tout de suite se convertir en mouvement de flexion.

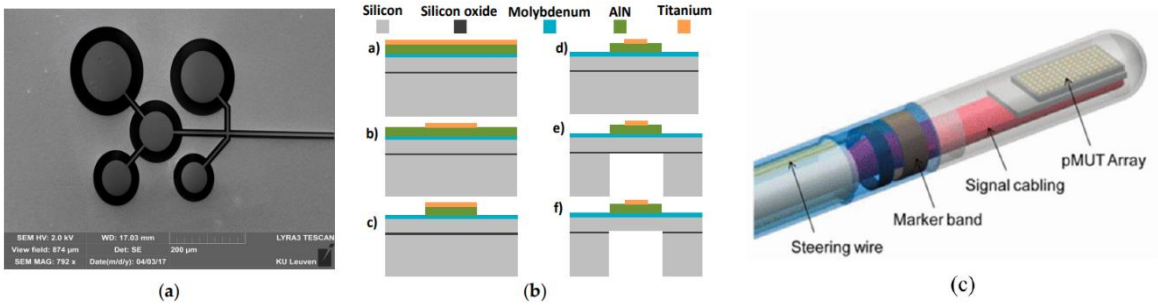


Figure 1.9 : (a) Image par le MEB d'une matrice de PMUT de diamètres différents, (b) Les étapes de fabrication de PMUT [19], (c) Un modèle mécanique d'un cathéter orientable contenant une matrice de PMUT à 512 éléments [20].

Le PMUT est piloté en utilisant un effet piézoélectrique, ce qui lui permet de fonctionner à une tension beaucoup plus basse que les CMUT. À l'instar des CMUT, les PMUT fonctionnent en mode flexion de plaque comme indiqué dans le paragraphe précédent, par conséquent, l'impédance acoustique des PMUT devrait également être réduite [21]. Malheureusement, l'une

des principales critiques des PMUT est leur bande passante qui est relativement étroite par rapport aux transducteurs aux CMUT ou aux transducteurs piézoélectriques.

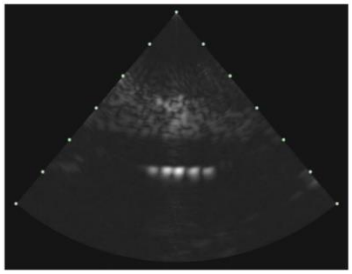


Figure 1.10 : Image d'une éponge placée sur des cordes en nylon dans un réservoir d'eau, a été acquise à l'aide d'un réseau de test PMUT 32 × 4 fonctionnant à 5 MHz [20].

I.3.1.4. Technique d'imagerie ultrasonore par une cavité réverbérante :

Une application d'imagerie 3D par la technique de retournement temporel a été réalisée par un ensemble de transducteurs fixés à une cavité solide réverbérante [22]. Le principe du retournement temporel sera expliqué en détail dans la partie suivante. Le concept de cette application permet d'obtenir une focalisation électronique en 3D avec un petit nombre de transducteurs. L'idée de base est de coupler un petit nombre de transducteurs à une cavité réverbérante chaotique en aluminium (un billard 3D Sinai de $50 \times 50 \times 50\ mm^3$). La cavité agit comme un kaléidoscope ultrasonore, multipliant le petit nombre de transducteurs et créant un réseau de transducteurs virtuels beaucoup plus grand. En exploitant les techniques de retournement temporel, il est possible d'utiliser collectivement tous les transducteurs virtuels pour focaliser une impulsion en tout point de l'espace. La faisabilité de ce concept pour la construction d'images 3D a été démontrée à l'aide d'un prototype reposant uniquement sur 31 transducteurs d'émission et un seul transducteur de réception comme montre la figure 1.11. Les émetteurs sont des céramiques piézoélectriques rectangulaires de 8 x 5 mm avec une fréquence centrale de 1,5 MHz et chaque transducteur est connecté à un système électronique multicanal entièrement programmable.

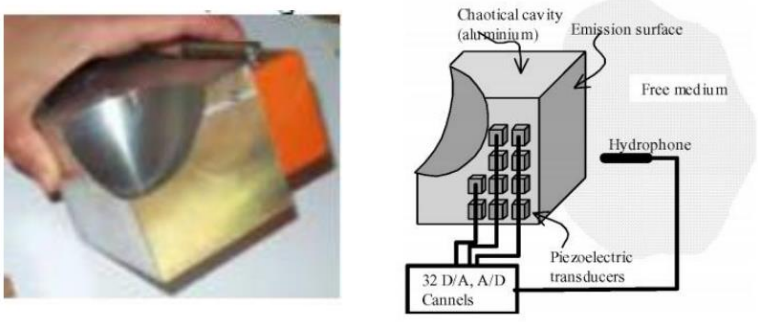


Figure 1.11 : Image d'une cavité chaotique avec 31 transducteurs [22, 23].

Une source ultrasonore située dans le milieu à imager au point focal choisi envoie une courte impulsion ultrasonore de 1 µs centrée autour de 1,5 MHz. Les ondes acoustiques se propagent dans le milieu et pénètrent à l'intérieur de la cavité. Les réponses impulsionnelles reçues par le i-ème transducteur durent jusqu'à 500 µs à cause de la réverbération de la cavité. Ces signaux sont retournés dans le temps puis sont renvoyés par chaque transducteur de la cavité. Les ondes se propagent en sens inverse qu'à l'émission et finissent par se concentrer au point source initial, à la fois dans l'espace et dans le temps.

La procédure pour obtenir une image 3D est constituée de deux étapes :

-**Calibration :** Afin de faire la mise au point à un endroit donné, le même processus est réalisé dans un milieu d'étalonnage (eau) dans le but d'enregistrer l'ensemble des données de transmission qui permettent de focaliser les impulsions à n'importe quel endroit du volume 3D.

-**Imagerie** : Une fois la cavité calibrée dans l'eau, elle est placée devant l'objet à imager et les données enregistrées dans la phase de la calibration sont utilisées pour focaliser l'onde en diffèrent point du milieu. Les objets testés par cette technique sont des fantômes en gélatine. La figure 1.12 montre une image 3D de la surface de l'objet qui a été réalisée en mesurant les différents temps d'arrivée des échos de surface.

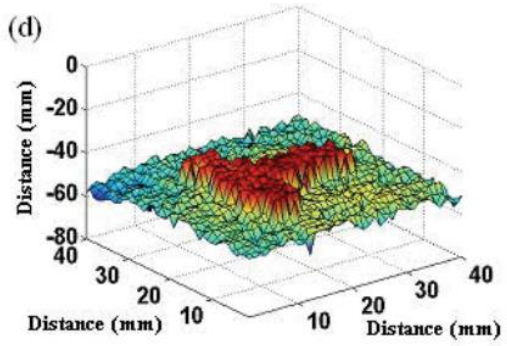


Figure 1.12 : Images 3D de la surface d'un fantôme de gélatine [22].

Lié au principe de cette application d'imagerie 3D, nous citons également un intéressant travail de recherche [24] réalisé au sein du laboratoire Ondes et Acoustique à Paris, qui montre la possibilité de focaliser l'énergie acoustique n'importe où sur un domaine 3D avec une résolution spatio-temporelle comparable à celle d'un réseau de transducteurs multiples. Ce travail de recherche était à l'initiative de la réalisation d'un appareil d'imagerie échographique en temps réel avec un seul transducteur en améliorant le niveau de bruit de la focalisation à l'émission et à la réception du dispositif. Notre travail de recherche est basé sur cette méthode mais en UHF.

I.3.2. Imagerie ultrasonore par mono-élément :

L'imagerie acoustique tridimensionnelle est maintenant largement utilisée en échographie et également en évaluation non destructive. Les dispositifs d'imagerie sont généralement composés d'un réseau de transducteurs à deux dimensions. Le processus de focalisation est obtenu en appliquant les bons délais de phase sur chaque élément. Ainsi, des images sont construites en mesurant l'écho de chaque position de focalisation. Cependant, de tels dispositifs, nécessitant de nombreux composants électroniques et un réseau de transducteurs, sont généralement coûteux. Il est d'autre part très difficile de réaliser des réseaux de transducteurs fonctionnant à haute fréquence (>qqs 100aine MHz). Une façon de contourner le problème consiste à utiliser un seul transducteur et une lentille acoustique déplacée mécaniquement mais dans ce cas, le temps d'acquisition est beaucoup plus long. Dans cette partie, nous présenterons quelques méthodes d'imagerie ultrasonores mono-élément.

I.3.2.1. La microscopie acoustique :

Au début des années 1940, le physicien soviétique Sergey Y Sokolov [25] a proposé l'utilisation des ultrasons dans un microscope et a montré que les ondes sonores de fréquence suffisamment élevée (de quelques MHz à plusieurs GHz) auraient une résolution égale à celle d'un microscope optique. Cependant, à cette époque, la technologie nécessaire pour générer de telles ondes sonores n'existait pas. Depuis lors, la technologie a été développée et les hautes fréquences requises pour le microscope de Sokolov se retrouvent dans les systèmes à micro-ondes utilisés pour le radar et pour les communications par satellite. (Les transducteurs servent à convertir les micro-ondes en ondes sonores.) Au cours des années 1970, plusieurs groupes de chercheurs américains ont utilisé ces fréquences pour construire des systèmes sonores [26]. Le microscope acoustique le plus performant a été développé par CF Quate à l'université de Stanford et s'appelle l'acoustique à balayage (SAM : Scanning Acoustic Microscopy) [27].

La microscopie acoustique est une technique non destructive de visualisation qui permet d'imager l'interaction des ondes acoustiques avec les propriétés élastiques d'un échantillon avec une résolution microscopique par le choix de hautes fréquences jusqu'à plusieurs gigahertz et d'une lentille acoustique déplacée dans 2 directions.

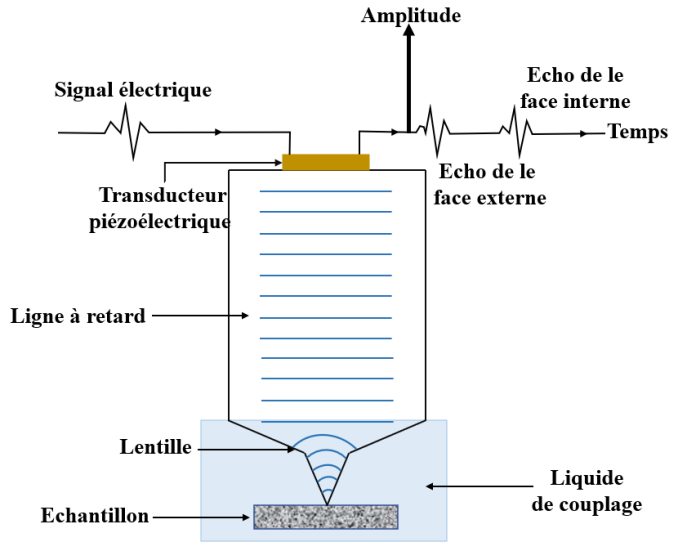
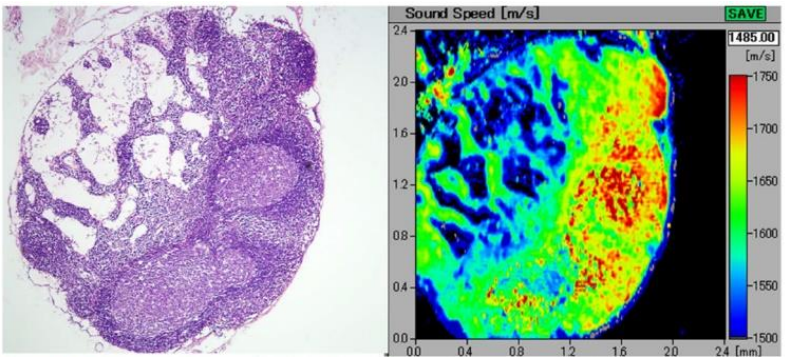


Figure 1.13 : Principe général de la microscopie acoustique.

Dans son principe de base, le microscope acoustique comprend un générateur d'ultrasons (figure 1.13), constitué par un transducteur piézoélectrique qui convertit un signal électrique incident en signal acoustique modulé et diffracté par les structures d'un échantillon. Une lentille avec de bonnes propriétés de focalisation sur l'axe peut être utilisée à la fois pour transmettre et recevoir le signal et un liquide de couplage est nécessaire pour assurer la transmission de l'onde acoustique. L'atténuation dans le liquide de couplage limite les distances de propagation [28]. Une image est formée en mode C par balayage, en déplaçant mécaniquement la lentille sur l'échantillon. Une fréquence centrale de 150 MHz permet d'obtenir des images 2D avec une résolution de quelques dizaines de micromètres. Nous présentons dans les figures 1.14.a et 1.14.b une image d'un ganglion lymphatique de 3,0 mm de diamètre par microscope optique et par microscopie acoustique (SAM).



(a) (b)

Figure 1.14 : Image d'un ganglion lymphatique de 3,0 mm de diamètre, (a) par microscope optique, (b) par microscope acoustique (SAM) [29].

I.3.2.2. Système d'imagerie ultrasonore 3D utilisant un seul capteur :

Un appareil d'imagerie à ultrasons simple qui peut effectuer une imagerie tridimensionnelle à l'aide d'un seul capteur [30]. Une description de cet appareil et des résultats obtenus sont présentés sur la figure 1.15.

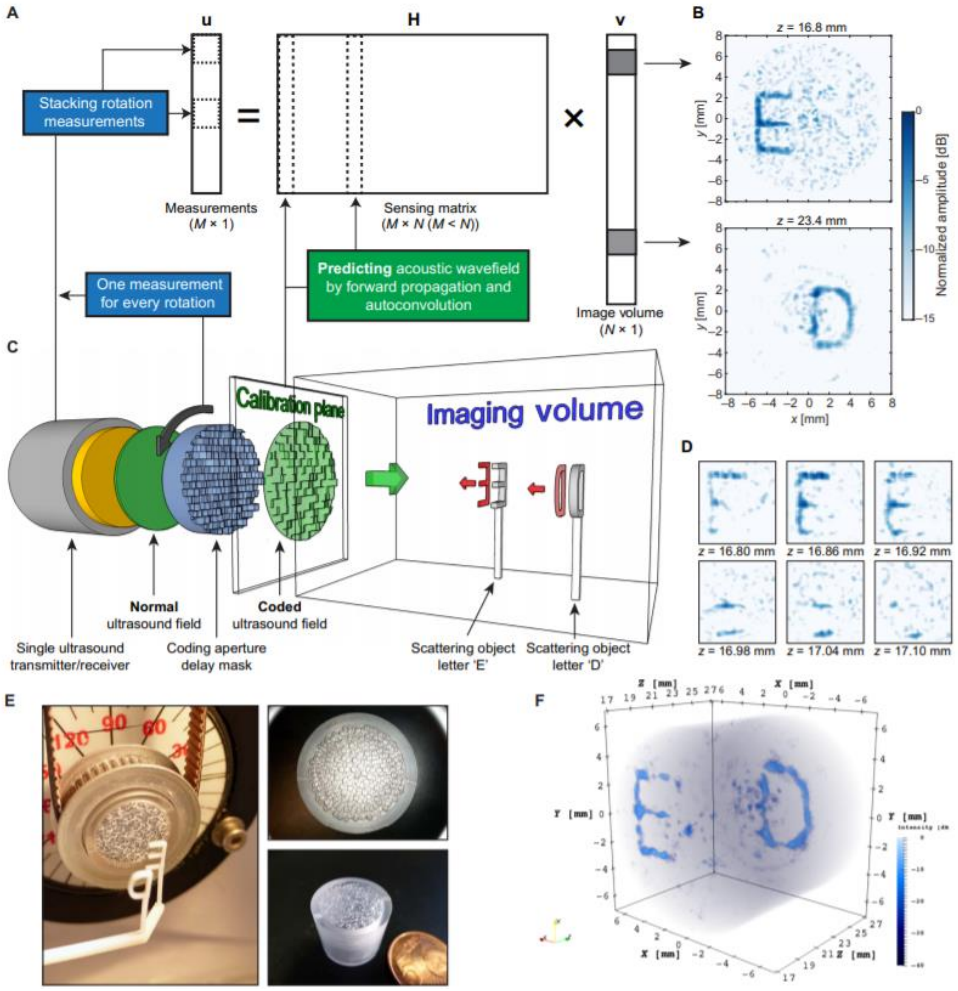


Figure 1.15 : Image du dispositif d'imagerie avec les résultats.

L'objectif de la technique était de réaliser un champ ultrasonore codé spatio-temporellement en introduisant localement des déphasages dans l'onde transmise par le capteur. Pour cela, un masque qui permet de retarder localement l'onde, de façon similaire à un modulateur spatial de lumière en optique a été introduit dans le dispositif. Ce masque est placé devant le capteur et il est constitué d'une couche de plastique circulaire de 11 mm d'épaisseur dans laquelle des trous de 1 mm de diamètre ont été percés. À température ambiante, la vitesse de propagation du son dans l'eau est d'environ 1480 m/s, alors que la vitesse du son dans le masque est de 2750 m/s.

Pour la transmission et la réception des ondes ultrasonores, le dispositif utilise un grand capteur piézoélectrique ayant un diamètre de 12,7 mm et une fréquence centrale de 5 MHz. Le capteur

et le masque ont été montés dans un réservoir rempli d'eau mesurant 200 × 300 × 200 mm. Deux lettres en plastique imprimées en 3D « E » et « D » ont été placées dans l'eau. Une rotation du masque permet de faire tourner le motif d'interférence à l'intérieur du milieu, permettant ainsi de multiples observations du même objet et d'obtenir des mesures supplémentaires contenant de nouvelles informations. Pour assurer un couplage optimal entre le matériau piézoélectrique et le masque, il existe un mince film d'eau entre le masque et la surface du capteur.

Avant d'imager les deux lettres, une calibration acoustique doit être effectuée dans un plan proche de la surface du masque et perpendiculaire à l'axe de propagation des ultrasons afin d'évaluer les champs d'ondes de transmission et de réception dans l'espace et dans le temps, ainsi pouvoir remplir la matrice H du système. Notez que pour chaque point dans l'espace, il y a un signal ultrasonore temporel unique et mieux H est connue, meilleure sera la reconstruction de l'image. Le champ d'ondes de transmission dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation des ultrasons est mesuré à l'aide d'un hydrophone à aiguille large bande monté sur une platine 3D de translation.

Ce champ d'ondes enregistré peut ensuite être propagé dans tout plan parallèle au plan enregistré en utilisant la méthode de décomposition en ondes planes (angular spectrum method). Suite au théorème de réciprocité, le signal réfléchi à un point de point de l'espace où se trouve l'hydrophone est obtenu en effectuant une autoconvolution du signal mesuré.

La reconstruction d'image est obtenue en inversant [31, 32] le système d'équation linéaire u = Hv + n avec v l'image à déterminer et n le bruit additif.

I.3.2.3. Dispositif d'imagerie acoustique avec un seul transducteur :

Nous citons un travail de recherche fait à l'institut Langevin à Paris qui présente un dispositif d'imagerie utilisant seulement un transducteur piézoélectrique et un microphone [33]. Le transducteur circulaire de rayon 10 mm est collé sur une plaque d'aluminium de géométrie non régulière de rayon initial 90 mm et d'épaisseur 1 mm qui agit comme une cavité acoustique. Le transducteur est excité par un signal dans une bande de 5 à 100 kHz et crée des ondes élastiques qui se propagent dans la plaque. Une partie de ces ondes est convertie en ondes acoustiques dans l'air, ainsi, la cavité agit comme une antenne capable de rayonner une onde acoustique de volume en un point situé à l'extérieur de la plaque. Ainsi, la plaque peut être utilisée pour effectuer une focalisation.

Les amplitudes de vibration en surface de la plaque sont mesurées par un vibromètre laser ce qui permet de calculer le champ acoustique en tout point de l'espace par calcul de l'intégrale de Rayleigh. Ces signaux, une fois retournés dans le temps, sont réémis par le transducteur pour se focaliser sur les points où ils ont été calculés. Afin de vérifier la focalisation, une boule métallique de 20 mm de diamètre est placée dans le champ acoustique à une distance de 150 mm de la plaque. Ensuite, un microphone mesure l'écho diffusé par la boule pour chaque point de focalisation. Le microphone n'enregistrera un signal que si la focalisation se fait sur la boule. Chaque pixel de la figure 1.16 montre le signal de pression enregistré par le microphone pour chaque point de l'espace ou l'onde doit se focaliser

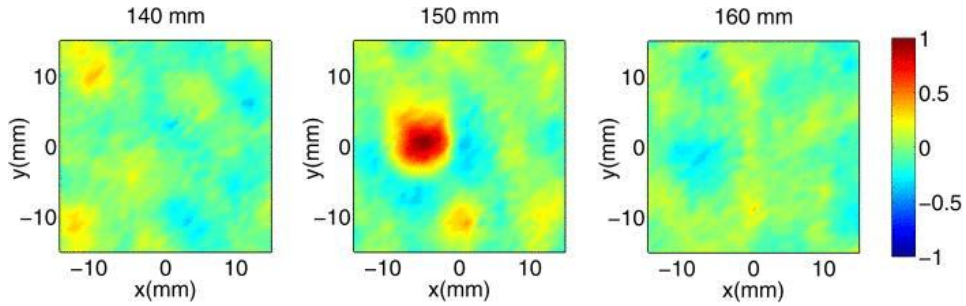


Figure 1.16 : Pression normalisée réfléchie par la cible sur des plans à 140 mm, 150 mm et 160 mm de la plaque.

I.4. Retournement temporel (RT) :

Le retournement temporel a été introduit pour la première fois en acoustique par Fink et al. [34 - 36]. Cette technique utilise la retransmission physique de signaux acquis par un ensemble d'émetteurs-récepteurs d'une manière inversée dans le temps, c'est-à-dire comme la lecture d'une bande à l'envers. Les signaux retransmis se propagent à travers le même milieu et subissent des diffusions, réflexions et réfractions multiples, en sens inverse que les signaux initiaux, ce qui entraîne une focalisation de l'énergie autour de l'emplacement initial de la source. Au début des années 1990, Fink et al. ont mené les premières expériences réussies dans le domaine temporel, et ont développé les concepts de la cavité à RT et des miroirs à RT [34, 37, 38]. Des nombreuses applications dans différents domaines se basent sur le principe de RT ; on cite comme exemple dans le domaine de la médecine, le RT a été utilisé pour la détection du cancer du sein par micro-ondes [39, 40], la destruction des calculs rénaux [41, 42]. De plus, plusieurs applications en géophysique comprenaient la recherche d'un centre sismique [43], ou d'objets enterrés [44]. Le RT a également trouvé sa place dans le domaine de la télécommunication, où il a été utilisé dans la détection de cibles dans les systèmes radar et sonar

[45 - 47]. Ajoutez à cela l'utilisation du RT dans les méthodes d'essais non destructifs pour détecter les défauts et les dommages dans les matériaux et les structures [48 - 50].

I.4.1. Cavité à Retournement Temporel :

Ce concept de Cavité à Retournement Temporel a été développé par D. Cassereau et M. Fink [36]. Il repose sur le théorème de Helmholtz-Kirchhoff. Dans son principe, il permet de déterminer le champ acoustique en tout point d'un volume en le connaissant en tout point d'une surface fermée. Ainsi, par l'exploitation de cette propriété, l'opération de RT d'un champ ne consiste plus à inverser le champ en tout point du volume considéré mais seulement sur la surface délimitant ce volume.

D'après le théorème de la divergence (Green-Ostrogradski) :

$$\iiint_V div\vec{V}dv = \oiint_S \vec{V}.\vec{n}\,dS \tag{1.1}$$

Supposons qu'il existe 2 champs de scalaires A, et B tels que : $\vec{V} = A\,\overrightarrow{grad}\,B$

$$div\vec{V} = div\left(A\,\overrightarrow{grad}\,B\right) = A\,\Delta\,B + \overrightarrow{grad}\,A.\overrightarrow{grad}\,B \tag{1.2}$$

$$\vec{V}.\vec{n} = A\,\overrightarrow{grad}\,B.\vec{n} \tag{1.3}$$

Le terme $\overrightarrow{grad}\,B.\vec{n}$ représente la projection du gradient sur la normale, on l'appelle dérivée normale de B.

Le théorème de Green-Ostrogradski s'exprime donc en fonction des scalaires A et B par :

$$\iiint_V \left(A\,\Delta\,B + \overrightarrow{grad}\,A.\overrightarrow{grad}\,B\right) = \oiint_S A\left(\overrightarrow{grad}\,B.\vec{n}\right)dS \tag{1.4}$$

Supposons maintenant que : $\vec{V} = B\,\overrightarrow{grad}\,A$, nous observons :

$$\iiint_V \left(B\,\Delta\,A + \overrightarrow{grad}\,B.\overrightarrow{grad}\,A\right) = \oiint_S B\left(\overrightarrow{grad}\,A.\vec{n}\right)dS \tag{1.5}$$

Le théorème s'obtient en faisant la différence des 2 équations (1.4) et (1.5) :

$$\iiint_V (A\,\Delta\,B - B\,\Delta\,A) = \oiint_S \left(A\overrightarrow{grad}\,B - B\overrightarrow{grad}\,A\right)\vec{n}\,dS \tag{1.6}$$

Si A vérifie l'équation d'Helmholtz : $(\Delta + k^2)A = 0,$ et si B est une fonction de Green : $(\Delta + k^2)B = \delta(\vec{r} - \overrightarrow{r_0})$, nous obtenons :

$$\iiint_V A[\delta(\vec{r} - \overrightarrow{r_0}) - k^2 B] - [B(-k^2 A)]\, dv = \oiint_S \left(A\overrightarrow{grad}\, B - B\overrightarrow{grad}\, A\right) \vec{n}\, dS \quad (1.7)$$

Et après simplification :

$$\oiint_S \left(A\overrightarrow{grad}\, B - B\overrightarrow{grad}\, A\right) \vec{n}\, dS = \iiint_V A\, \delta(\vec{r} - \overrightarrow{r_0})\, dv \quad (1.8)$$

Ainsi :

$$\oiint_S \left(A\overrightarrow{grad}\, B - B\overrightarrow{grad}\, A\right) \vec{n}\, dS = A(\overrightarrow{r_0})\ si\ \overrightarrow{r_0} \in V \\ = 0\ sinon \quad (1.9)$$

La connaissance de A, B, $\vec{n}\,.\overrightarrow{grad}\, A$ et $\vec{n}\,.\overrightarrow{grad}\, B$ en tout point d'une surface fermée nous permet de connaître A en tout point du volume intérieur.

Le principe de ces équations peut se présenter physiquement sous la forme des deux schémas suivants qui permettent une approche visuelle du phénomène de retournement temporel dans une cavité.

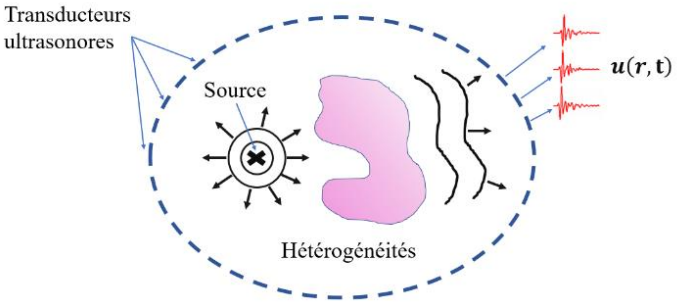


Figure 1.17 : Phase d'enregistrement du champ sur la surface de la cavité [34].

La phase d'enregistrement (voir figure 1.17) : Nous considérons une source à l'intérieur de la cavité émettant des ondes dans un milieu non homogène, et un réseau de transducteurs piézoélectriques placé sur une surface fermée permettant de mesurer le champ $u(r, t)$. La phase d'acquisition s'arrête dès qu'il n'y a plus d'énergie à l'intérieur de la cavité.

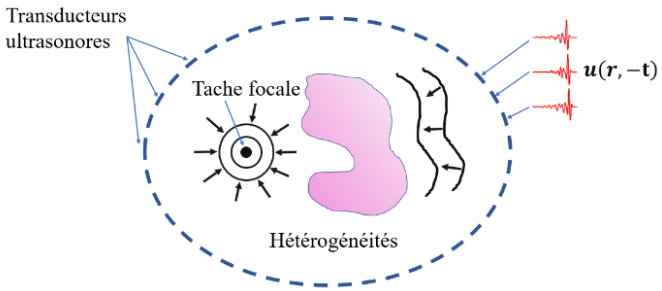


Figure 1.18 : Phase de réémission du champ et de sa dérivée [34].

La phase de réémission (voir figure 1.18) : Dans une deuxième, la source est supprimée. Les signaux enregistrés, inversés dans le temps $u(r,-t)$ sont réémis par chaque transducteur. Ces ondes réémises retracent le parcours d'origine et se recentrent sur le point source initial. Les signaux captés avec un retard de propagation voient ce retard compensé après retournement temporel, ce qui remet l'ensemble des signaux en phase au point source après un aller-retour.

Le signal retourné temporellement converge vers le point source initial sur laquelle l'énergie se concentre et forme une tache focale dont le diamètre tend vers la demi-longueur d'onde λ/2. Il a été démontré que le processus de retournement temporel est optimal dans le sens où il permet de focaliser une plus grande quantité d'énergie sur la position initiale de la source [51,52].

D'après le critère de Shannon, un champ ultrasonore et sa dérivée normale sont correctement échantillonnés spatialement si la distance entre deux transducteurs est inférieure à la demi-longueur d'onde, donc plus la fréquence centrale des transducteurs augmente, plus la cavité ainsi que les transducteurs s'avèrent difficile à réaliser en particulier dans le domaine des ondes ultrasonores UHF [53].

I.4.2. Miroir à retournement temporel (MRT) :

Il est pratiquement très difficile de couvrir de transducteurs une surface fermée entourant la zone d'étude. On appelle Miroirs à Retournement Temporel (MRT) un système ne couvrant qu'une partie de la surface. Ils sont constitués des barrettes de transducteurs ultrasonores d'ouvertures limitées. Ces barrettes peuvent être surfaciques ou linéiques, préfocalisées ou planes. Elles permettent comme précédemment d'échantillonner un champ acoustique puis de le réémettre après inversion dans le temps [54]. Suivant la figure 1.19, le processus de retournement temporel a lieu de la même manière qu'avec une Cavité à Retournement Temporel excepté que seule une partie de l'onde est retournée. Le théorème de Helmholtz-Kirchhoff n'est par rigoureusement vérifié puisque la surface n'est pas fermée. Cela entraîne

une perte d'information et une dégradation de la qualité de focalisation. Ce système d'ouverture angulaire finie produit une augmentation de la dimension de la tache focale.

Les propriétés réverbérantes du milieu en particulier l'ergodicité peuvent partiellement compenser cette altération. L'ergodicité se traduit par le fait que des signaux très différents dans le domaine temporel permettent de focaliser l'onde en un point de l'espace. Le récepteur reçoit plus d'information dans un milieu complexe car le signal emprunte un très grand nombre de trajets.

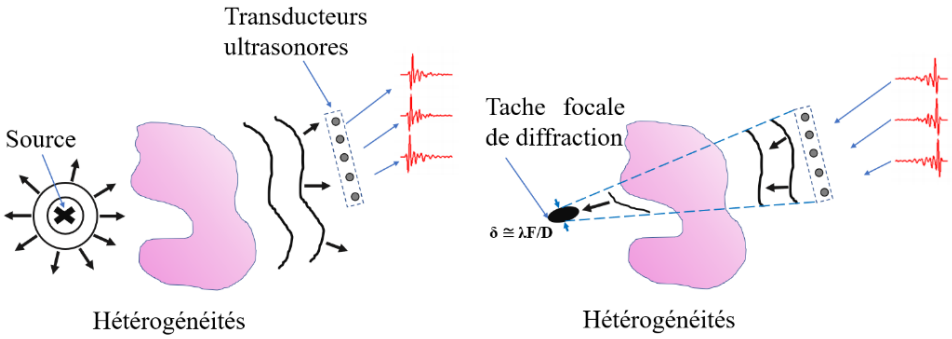


Figure 1.19 : Principe du miroir à retournement temporel.

Les MRT ont été exploités dans plusieurs domaines d'application. Par exemple, un miroir qui joue le rôle d'un lithotriteur et permet de suivre les résidus de calculs rénaux explosés afin de renouveler le traitement [41]. On cite une autre application du contrôle non-destructif de billettes de Titanes [55, 56] pour la fabrication d'axes de réacteur d'avion.

I.4.3. Retournement Temporel dans un guide d'onde :

Une première expérience menée en régime ultrasonore par Philippe Roux et al [57] et par Ros Kiri Ing et Mathias Fink [58,59] a montré clairement l'effet de focalisation avec un MRT constitué d'un réseau de transducteurs situé dans un canal d'eau rectangulaire constitué de deux plaques métalliques de longueur 740 mm (voir la figure 1.20).

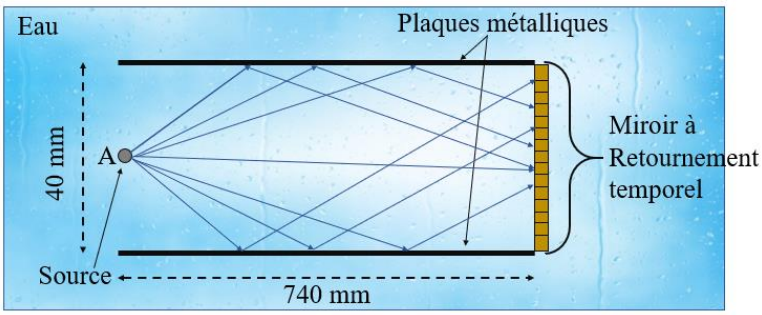


Figure 1.20 : Schéma du guide d'onde acoustique.

Une expérience d'inversion de temps est effectuée de la manière suivante : (1) la source ponctuelle situé à l'extrémité du canal d'eau (point A), émet un pulse de durée de 1 µs, (2) le MRT reçoit le signal propagé dans le guide. Après sélection d'une fenêtre et inversion du temps, le champ est réémis. (3) Après cette rétro-propagation, le champ inversé dans le temps est mesuré dans le plan de la source. La figure 1.21 montre le B-Scan du champ reçu par le réseau. Après l'arrivée du premier front d'onde correspondant au trajet direct, on observe un ensemble de signaux, dû à de multiples réflexions de l'onde incidente entre les interfaces qui s'étalent sur près de 80 µs. La figure 1.22 représente le signal reçu sur un transducteur du MRT.

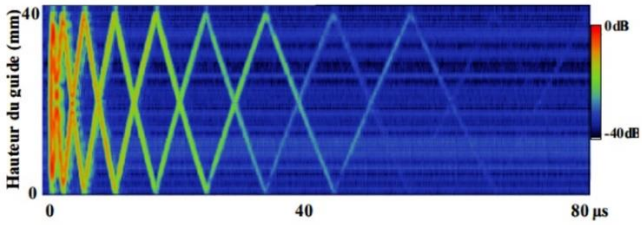


Figure 1.21 : Représentation spatio-temporelle du champ acoustique incident reçu par le MRT [57].

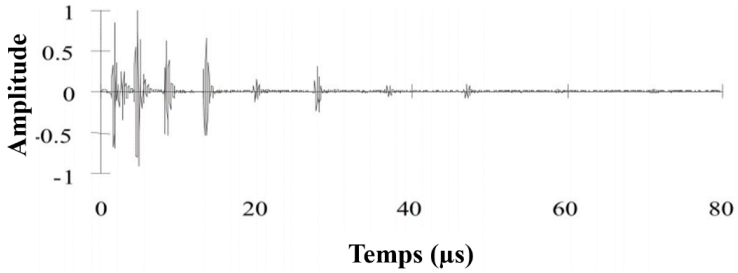


Figure 1.22 : Evolution temporelle du signal mesuré sur un transducteur du réseau [57].

Après l'inversion temporelle de tous les signaux enregistrés par le réseau pendant 100 µs, on observe une compression temporelle au point d'émission de l'impulsion (voir la figure 1.23). Cela signifie que les retards dus aux trajets multiples sont entièrement compensés. Dans cette expérience, la fonction de transfert du guide d'ondes a été complètement éliminée par le processus de retournement temporel.

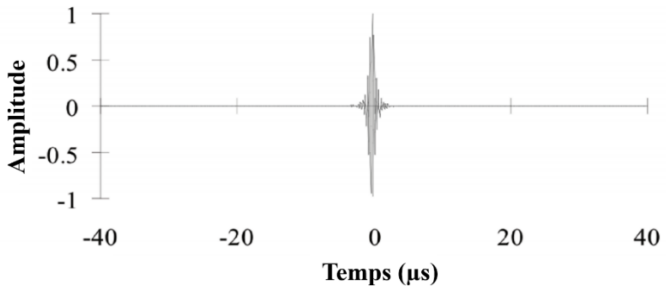


Figure 1.23 : Signal focalisé sur le point source [57].

On observe une recompression temporelle ainsi qu'une focalisation remarquable. La figure 1.24 compare les dimensions des taches focales obtenues par un MRT couplé à un guide d'onde et un MRT travaillant en espace libre.

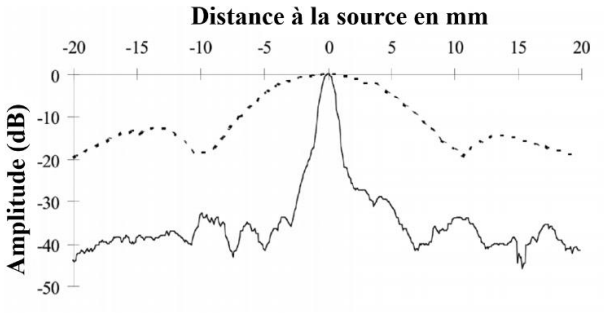


Figure 1.24 : Profil de tache focale dans le plan de la source après focalisation, La ligne pointillée correspond à la focalisation en espace libre ; la ligne complète correspond à la focalisation dans le guide d'ondes [57].

La figure 1.25 permet de comprendre comment l'ouverture peut être artificiellement augmentée par les principes des images virtuelles dans un milieu délimité par deux miroirs. Pour un observateur, situé au point source A, le MRT peut être considéré comme un réseau vertical périodique d'images MRT. Chaque signal réfléchi reçu par le MRT réel dans le guide d'ondes semble être capté par le MRT images. Compte tenu des dix premiers échos reçus, l'ouverture théorique du MRT est donc dix fois plus grande que l'ouverture réelle, puisque le premier écho correspond au MRT réel.

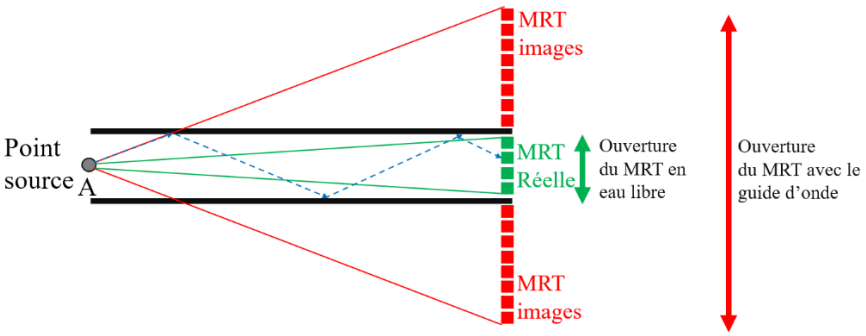


Figure 1.25 : Le principe des images miroir appliqué au guide d'ondes.

Une application pratique dans le domaine de l'acoustique sous-marine est effectuée par l'équipe de W. A. Kuperman et al [60] en exploitant cette technique. Cette méthode de focalisation peut être utilisée pour l'imagerie médicale.

I.4.4. Retournement Temporel dans une cavité chaotique fermée :

La propagation des ondes dans les cavités chaotiques a attiré beaucoup d'attention dans différentes communautés scientifiques ; mathématiques, billard quantique, électromagnétique et acoustique. Nous nous intéressons dans ce paragraphe à un autre aspect des ondes à réflexions multiples qui sont confinées dans des cavités réfléchissantes fermées et à géométrie non symétrique. Le champ acoustique réverbéré prend l'apparence d'un signal dont l'amplitude suit une distribution aléatoire à cause de multiples réflexions et diffusions dans la cavité. L'évolution temporelle de ce champ réverbéré en un point de la cavité a été qualifié de « coda » par les sismologues. Si, de plus, la géométrie de la cavité présente des propriétés ergodiques, on peut espérer collecter toutes les ondes qui s'y sont propagées en un point avec une résolution spatiale proche de la limite de diffraction (λ/2) [61 - 64].

Une expérience permettant de décrire ce phénomène a été réalisée par Carsten Draeger et Mathias Fink [61]. C'est un processus de deux étapes (voir la figure 1.26) : Dans la première étape, l'un des transducteurs, situé au point O, transmet un court signal ultrasonore (1,5 périodes d'un signal sinusoïde à f = 1 MHz) dans un wafer de silicium. Un autre transducteur, situé en A, collecte les échos qui résultent de multiples réflexions de l'impulsion incidente le long des limites de la cavité. Ainsi, une réponse impulsionnelle qui relie le point d'émission A et le point de réception A ($h_{OA}(t)$) est fournie par le transducteur récepteur. Ce signal se poursuit pendant plus de 8 ms. Ensuite, une partie T du signal $h_{OA}(t)$ est sélectionnée, le temps inversé et réémis par le point A. Comme l'onde inversée dans le temps est une onde de flexion qui induit des déplacements verticaux de la surface du silicium, elle peut être observée en utilisant un interféromètre optique qui scanne la surface autour du point A.

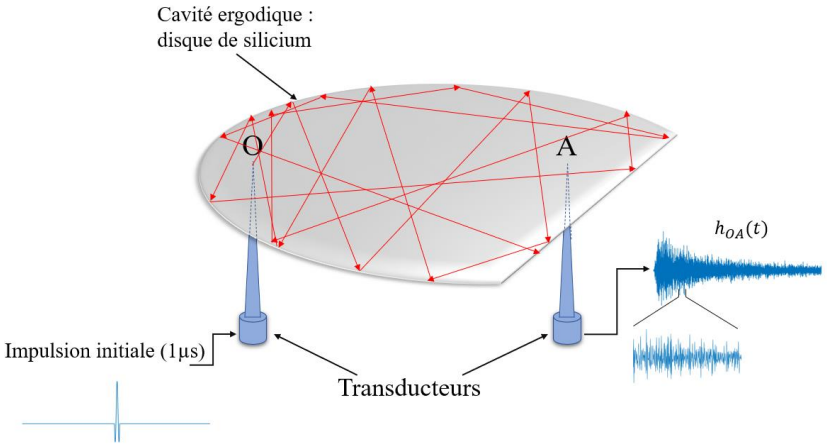


Figure 1.26 : Dispositif expérimental de retournement temporel à une seule source dans une cavité chaotique fermée.

Pendant une durée T suffisamment longue de la fenêtre de retournement temporel, une focalisation des ondes est observée au point O. Une tache focale dont la dimension radiale est égale à la moitié de la longueur d'onde λ/2 (limite de diffraction de la focalisation) est observée. Ce pic de focalisation est d'ailleurs de symétrie circulaire, ce qui indique que le front d'onde convergent, donnant naissance à ce pic, provient de tout l'espace entourant le point focal (voir figure 1.27), comme c'était le cas lors de la focalisation « idéale » dans la Cavité à Retournement Temporel. Bien qu'une perte d'information spatiale soit inévitablement induite par l'utilisation d'un seul transducteur, elle est compensée par un accroissement de l'information temporelle, dû aux multiples réflexions de l'onde sur les parois de la cavité**.** Ainsi le concept théorique de Cavité à Retournement Temporel a pris corps grâce à l'utilisation d'une cavité réverbérante.

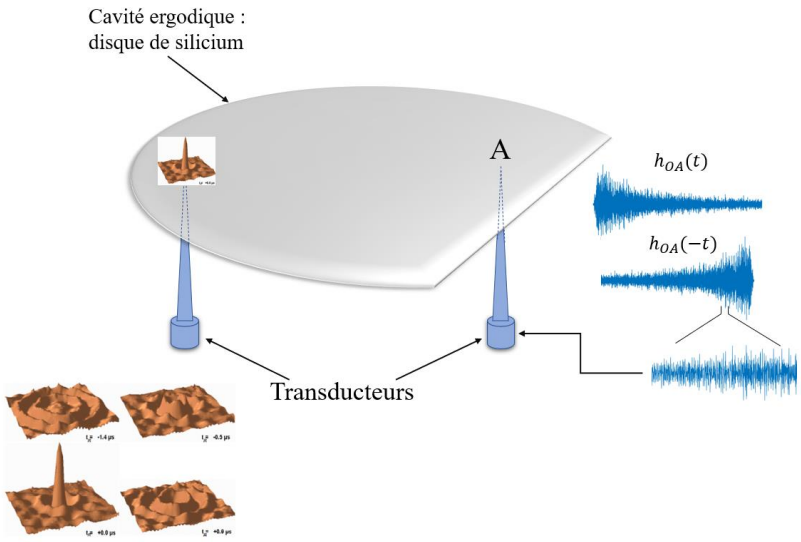


Figure 1.27 : Scan spatial du champ à différents temps autour du point A après émission de la réponse impulsionnelle $h_{OA}(-t)$.

Soient une source et des récepteurs, placés respectivement en des points O, A et B d'une cavité réverbérante. Supposons que la source émette une impulsion de Dirac : *e(t) = δ(t)* Le signal reçu par le récepteur placé en A peut s'exprimer à l'aide de la réponse impulsionnelle de la cavité entre les points O et A, que nous noterons $h_{OA}(t)$. De même appelons $h_{OB}(t)$ la réponse impulsionnelle de la cavité entre les points O et B.

Nous pouvons exprimer les signaux reçus par :

$$s_A(t) = h_{OA}(t) * \delta(\mathrm{t}) \tag{1.10}$$

$$s_B(t) = h_{OB}(t) * \delta(\mathrm{t}) \tag{1.11}$$

Le signal reçu en A est retourné dans le temps et réémis du point O :

$$e(t) = h_{OA}(-t) * \delta(-\mathrm{t}) \tag{1.12}$$

Les points A et B capteront les signaux :

$$s_A(t) = h_{OA}(t) * \mathrm{e(t)} = h_{OA}(t) * h_{OA}(-t) * \delta(-\mathrm{t}) \tag{1.13}$$

$$s_B(t) = h_{OB}(t) * \mathrm{e(t)} = h_{OB}(t) * h_{OA}(-t) * \delta(-\mathrm{t}) \tag{1.14}$$

Si les réponses impulsionnelles $h_{OA}(t)$ et $h_{OB}(t)$ sont orthogonales (ou décorrélées) :

$$h_{OB}(t) * h_{OA}(-t) = 0 \tag{1.15}$$

Seul le récepteur placé en A recevra un signal, l'onde se focalise donc en A.

Au point A, le signal réfléchi est $r_A . s_A(t) = r_A . \delta(\mathrm{t})$ et par réciprocité nous trouverons au point O :

$$r_A . \delta(\mathrm{t}) * h_{OA}(t) = r_A . h_{OA}(t) \tag{1.16}$$

On remarque qu'il est nécessaire que les signaux mesurés soient très différents dans le temps pour que l'onde puisse se concentrer en un point donné de l'espace. C'est une des caractéristiques de l'ergodicité.

Pour que les réponses impulsionnelles $h_{OA}(t)$ et $h_{OB}(t)$ soient décorrélées, il est nécessaire que les ondes voyageant entre les points O et A ou O et B empruntent des chemins très différents, même si les points A et B sont très proches. On peut parler de cavité chaotique.

Nous allons utiliser cette méthode dans ce travail de thèse.

I.5. Le microsystème acoustique envisagé pour l'application d'imagerie :

Dans ce travail de thèse, nous avons comme objectif principal la contribution à l'élaboration d'un microsystème acoustique haute fréquence (~1 GHz) destiné à des applications d'imagerie avec une résolution importante en se basant sur le principe du retournement temporel.

Le microsystème proposé est composé d'un seul transducteur qui émettra vers une cavité chaotique en silicium. La cavité sera réalisée par micro-gravure chimique afin d'avoir une forme lui permettant de confiner l'énergie acoustique et de créer des réflexions multiples non-périodiques.

-Nous allons tenter de résoudre les verrous suivants :

- La réalisation et la connexion des transducteurs.
- Optimisation de la sensibilité du transducteur que nous allons utiliser par une adaptation électrique étudiée : bien que les transducteurs à base de ZnO résonnent à une large bande de fréquence, une grande partie de l'énergie est réfléchie vers la source d'excitation car la partie imaginaire de l'impédance du transducteur est importante (5 fois la partie réelle) entraînant ainsi une faible réponse acoustique.
- La conception et la réalisation de la cavité chaotique.
- La mesure des champs de déplacement à retourner sur la surface de la cavité réalisée.

La figure 1.28 présente le microsystème envisagé que nous souhaitons réaliser. Un transducteur à base d'oxyde de zinc sera déposé par pulvérisation cathodique sur le substrat de la cavité. Ce transducteur servira à la fois d'émetteur et de récepteur.

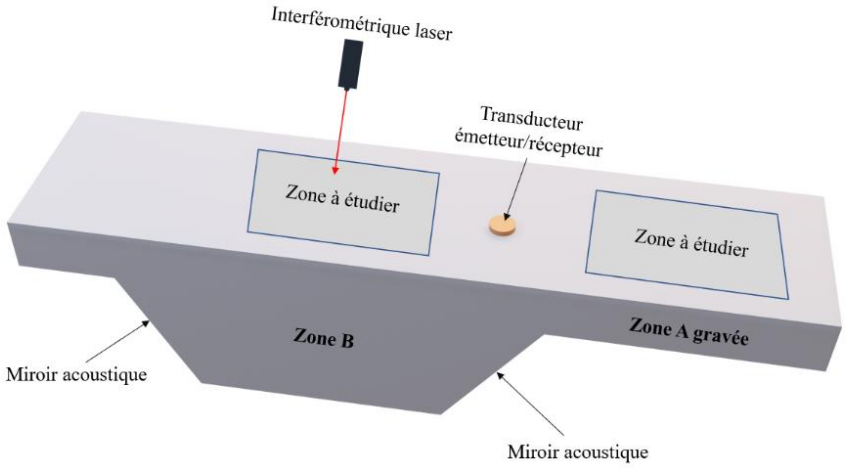


Figure 1.28 : Configuration géométrique du microsystème proposé.

Utilisé comme source acoustique, le transducteur est placé en face d'un miroir d'angle 54.7° afin d'émettre des signaux dans toutes les directions de la cavité. Un ensemble de rayons atteint la zone étudiée sur laquelle il faut placer les objets à imager. Les signaux reçus à chacun de ses points doivent être orthogonaux. Chaque enregistrement peut donc être pris comme une signature de la position du point de mesure. Une fois l'espace scanné et les signaux reçus enregistrés dans une base de données, le processus de retournement temporel permet de focaliser toute l'énergie sur chaque point de l'espace et il est également possible de localiser une émission acoustique en comparant le signal reçu par le transducteur à ceux contenus dans la base de données. Nous donnons dans la figure 1.29 toutes les étapes de la méthode d'imagerie ultrasonore par le retournement temporel.

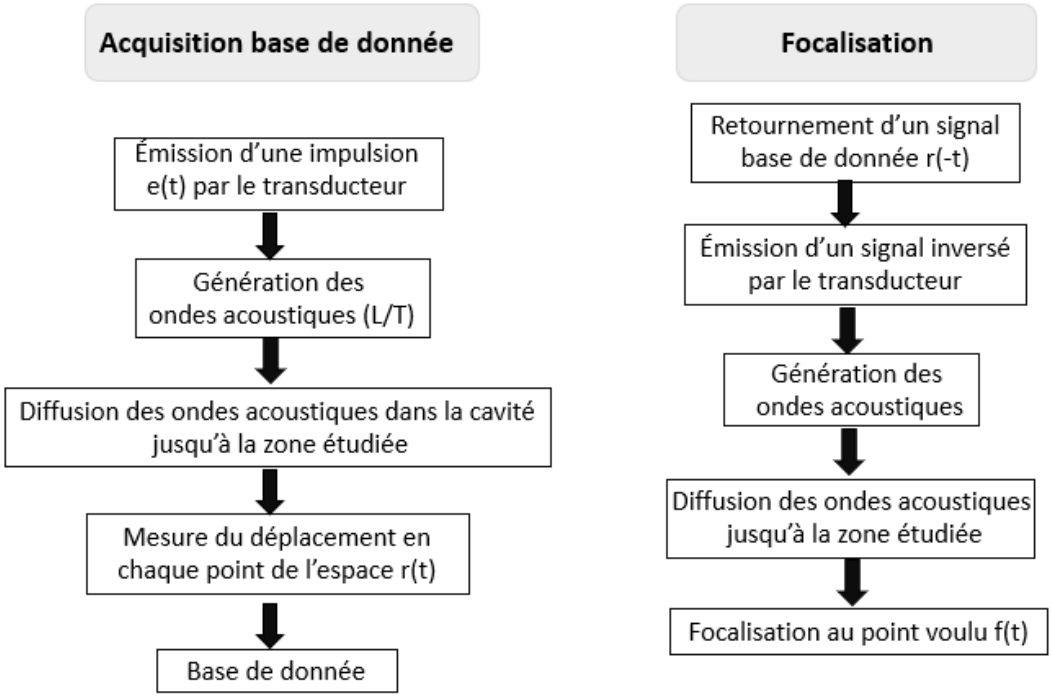


Figure 1.29 : Méthode de focalisation ultrasonore par retournement temporel.

Dans le cas où les niveaux de déplacement seraient trop faibles, nous pourrons proposer de remplacer le vibromètre laser par un réseau de transducteurs comme le montre la figure 1.30 afin d'avoir une preuve de concept et d'avancer sur ce sujet. Il nous sera impossible de bénéficier d'une résolution spatiale comparable à celle que l'interféromètre nous aurait procuré mais nous pourrons vérifier s'il est possible de focaliser l'énergie acoustique sur un transducteur du réseau par retournement temporel avec la cavité choisie. Cela permettra de démontrer le concept de retournement temporel pour des ondes ultrasonores dans la gamme du GHz par l'utilisation d'une cavité chaotique intégrée et gravée dans le silicium.

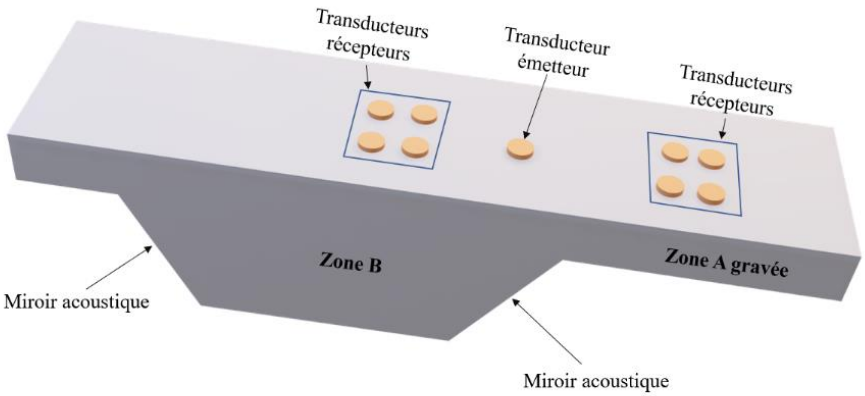


Figure 1.30 : Configuration géométrique du microsystème réalisé.

I.6. Conclusion :

Nous avons commencé ce chapitre par citer quelques applications d'imageries ultrasonores multi- et mono-éléments afin de mettre en contexte l'application principale de la thèse qui est la contribution à l'étude d'un microsystème acoustique pour une application d'imagerie en haute fréquence (GHz) par la technique du retournement temporel (RT). Ensuite, nous avons consacré une partie de ce chapitre à définir le retournement temporel (RT) et à rappeler l'utilisation des miroirs à retournement temporel (MRT) ainsi que les guides d'onde et les cavités réverbérantes.

Le dispositif que nous souhaitons réaliser repose principalement sur l'étude, la réalisation et l'optimisation des transducteurs UHF à base de ZnO (design et adaptation d'impédance électrique) ainsi que d'une cavité réverbérante en silicium. Le principe de cette cavité consiste à utiliser des miroirs acoustiques d'angle 54.7 ° situés sur la face opposée aux transducteurs émetteurs, ce qui permet de diffuser les ondes acoustiques dans toute la cavité avant d'arriver aux différents points constituant un maillage de la future zone à imager. Ensuite par la technique du retournement temporel (RT), une focalisation des ondes peut être obtenue sur ces points.

Dans le chapitre 2, la synthèse sur la faisabilité acoustique et technologique du microsystème proposé, concernant notamment les transducteurs, sera présentée ainsi que la caractérisation de ces capteurs.

Chapitre 2 : Etude acoustique et fabrication des transducteurs à base de ZnO

Sommaire :

II.1. Introduction : 33

II.2. Notion d'élasticité : 34

II.3. Théorie de la propagation des ondes acoustiques : 36

II.3.1. Équations des ondes acoustiques dans un milieu solide : 36

II.3.2. Équations des ondes acoustiques dans un milieu piézoélectrique : 38

II.4. Les conditions de continuité à l'interface de deux milieux différents : 43

II.4.1. Réflexion et transmission des ondes acoustiques : 43

II.4.1.1. Interface solide/solide : 43

II.4.1.2. Interface solide/fluide : 45

II.4.1.3. Interface solide/air : 45

II.4.2. Propagation des ondes à travers un milieu multicouche : 48

II.5. Modélisation des transducteurs piézoélectriques par le modèle de Auld [68] : 49

II.6. Micro-technologies pour la conception des microsystèmes : 53

II.6.1. Photolithographie : 53

II.6.2. Dépôt de couches minces : 57

II.6.2.1. Techniques de dépôts par évaporation thermique : 57

II.6.2.2. Techniques de dépôts par pulvérisation cathodique : 58

II.6.2.3. Techniques de dépôt chimique en phase vapeur : 60

II.7. Les étapes de fabrication des transducteurs à base de ZnO : 61

II.8. Caractérisation des transducteurs : 63

II.8.1. Paramètre mesuré : 63

II.8.2. Caractérisation des transducteurs par traitement de signal : 65

II.9. Dépôt de ZnO avec un axe c incliné par pulvérisation magnétron : 69

II.10. Conclusion : 73

Etude acoustique et fabrication des transducteurs à base de ZnO

II.1. Introduction :

Dans le chapitre 1, nous avons réalisé l'état de l'art sur quelques méthodes d'imagerie par techniques ultrasonores, également le principe de RT et nous avons présenté le microsystème que nous souhaitons réaliser en vue d'une application d'imagerie dans une gamme de fréquence plus élevée. Dans ce chapitre, nous allons présenter la notion d'élasticité, étudier la propagation des ondes acoustiques ainsi que les conditions de continuité à l'interface de deux matériaux. Cette étude sera nécessaire pour modéliser la propagation des ondes dans un matériau anisotrope, pouvant également être piézoélectrique. Les modélisations nous serviront à simuler le comportement électrique des transducteurs et la propagation des ondes acoustiques dans la cavité, notamment par un algorithme du lancer de rayons.

Pour déterminer la géométrie du transducteur, une modélisation par le modèle de Auld sera proposée. Ce dernier se base sur le calcul des impédances ramenées de toutes les couches qui constituent la charge acoustique du transducteur.

Nous allons aussi rappeler les techniques utilisées en micro-technologies communément utilisées pour la conception des microsystèmes, ainsi que présenter les étapes de fabrication des transducteurs que nous avons réalisés.

Nous allons caractériser ces transducteurs en étudiant leurs réponses acoustiques et électriques afin de les optimiser dans le chapitre 3.

Nous finissons ce chapitre par la présentation d'une méthode de dépôt de ZnO permettant de réaliser des transducteurs qui génèrent simultanément des ondes longitudinales et transversales.

II.2. Notion d'élasticité :

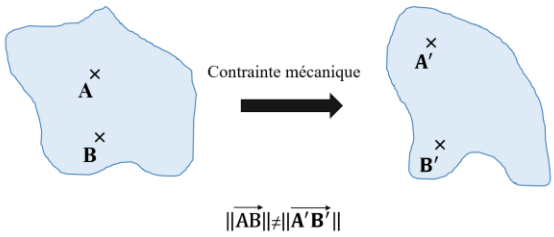


Figure 2.1 : Déformation d'un corps élastique soumis à une contrainte.

L'élasticité est la mécanique des corps déformables. Un matériau est dit élastique lorsqu'il revient à son état initial après avoir subi des forces extérieures. Les déformations et les contraintes sont les grandeurs importantes qui caractérisent le matériau élastique. La loi de Hooke, liant contraintes et déformations, en modélise le comportement élastique linéaire.

Des preuves expérimentales montrent que le comportement élastique de la plupart des matériaux est bien décrit par le terme de premier ordre de l'expansion de Taylor pour le tenseur des contraintes avec de petites déformations [65].

En notant ζ_{kl} est le tenseur de déformation et T_{ij} celui des contraintes.

$$T_{ij}(\zeta_{kl}) = T_{ij}(0) + \left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial \zeta_{kl}}\right)_{\zeta_{kl}=0} . \zeta_{kl} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial \zeta_{kl}\, \partial \zeta_{mn}}\right)_{\substack{\zeta_{kl}=0 \\ \zeta_{mn}=0}} . \zeta_{kl}\zeta_{mn} + \cdots ; \; 1 \leq i,j,k,l,m,n \leq 3 \quad (2.1)$$

Comme $T_{ij}(0)$=0, on obtient :

$$T_{ij} = c_{ijkl} . \zeta_{kl} \quad (2.2)$$

On peut définir $c_{ijkl} = \left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial \zeta_{kl}}\right)_{\zeta_{kl}=0}$, le tenseur des rigidités élastiques qui possède 3^4 =81 composantes. Ces deux tenseurs sont symétriques car $T_{ij} = T_{ji}$ et $\zeta_{kl} = \zeta_{lk}$. Donc on peut écrire :

$$c_{ijkl} = c_{ijlk} = c_{jikl} = c_{jilk} \quad (2.3)$$

L'équation (2.2) devient :

$$T_{ij} = c_{ijkl} . \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \quad (2.4)$$

Les relations de symétrie ci-dessus réduisent le nombre de constantes élastiques indépendantes à 36 éléments. Une paire d'indices (i, j) ou (k, l) ne peut donner que six valeurs indépendantes comme suit :

Indices (ij, kl)	**11**	**22**	**33**	**23, 32**	**13, 31**	**12, 21**
Notations Matricielles (α, β)	1	2	3	4	5	6

Tableau 2.1 : Indices et notations matricielles.

Les modules d'élasticité indépendants ne peuvent donc être représentés que par deux indices α et β, ainsi la loi de Hooke peut s'écrire :

$$T_\alpha = c_{\alpha\beta}.\zeta_\beta \tag{2.5}$$

Il est nécessaire de définir ζ_β comme :

$$\zeta_1 = \zeta_{11}, \zeta_2 = \zeta_{22}, \zeta_3 = \zeta_{33}, \zeta_4 = 2\zeta_{23}, \zeta_5 = \zeta_{13}, \zeta_6 = \zeta_{12} \tag{2.6}$$

La matrice 6 * 6 des coefficients $c_{\alpha\beta}$ est symétrique, de sorte que :

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{14} & c_{24} & c_{34} & c_{44} & c_{54} & c_{46} \\ c_{15} & c_{25} & c_{35} & c_{45} & c_{55} & c_{56} \\ c_{16} & c_{26} & c_{36} & c_{46} & c_{56} & c_{66} \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

Cette propriété réduit le nombre de composantes indépendantes à 21.

Pour des solides à symétries cubiques, le tenseur élastique c_{ijkl} doit être invariant par permutation circulaire des indices, le tenseur prend la forme suivante [66] :

$$c_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \tag{2.8}$$

Dans le cas particulier ou le solide est isotrope [67]**:**

$$\begin{aligned} c_{11} = c_{22} = c_{33} &= \lambda + 2\mu \\ c_{12} = c_{23} = c_{13} &= \lambda \\ c_{44} = c_{55} = c_{66} &= \mu \end{aligned} \tag{2.9}$$

Avec λ et μ qui sont les coefficients de Lamé.

$$c_{ijkl} = \lambda\delta_{ij}\delta_{kl} + \mu(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) \quad (2.10)$$

Ainsi, les propriétés d'un solide isotrope sont spécifiées par deux constantes indépendantes, le tenseur donne la forme :

$$T_{ij} = \lambda\zeta\delta_{ij} + 2\mu\zeta_{ij} \qquad \text{Avec} \quad \zeta = \zeta_{11} + \zeta_{22} + \zeta_{33} \quad (2.11)$$

II.3. Théorie de la propagation des ondes acoustiques :

II.3.1. Équations des ondes acoustiques dans un milieu solide :

On considère une perturbation qui se propage à travers un solide qui est localement en mouvement. Le déplacement u_i de coordonnées x_k varie avec le temps et est noté $u_i = u_i(x_k, t)$. L'équation du mouvement suit la loi de Newton :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij} = \rho . \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

Avec ρ la masse volumique.

La loi de Hooke s'écrit :

$$T_{ij} = c_{ijkl} . \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (2.13)$$

En tenant compte de l'équation (2.13), l'équation du mouvement (2.12) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(c_{ijkl} . \frac{\partial u_l}{\partial x_k}\right) = \rho . \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

Pour les matériaux homogènes dans lesquels les constantes élastiques et la densité sont constantes, l'équation peut être représentée comme suit :

$$c_{ijkl} . \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \, \partial x_k} = \rho . \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

Pour l'équation (2.15), nous cherchons une solution sous la forme d'ondes planes harmoniques qui se propagent à travers un milieu homogène ou anisotrope.

$$u_i = U_i e^{j(wt - k_j . x_j)} = U_i e^{j(wt - k . n_j . x_j)} \quad (2.16)$$

Où U_i est la composante i du vecteur de polarisation de l'onde, k_j est la composante i du nombre d'ondes, n_j est le vecteur unitaire dans la direction de propagation et k est le module du vecteur d'onde.

En remplaçant l'équation (2.16) dans (2.15) :

$$c_{ijkl}.n_j n_k U_l = \rho v_p^2 U_i \tag{2.17}$$

Nous notons $v_p = \frac{w}{k}$ vitesse de phase de l'onde plane.

L'équation (2.14) s'appelle équation de Christoffel et peut s'écrire :

$$\left[\Gamma_{il} - \delta_{il}\rho v_p^2\right]U_k = 0 \tag{2.18}$$

Avec $\Gamma_{il} = c_{ijkl}.n_j n_k$ est le tenseur de Christoffel.

Pour une direction donnée, il existe en général trois vitesses de phase qui sont les solutions de l'équation séculaire.

$$\left|\Gamma_{il} - \delta_{il}\rho v_p^2\right| = 0 \tag{2.19}$$

$$\Gamma_{il} = c_{i11l}.n_1^2 + c_{i22l}.n_2^2 + c_{i33l}.n_3^2 + (c_{i12l} + c_{i21l})n_1 n_2 + (c_{i13l} + c_{i31l})n_1 n_3 + (c_{i23l} + c_{i32l})n_2 n_3$$

Les composantes Γ_{il} de la matrice de Christoffel peuvent s'exprimer par :

$$\Gamma_{11} = c_{11}.n_1^2 + c_{66}.n_2^2 + c_{55}.n_3^2 + 2c_{56}n_2 n_3 + 2c_{15}n_3 n_1 + 2c_{16}n_1 n_2$$

$$\Gamma_{22} = c_{66}.n_1^2 + c_{22}.n_2^2 + c_{44}.n_3^2 + 2c_{24}n_2 n_3 + 2c_{46}n_3 n_1 + 2c_{26}n_1 n_2$$

$$\Gamma_{33} = c_{55}.n_1^2 + c_{44}.n_2^2 + c_{33}.n_3^2 + 2c_{34}n_2 n_3 + 2c_{35}n_3 n_1 + 2c_{45}n_1 n_2$$

$$\Gamma_{23} = \Gamma_{21} = c_{56}.n_1^2 + c_{24}.n_2^2 + c_{34}.n_3^2 + (c_{23} + c_{44})n_2 n_3 + (c_{36} + c_{45})n_3 n_1 + (c_{25} + c_{46})n_1 n_2$$

$$\Gamma_{13} = \Gamma_{31} = c_{15}.n_1^2 + c_{46}.n_2^2 + c_{35}.n_3^2 + (c_{36} + c_{45})n_2 n_3 + (c_{13} + c_{55})n_3 n_1 + (c_{14} + c_{56})n_1 n_2 \tag{2.20}$$

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{32} = c_{16}.n_1^2 + c_{26}.n_2^2 + c_{45}.n_3^2 + (c_{25} + c_{46})n_2 n_3 + (c_{14} + c_{56})n_3 n_1 + (c_{12} + c_{66})n_1 n_2$$

Les vecteurs de polarisation sont orthogonaux. Pour une direction de propagation des ondes parallèle à la direction de polarisation, ces ondes sont longitudinales et pour une direction perpendiculaire, elles sont transversales. Dans un solide anisotrope, on trouve généralement une onde quasi-longitudinale et deux ondes quasi-transversales.

La figure 2.2 montre un exemple de surfaces des lenteurs pour un matériau non piézoélectrique comme le cristal de silicium de symétrie cubique (classe m3m) qui présente les mêmes courbes de lenteurs (inverse de la vitesse) dans les plans $\{001\}, \{010\}$ et $\{100\}$. Ces courbes nous permettent de voir les deux types d'ondes (longitudinale et transversale).

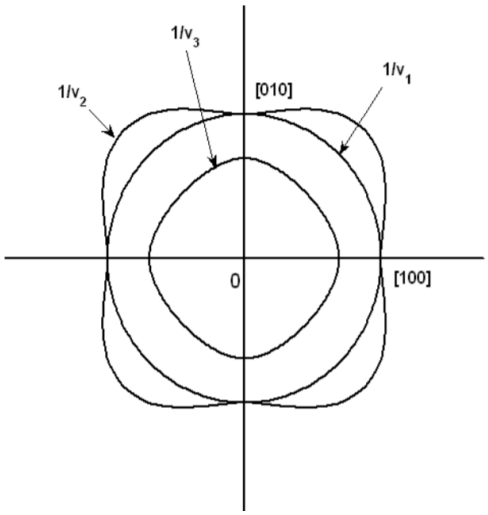


Figure 2.2 : Courbes de lenteur (1/v) pour le silicium par le plan (001).

Pour un solide isotrope, le tenseur Γ est indépendant de la direction de propagation. Pour une propagation sur l'axe z ($n_1 = n_2 = 0, n_3 = 1$), le tenseur Γ devient :

$$\Gamma_{ij} = c_{i33l} = \begin{bmatrix} c_{55} & c_{45} & c_{35} \\ c_{45} & c_{44} & c_{34} \\ c_{35} & c_{34} & c_{33} \end{bmatrix} \tag{2.21}$$

II.3.2. Équations des ondes acoustiques dans un milieu piézoélectrique :

L'effet piézoélectrique, découvert en 1880 par les physiciens français Jacques et Pierre Curie, est défini comme l'interaction électromécanique linéaire entre l'état mécanique et électrique dans un matériau de telle sorte que la charge électrique est accumulée en réponse à la contrainte mécanique appliquée. L'effet piézoélectrique est un processus réversible, lorsqu'un champ électrique est appliqué aux bornes du cristal, il entraîne un déplacement des charges. Cette dissymétrie des charges engendre une déformation de la maille cristalline, ainsi une déformation du matériau piézoélectrique. C'est ce qu'on appelle l'effet piézoélectrique inverse. La figure 2.3 permet d'illustrer ces deux effets.

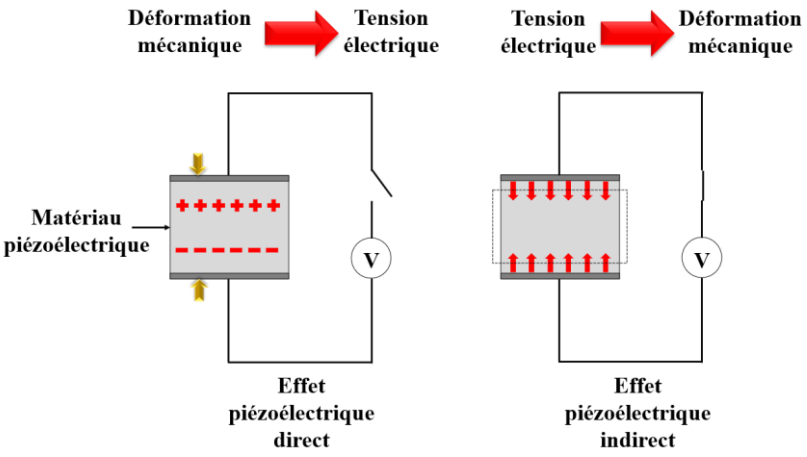


Figure 2.3 : L'effet piézoélectrique.

Dans le cas d'un matériau piézoélectrique, nous devons introduire le champ électrique E dans la loi de Hooke.

$$T_{ij} = c^{E}_{ijkl}.\zeta_{kl} - e_{kij}.\mathrm{E}_k \tag{2.22}$$

c^{E}_{ijkl} signifie que ces constantes décrivent des propriétés élastiques mesurées sous un champ électrique constant. $\mathrm{E}_k = -\frac{\partial \phi}{\partial x_k}$, est le champ électrique avec ϕ, le potentiel électrique. Les coefficients e_{kij} sont les constantes piézoélectriques.

La relation constitutive du déplacement électrique $D_j = \varepsilon_{jk}.\mathrm{E}_k$ est introduite :

$$D_j = \varepsilon^{\zeta}_{jk}.\mathrm{E}_k - e_{jkl}.\zeta_{kl} \tag{2.23}$$

Avec $e_{jkl} = \left(\frac{\partial D_j}{\partial \zeta_{kl}}\right)_E$

ε^{ζ}_{jk} les permittivités diélectriques du matériau.

Puisque $\zeta_{kl} = \zeta_{lk}$, les e_{jkl} sont symétriques. Le nombre de constantes piézoélectrique est réduit de 27 à 18.

Nous pouvons exprimer les constantes piézoélectriques par la matrice suivante :

$$e_{j\alpha} = \begin{bmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} & e_{14} & e_{15} & e_{16} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} & e_{24} & e_{25} & e_{26} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & e_{34} & e_{35} & e_{36} \end{bmatrix} \tag{2.24}$$

En utilisant le tableau 1, nous pouvons écrire la loi de Hooke sous la forme suivante :

$$T_\alpha = c^{E}_{\alpha\beta}.\zeta_\beta - e_{i\alpha}.\mathrm{E}_i \tag{2.25}$$

$$D_j = \varepsilon_{jk}^{\zeta}.\mathrm{E}_k - e_{j\alpha}.\zeta_\alpha \tag{2.26}$$

Nous pouvons obtenir les équations de propagation de l'onde dans un solide piézoélectrique en considérant les équations (2.15) et (2.22) :

$$c_{ijkl}^{E}.\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j\,\partial x_k} - e_{kij}.\frac{\partial E_k}{\partial x_j} = \rho.\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \tag{2.27}$$

Pour un solide non chargé, l'induction électrique D_j satisfait à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial D_j}{\partial x_j} = 0 \tag{2.28}$$

Ainsi nous pouvons écrire les équations (2.27) et (2.23) comme suit :

$$c_{ijkl}^{E}.\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j\,\partial x_k} + e_{kij}.\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_j\,\partial x_k} = \rho.\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \tag{2.29}$$

$$\varepsilon_{jk}^{\zeta}.\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_j\,\partial x_k} + e_{jkl}.\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j\,\partial x_k} = 0 \tag{2.30}$$

En considérant le cas d'une onde plane qui se propage dans la direction n_j, les formes des déplacements particulaires u_i et du potentiel électrique sont :

$$u_i = U_i e^{j(k.n_j.x_j - wt)},\ \phi = \Phi e^{j(k.n_j.x_j - wt)} \tag{2.31}$$

En remplaçant l'équation (2.31) dans les équations (2.29) et (2.30) :

$$c_{ijkl}^{E}.\mathrm{k}^2 n_j n_k U_l + e_{kij}.\mathrm{k}^2 n_j n_k \Phi = \rho.\omega^2 U_i \tag{2.32}$$

$$\varepsilon_{jk}^{\zeta}.\mathrm{k}^2 n_j n_k \Phi + e_{jkl}.\mathrm{k}^2 n_j n_k U_l = 0 \tag{2.33}$$

Pour $v_p = \frac{\omega}{k}$, nous pouvons écrire l'équation (2.32) comme :

$$\left(c_{ijkl}^{E}.n_j n_k + \frac{(e_{kij}.n_j n_k)(e_{jkl}.n_j n_k)}{\varepsilon_{jk}^{\zeta}.n_j n_k}\Phi\right)U_l = \rho.v_p^2 U_i \tag{2.34}$$

Nous posons $\gamma_l = e_{jkl}.n_j n_k$ et $\varepsilon^{\zeta} = \varepsilon^{\zeta}_{jk}.n_j n_k$.

$$\left(\left(\Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon^{\zeta}}\right) - \partial_{ij}\rho.v_p^2\right)U_k = 0 \tag{2.35}$$

L'équation (2.35) a presque la même forme que l'équation de Christoffel (2.18) pour les matériaux non piézoélectriques. Dans les indices des coefficients de matrice, les composantes équivalentes de la matrice de Christoffel Γ_{il} et les corrections piézoélectriques $\frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon^{\zeta}}$ peuvent être calculées :

$$\gamma_1 = e_{11}.n_1^2 + e_{26}.n_2^2 + e_{35}.n_1^2 + (e_{25} + e_{36})n_2 n_3 + (e_{15} + e_{31})n_3 n_1 + (e_{16} + e_{21})n_1 n_2$$
$$\gamma_2 = e_{16}.n_1^2 + e_{22}.n_2^2 + e_{34}.n_1^2 + (e_{24} + e_{32})n_2 n_3 + (e_{14} + e_{36})n_3 n_1 + (e_{12} + e_{26})n_1 n_2$$
$$\gamma_3 = e_{15}.n_1^2 + e_{24}.n_2^2 + e_{33}.n_1^2 + (e_{23} + e_{24})n_2 n_3 + (e_{13} + e_{35})n_3 n_1 + (e_{14} + e_{25})n_1 n_2$$
$$\varepsilon^{\zeta} = \varepsilon^{\zeta}_{11}.n_1^2 + \varepsilon^{\zeta}_{22}.n_2^2 + \varepsilon^{\zeta}_{33}.n_3^2 + 2\varepsilon^{\zeta}_{23}n_2 n_3 + 2\varepsilon^{\zeta}_{13}n_3 n_1 + 2\varepsilon^{\zeta}_{12}n_1 n_2 \tag{2.36}$$

Comme $C^D_{ijkl} = C^E_{ijkl} + \frac{(e_{kij}.n_k)(e_{jkl}.n_j)}{\varepsilon^{\zeta}_{jk}.n_j n_k}$ et $\Gamma^D_{il} = C^D_{ijkl}n_j n_k$, l'équation (2.35) devient :

$$\left(\Gamma^D_{il} - \partial_{ij}\rho.v_p^2\right)U_k = 0 \tag{2.37}$$

La piézoélectricité modifie les constantes élastiques C^E_{ijkl} en C^D_{ijkl} que nous appelons constantes durcies, le tenseur de Christoffel Γ_{il} est transformé en Γ^D_{il}.

L'oxyde de zinc est un matériau piézoélectrique très largement utilisé pour les transducteurs ultrasonores à haute fréquence. Il appartient au système hexagonal de classe 6mm. Ces constantes élastiques, constantes piézoélectriques et permittivités diélectriques sont donnés par :

$$c_{\text{ijkl}} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix} \tag{2.38}$$

$c_{11} = 20.97 \times 10^{10} N/m^2$, $c_{12} = 12.11 \times 10^{10} N/m^2$, $c_{13} = 10.51 \times 10^{10} N/m^2$, $c_{33} = 21.09 \times 10^{10} N/m^2$, $c_{44} = 4.25 \times 10^{10} N/m^2$ et $c_{66} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$.

$$e_{j\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.39}$$

$e_{15} = -0.59\ C/m^2,\ \ e_{31} = -0.61\ C/m^2, e_{33} = 1.14\ C/m^2,$

$$\varepsilon_{ij}^{\zeta} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^{\zeta} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11}^{\zeta} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^{\zeta} \end{bmatrix} \tag{2.40}$$

$\varepsilon_{11}^{\zeta} = 7.38 \times 10^{-11} F/m$ et $\varepsilon_{33}^{\zeta} = 7.83 \times 10^{-11} F/m$

La résolution de ces équations pour l'oxyde de zinc dans le plan YZ permet de remonter aux polarisations et aux vitesses des ondes planes. Il excite une onde transversale V_3 polarisée sur le plan X. Nous remarquons que l'effet piézoélectrique ne modifie pas la vitesse, ainsi, cette onde ne peut pas être générée par effet piézoélectrique. Il excite également deux ondes piézoélectriques actives pour lesquelles l'effet piézoélectrique modifie la vitesse, une onde quasi-transversale V_2 et une onde quasi-longitudinale V_1 polarisées dans le plan YZ [65].
La figure 2.4 présente la courbe de lenteur du ZnO.

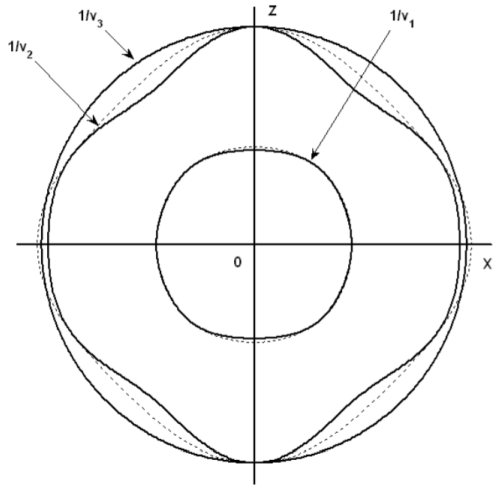


Figure 2.4 : Courbes de lenteur de l'oxyde de zinc (classe 6mm) par le plan XZ.

Nous pouvons quantifier la modification des vitesses dues à l'effet piézoélectrique par Δv la différence entre v_p et v_p^D. Nous définissons la constante de couplage électromécanique K par :

$$K^2 = 1 - \frac{(v_p^D)^2}{v_p^2} = \frac{(2v_p - \Delta v)\Delta v}{v_p^2} \cong \frac{2\Delta v}{v_p} \tag{2.41}$$

II.4. Les conditions de continuité à l'interface de deux milieux différents :

Nous définissons les conditions de continuité à l'interface de deux matériaux par la continuité des vitesses particulaires v_i et des contraintes T_i.

$$T_i = T_{ij}.n_j \tag{2.42}$$

Avec n_j le vecteur unitaire normal à l'interface.

Ces conditions aux limites nécessitent la présence d'ondes réfléchies et transmises et elles s'expriment comme :

$$\begin{cases} \left(v_i^I + \sum_R v_i^R\right) = \sum_T v_i^T \\ \left(T_i^I + \sum_R T_i^R\right) = \sum_T T_i^T \end{cases} \tag{2.43}$$

II.4.1. Réflexion et transmission des ondes acoustiques :

Nous allons présenter les phénomènes de réflexion et de transmission pour différents types d'interface. Ils se traitent plus simplement lorsque les ondes dans un milieu sont d'incidence normale à la surface. Ce sera le cas pour les charges acoustiques des couches piézoélectriques. Nous étudierons également le cas des incidences obliques nécessaires pour la simulation des ondes réfléchies dans la cavité.

II.4.1.1. Interface solide/solide :

Pour le cas de deux milieux solides caractérisés par les impédances acoustiques respectives Z_1 et Z_2, une onde plane (longitudinale ou transversale) se divise en deux ondes : une onde réfléchie sur la surface et une onde transmise dans le deuxième solide. La figure 2.5 représente l'interface solide /solide, ainsi que l'onde incidente de vitesse particulaire v^I, l'onde réfléchie de vitesse particulaire v^R et l'onde transmise de vitesse particulaire v^T.

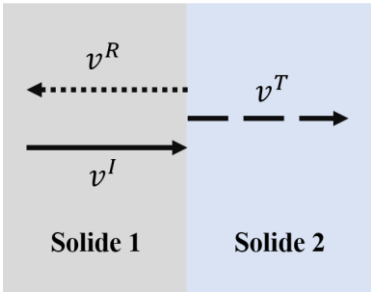


Figure 2.5 : Interface solide/solide en incidence normale.

Nous introduisons l'impédance acoustique Z sous la forme :

$$Z = -\frac{T}{v} \tag{2.44}$$

Avec T les contraintes mécaniques du solide et v la vitesse particulaire.

Nous présentons les vitesses de déplacements de l'onde en lien avec les contraintes mécaniques dans les deux solides par les relations suivantes :

Pour l'onde incidente :

$$\begin{aligned} v^I &= A_I.\exp(-j.k^I.x) \\ T^I &= -Z_1.v^I \end{aligned} \tag{2.45}$$

Pour l'onde réfléchie :

$$\begin{aligned} v^R &= A_R.\exp(j.k^R.x) \\ T^R &= Z_1.v^R \end{aligned} \tag{2.46}$$

Pour l'onde transmise :

$$\begin{aligned} v^T &= A_T.\exp(-j.k^T.x) \\ T^T &= -Z_2.v^T \end{aligned} \tag{2.47}$$

Avec A_I, A_R et A_T représentent les amplitudes des vitesses de déplacements respectives des ondes incidentes réfléchies et transmises.

La continuité des vitesses particulaires v et des contraintes mécaniques T définissent les conditions de continuité à l'interface et s'écrivent :

$$(v^I + v^R) = v^T \tag{2.48}$$

Et

$$(T^I + T^R) = T^T \tag{2.49}$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en vitesse particulaire entre les deux solides 1 et 2 sont définis par $r_{12} = \frac{T^R}{T^I}$ et $t_{12} = \frac{T^T}{T^I}$

Si on utilise les équations (2.45), (2.46) et (2.47) dans les équations (2.48) et (2.49), les coefficients r_{12} et t_{12} deviennent :

$$r_{12} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}\right) \tag{2.50}$$

$$t_{12} = \left(\frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}\right) \tag{2.51}$$

Il faut prendre en compte les impédances relatives aux ondes transversales si l'onde incidente est transversale ou longitudinales si l'onde incidente est longitudinale.

II.4.1.2. Interface solide/fluide :

La figure 6 présente l'interface solide/fluide ainsi que les ondes incidentes v^I, réfléchies v^R et transmises v^T. L'onde transversale ne se propage pas dans le fluide car ce dernier n'oppose pas de contraintes aux cisaillements, elle est donc totalement réfléchie en incidence normale (r=1 et t=0).

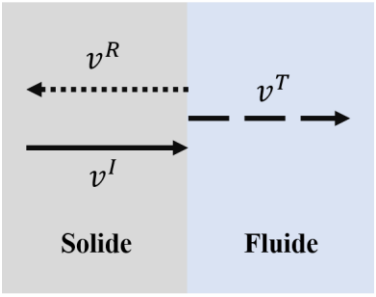


Figure 2.6 : Interface solide/fluide en incidence normale.

Les conditions de continuité à l'interface sont définies comme pour une interface solide/solide par la continuité des contraintes mécaniques T et des vitesses particulaires v de l'onde longitudinale uniquement, ainsi, les formules (2.48) et (2.49) restent valables.

Dans les conditions de continuité, il n'y a que les ondes longitudinales transmises dans le liquide non visqueux qui sont à prendre en compte puisqu'il n'y a pas de déplacement transversal dans le liquide.

Les expressions des coefficients de réflexions et de transmissions sont les mêmes que ceux définis aux équations (2.50) et (2.51), il faut juste considérer Z_2 comme l'impédance du liquide.

II.4.1.3. Interface solide/air :

Dans le cas d'une surface libre solide/air, nous allons étudier la réflexion d'une onde en incidence oblique (voir la figure 2.7) pour modéliser les réflexions sur les miroirs de la cavité.

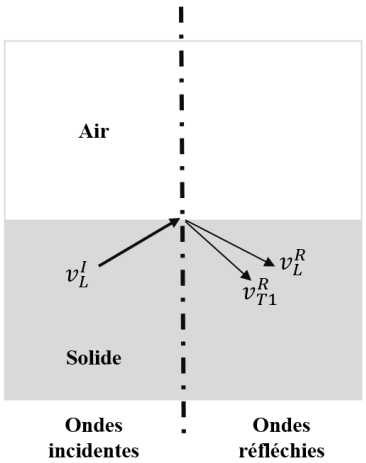


Figure 2.7 : Réflexion d'onde à l'interface solide/air en incidence oblique.

Nous commencerons par une onde incidente longitudinale.

Dans ce cas d'interface, il n'y a pas d'onde transmise. La seule condition aux limites à satisfaire est que la tension mécanique doit être nulle (c'est-à-dire : $T_i = T_{ij}.n_j = 0$) en tout point de la surface :

$$\left(T_L^I + \sum_R T^R\right) = 0 \tag{2.52}$$

Dans le cas d'un solide isotrope, une onde longitudinale est réfléchie à la fois en une onde longitudinale et une onde de cisaillement comme le montre la figure 2.7. Les directions des vecteurs d'ondes acoustiques pour les deux types d'onde peuvent être obtenues en utilisant la loi de Snell-Descartes :

$$\frac{sin\theta_I}{v_L^I} = \frac{sin\theta_T}{v_T^R} = \frac{sin\theta_L}{v_L^R} \tag{2.53}$$

Avec v_L^I, v_T^R et v_L^R qui sont respectivement les vitesses particulaires de l'onde longitudinale incidente, de l'onde transversale réfléchie et de l'onde longitudinale réfléchie.

θ_I, θ_T et θ_L sont respectivement les angles d'incidences de l'onde longitudinale incidente, de l'onde transversale réfléchie et l'onde longitudinale réfléchie.

Les coefficients de réflexions de l'onde longitudinale r_{LL} et de l'onde transversale r_{LT} sont respectivement déterminées par les expressions $r_{LL} = v_L^R/v_L^I$ et $r_{LT} = v_T^R/v_L^I$ [65]. En utilisant les conditions de continuités 2.52, ils deviennent :

$$r_{LL} = \frac{\eta^2\, sin2\theta_I\, sin2\theta_T - cos^2 2\theta_T}{\eta^2\, sin2\theta_I\, sin2\theta_T + cos^2 2\theta_T} \tag{2.54}$$

$$r_{LT} = \frac{2\,\eta\, sin2\theta_I\, sin2\theta_T}{\eta^2\, sin2\theta_I\, sin2\theta_T + cos^2 2\theta_T} \tag{2.55}$$

Avec, $\eta = \frac{v_T}{v_L}$.

De même, pour une onde incidente transversale non polarisée dans l'axe (orthogonale au plan de la figure 2.7).

$$r_{TT} = \frac{\eta^2\, sin2\theta_I\, sin2\theta_L - cos^2 2\theta_I}{\eta^2\, sin2\theta_I\, sin2\theta_L + cos^2 2\theta_I} \tag{2.56}$$

$$r_{TL} = \frac{-2\,\eta\, sin4\theta_I}{\eta^2\, sin2\theta_I\, sin2\theta_L + cos^2 2\theta_I} \tag{2.57}$$

La figure 2.8 représente ces coefficients de réflexion pour une onde longitudinale incidente en fonction de l'angle d'incidence θ_I qui peut varier entre 0 et 90 °. Les courbes montrent qu'il existe une conversion de mode et que pour un angle d'incidence de 45 °, presque toute l'onde longitudinale incidente est convertie en onde de cisaillement après la réflexion ($r_{LL} \approx 0$ et $r_{LT} \approx 1$). Dans le cas où le matériau est anisotrope, nous avons 3 ondes après réflexion sur une surface libre : une onde longitudinale L et deux ondes transversales T1 et T2 comme le montre la figure 2.7.

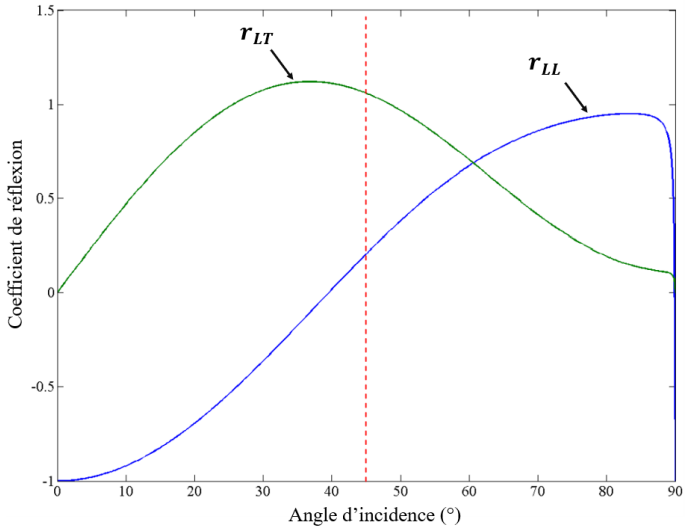


Figure 2.8 : Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence d'une onde longitudinale pour le silicium.

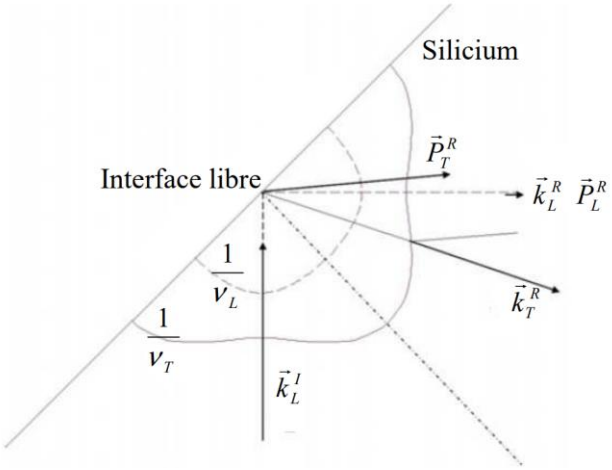


Figure 2.9 : Propagation d'onde acoustique dans le silicium.

Les courbes de lenteurs $\left(\frac{1}{v}(\theta)\right)$ de la surface libre de silicium (voir la figure 2.9) nous permettent d'étudier la direction de propagation des ondes dans le substrat après réflexion. Les différents types d'ondes peuvent être obtenus ainsi que leur polarisation par l'étude du tenseur de Christoffel du matériau. Nous pouvons aussi déterminer les différentes configurations pour les vecteurs de Poynting et les vecteurs d'ondes transversales et d'ondes longitudinales. Les vecteurs de Poynting nous donnent la direction de l'énergie dans le substrat et les vecteurs d'ondes permettent de connaître la direction des fronts d'ondes dans ce dernier.

Nous allons utiliser le principe de la figure 2.9 pour faire une modélisation 2D de la cavité qui sera proposée dans le chapitre 4.

II.4.2. Propagation des ondes à travers un milieu multicouche :

Nous utilisons l'impédance Z et le nombre d'onde k pour caractériser la propagation des ondes dans un milieu homogène (voir la figure 2.10). Une écriture matricielle (équation (2.58)) permet de décrire cette propagation.

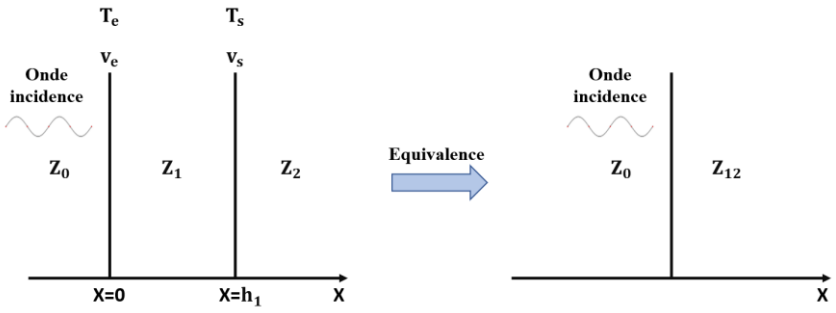


Figure 2.10 : Impédance équivalente du milieu 1 et du milieu 2.

$$\begin{pmatrix} T_e \\ v_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kh_1) & -j.Z.\sin(kh_1) \\ -\frac{j}{Z}.\sin(kh_1) & \cos(kh_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_s \\ v_s \end{pmatrix} \tag{2.58}$$

Nous considérons une couche d'impédance Z_1 et d'épaisseurh_1, insérée entre deux milieux d'impédances acoustiques différentes : Z_0 pour le milieu incident et Z_2 pour le milieu de transmission. $Z_{12} = -T_e/v_e$, l'impédance ramenée du milieu 2 d'impédance Z_2 vers le milieu 0 d'impédance Z_0 par le milieu 1 d'impédance Z_1.

$$Z_{12} = Z_1\left(\frac{Z_2.\cos(k_1h_1) + \mathrm{j}.Z_1.\sin(k_1h_1)}{Z_1.\cos(k_1h_1) + \mathrm{j}.Z_2.\sin(k_1h_1)}\right) \tag{2.59}$$

Les coefficients de réflexions $r_{0/12}$ et de transmissions $t_{0/12}$ peuvent être exprimés en utilisant les équations (2.50) et (2.51) par :

$$r_{0/12} = \left(\frac{Z_{12}-Z_0}{Z_{12}+Z_0}\right) \text{ et } t_{0/12} = \left(\frac{2Z_{12}}{Z_{12}+Z_0}\right) \quad (2.60)$$

Il est possible de réaliser une couche antireflet.

Avec $d = (2n+1)\frac{\lambda_1}{4}$, il y a $Z_{12} = Z_1^2/Z_2$ donc $Z_0 = Z_1^2/Z_2$, ainsi $Z_1 = \sqrt{Z_2.Z_0}$

Nous rappelons que le coefficient de réflexion r_{12} entre deux milieux Z_1 et Z_2 est donné par la relation :

$$r_{12} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}\right) \quad (2.61)$$

L'énergie réfléchie à la surface de deux milieux est proportionnelle à $|r_{12}|^2$. Nous pouvons définir la perte d'insertion acoustique L_a par :

$$L_a = -10.log_{10}(1 - |R_{12}|^2) \quad (2.62)$$

II.5. Modélisation des transducteurs piézoélectriques par le modèle de Auld [68] :

Un transducteur électro-acoustique est un dispositif permettant de transformer une énergie électrique en énergie acoustique, et réciproquement. Dans le domaine ultrasonore, la conversion électro-acoustique est généralement réalisée par effet piézo-électrique.

Pour les hautes fréquences (f > 3 MHz) l'épaisseur de la couche piézo-électrique est si faible qu'elle doit être collée sur un matériau support. Dans le cas où il est placé entre la couche piézo-électrique et le milieu à étudier, ce matériau solide est appelé ligne à retard. On appellera transducteur, l'ensemble couche piézo-électrique et ligne à retard.

Sa structure (voir la figure 2.11) ressemble à une capacité Métal-Isolant-Métal dont le diélectrique est un matériau piézoélectrique, ce matériau est positionné entre deux électrodes métalliques (masse, contact) de faibles épaisseurs, le transducteur est fixé sur un support mécanique qui est dans notre cas du silicium. Il suffit d'exciter un champ électrique entre les deux surfaces métallisées pour générer des ondes acoustiques produites par une déformation mécanique engendrée par l'effet piézoélectrique inverse.

On définit le rendement de conversion électro-acoustique comme le rapport de la puissance convertie sous forme mécanique à la puissance d'excitation mesurée sur 50 Ω. Il conditionne la qualité d'une mesure, il dépend, pour une fréquence du signal d'excitation, des caractéristiques électriques ou acoustiques de la couche piézo-électrique.

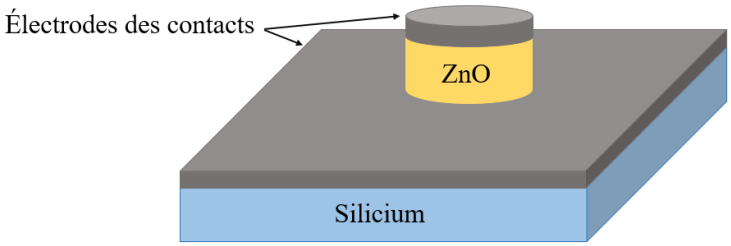


Figure 2.11 : Schéma de multicouches d'un transducteur ultrasonore.

L'énergie électrique délivrée par le générateur est transférée à la couche piézo-électrique, puis convertie en énergie acoustique, elle se propage dans le silicium. Si cette énergie se réfléchit et retourne au transducteur, puis elle est convertie en énergie électrique, qui est mesuré par un système adéquat.

Pour une différence de potentiel donnée entre les deux faces de la couche piézo-électrique, la réorientation des dipôles et l'intensité du courant de déplacement qu'elle produit, dépend donc de la charge acoustique de la couche piézo-électrique.

- L'impédance électrique de la couche piézo-électrique dépend de l'impédance acoustique ramenée par la charge à sa surface.

L'une des faces du cristal est placée dans de l'air. La contrainte sur cette face est quasiment nulle, il en est de même de l'énergie acoustique transmise par cette face.

- L'énergie acoustique générée par le cristal est donc totalement réfléchie sur le transducteur.

Ainsi, le transfert d'énergie du générateur au substrat de silicium, pour un rendement de conversion donné, ne relève que de l'adaptation électrique du transducteur au générateur. Cette adaptation d'impédances électriques sera réalisée par un quadripôle inséré entre le générateur et le transducteur.

L'impédance électrique théorique du transducteur est déterminée par la prise en compte de toutes les couches utilisées qui constituent sa charge acoustique. Pour remonter à la modélisation du transducteur, il faut calculer les impédances ramenées par toutes ces couches.

Les deux milieux Air/métal et métal/Si chargent la couche piézoélectrique de ZnO comme montre la figure 2.12.

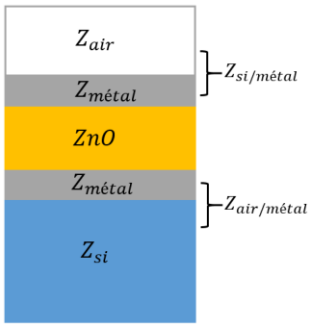


Figure 2.12 : Calcul de l'impédance électrique du transducteur.

➢ Milieu chargé coté **Air/Métal (Titane) /ZnO** :

Pour ce milieu, d'après l'équation (2.59) l'impédance acoustique ramenée est donnée par :

$$Z_{Air/Ti} = Z_{Ti}\frac{Z_{Air}.\cos(\theta_{Ti}) + \mathrm{j}.Z_{Ti}.\sin(\theta_{Ti})}{Z_{Ti}.\cos(\theta_{Ti}) + \mathrm{j}.Z_{Air}.\sin(\theta_{Ti})} \tag{2.63}$$

Avec,

Z_{Air} et Z_{Ti} les impédances de l'air et de métal (Titane).

$\theta_{Ti} = 2\pi f.\frac{e_{Ti}}{V_{Ti}}$, avec f la fréquence de l'onde, e_{Ti} l'épaisseur de métal et V_{Ti} la célérité de l'onde longitudinale dans le métal.

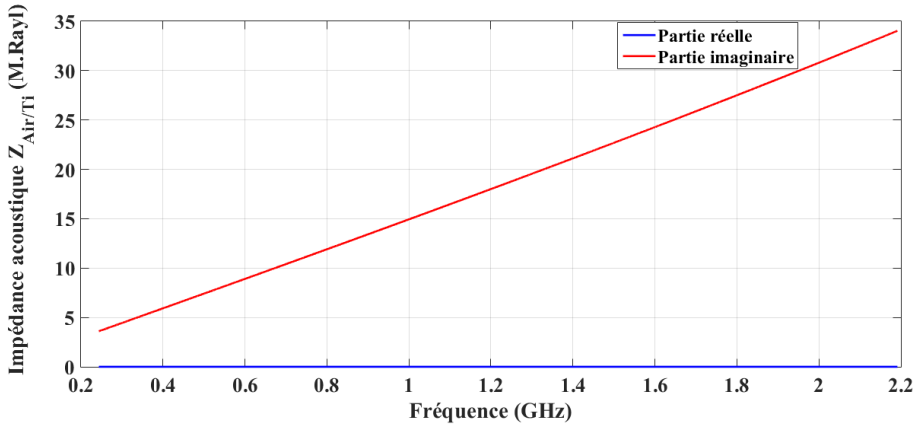


Figure 2.13 : Simulation de l'impédance acoustique $Z_{Air/Ti}$.

D'après la figure 2.13, l'impédance ramenée est purement imaginaire car l'impédance de l'air est négligeable devant les autres matériaux.

➢ Milieu chargé coté **ZnO/métal (Platine) /Si,** l'équation (2.59) nous donne :

$$Z_{Si/Pt} = Z_{Pt}\frac{Z_{Si}.\cos(\theta_{Pt}) + \mathrm{j}.Z_{Pt}.\sin(\theta_{Pt})}{Z_{Pt}.\cos(\theta_{Pt}) + \mathrm{j}.Z_{Si}.\sin(\theta_{Pt})} \tag{2.64}$$

Z_{Si} est l'impédance du silicium, sa valeur dépend de celle de la célérité dans la direction de propagation des ondes. Elle est calculée par la résolution de l'équation de Christoffel.

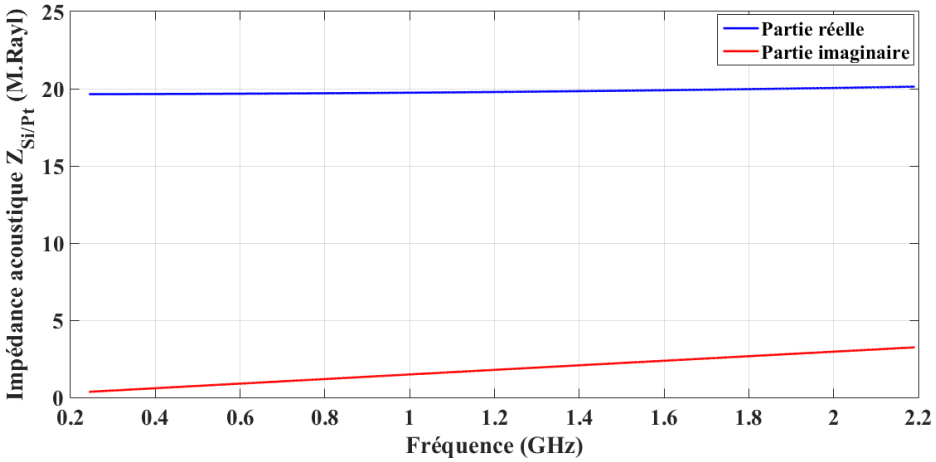


Figure 2.14 : Simulation de l'impédance $Z_{Si/Pt}$.

L'expression analytique de l'impédance électrique d'un transducteur lié rigidement à un substrat semi-infini a été établie par Auld**.** Cette impédance électrique est représentée par la formule suivante, avec une impédance ramenée pour le milieu coté Air/Titane très faible ou négligeable devant les autres :

$$Z_{él} = \frac{1}{jC_0w} + \frac{K^2}{C_0w}\frac{Z_{ZnO}}{\theta}\frac{2Z_{ZnO}[\cos(\theta_{ZnO})-1]+j[Z_{Air/Ti}+Z_{Si/Pt}]\sin(\theta_{ZnO})}{Z_{ZnO}[Z_{Air/Ti}+Z_{Si/Pt}]\cos(\theta_{ZnO})+j[{Z_{ZnO}}^2+Z_{Air/Ti}.Z_{Si/Pt}]\sin(\theta_{ZnO})} \quad (2.65)$$

Avec

- $C_0 = \varepsilon_{ZnO}.S_{ZnO}\,/e_{ZnO}$ est la capacité statique du transducteur ZnO avec ε_{ZnO} la permittivité diélectrique de ZnO, e_{ZnO} et S_{ZnO} sont l'épaisseur et la surface active de la couche de ZnO.
- K^2 le coefficient de couplage électromécanique du ZnO obtenu par l'équation (2.42).
- Z_{ZnO} l'impédance acoustique du ZnO.
- $\theta = k.e_{ZnO} = 2\pi f\frac{e_{ZnO}}{V_{ZnO}}$, avec k le nombre d'onde dans le ZnO et V_{ZnO} la célérité de l'onde longitudinale dans le ZnO.

Les valeurs de simulations sont : $e_{ZnO} = 2.4\ \mu m$ (pour que le transducteur puisse résonner à 1 GHz), $e_{Platine} = 80\ nm$ (électrode de masse), $e_{Titane} = 100\ nm$ (électrode de contact) et $r_{ZnO} = 75\ \mu m$ (rayon de ZnO) et $K_{ZnO} = 0.27$.

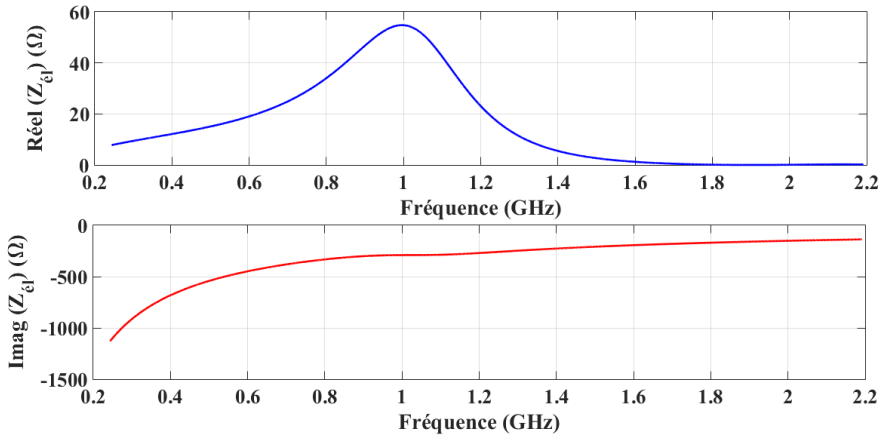


Figure 2.15 : Simulation de l'impédance électrique du transducteur.

II.6. Micro-technologies pour la conception des microsystèmes :

La fabrication des microsystèmes se fait à l'aide des procédés de fabrication des semi-conducteurs tels que, entre autres, la photolithographie, les dépôts de couches minces, l'implantation ionique, la diffusion, l'oxydation, la pulvérisation, etc., en combinaison avec des techniques de micro-usinage spécialisées tels que les dépôts de matière en couche mince, la photolithographie par le rayonnement UV et les techniques de gravures.

Nous allons présenter dans la suite les processus de micro-usinages qui sont les techniques de base de la microtechnologie.

II.6.1. Photolithographie :

La photolithographie est un moyen optique permettant de transférer un motif de petite taille sur une résine photosensible par impression. L'impression est le processus de projection de l'image des motifs sur la surface du wafer à l'aide d'une source de lumière et d'un masque. Il existe trois types d'impression : impression par contact, de proximité et par projection, dont chacun sera décrit ci-dessous. Les équipements utilisés pour l'impression sont appelés imprimantes ou aligneurs.

Tout d'abord, la résine est placée sur le substrat par enduction centrifuge (spin coating). Ensuite, le substrat est exposé à un rayonnement UV qui modifie la structure moléculaire suivi d'un changement de solubilité du matériau, tout en plaçant le masque du motif. Il existe deux types de matériau photosensibles, à savoir les résines négatives et positives. Après exposition, le substrat est immergé dans une solution de révélateur qui est généralement aqueuse. Les résines négatives sont celles qui polymérisent lorsqu'elles sont exposées à la lumière, formant des images négatives des motifs de masque sur la tranche.

D'autre part, les résines positives sont celles qui deviennent solubles dans le révélateur après qu'elles ont été exposées à la lumière, formant des images positives des motifs de masque sur la tranche. Dans le cas d'une lithographie réalisée avec une épaisseur d'une échelle micrométrique de la résine, la taille minimale des motifs est d'environ 1 µm. Les masques, généralement composés de quartz et de chrome, sont utilisés lors de l'impression pour couvrir les zones de la couche photosensible qui ne doivent pas être exposées à la lumière

Une représentation schématique de la photolithographie est illustrée à la figure 2.16.

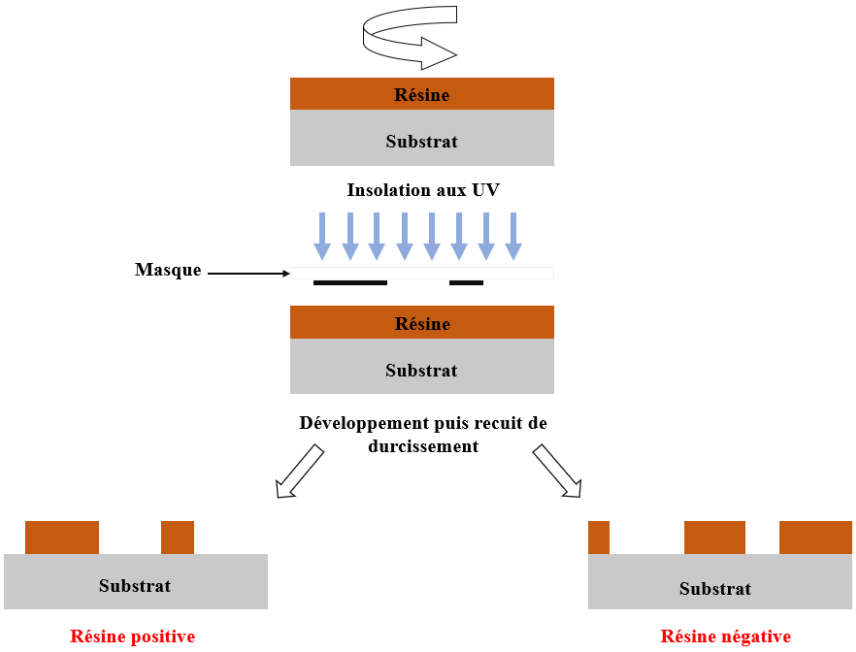


Figure 2.16 : Schéma de principe des étapes de photolithographie.

Les résines négatives se composent normalement de deux parties : 1) un caoutchouc polyisoprène chimiquement inerte ; et 2) un agent photoactif. Lorsqu'il est exposé à la lumière, l'agent photoactif réagit avec le caoutchouc, favorisant la réticulation entre les molécules de caoutchouc qui les rend moins solubles dans le révélateur. Une telle réticulation est inhibée par l'oxygène, de sorte que ce processus d'exposition à la lumière est généralement effectué dans une atmosphère d'azote.

Les résines positives ont également deux composants principaux : 1) une résine ; et 2) un composé photoactif dissous dans un solvant. Le composé photoactif dans son état initial est un inhibiteur de dissolution. Cependant, une fois que cet inhibiteur de dissolution photoactif est détruit par la lumière, la résine devient soluble dans le révélateur.

Un inconvénient des résines négatives est le fait que leurs parties exposées gonflent lorsque leurs zones non exposées sont dissoutes par le révélateur. Ce gonflement, qui est simplement une augmentation de volume due à la pénétration de la solution de révélateur dans le matériau de réserve, entraîne des distorsions dans les caractéristiques du motif.

Ce phénomène de gonflement limite la résolution des processus utilisant les résines négatives. Les régions non exposées de résine positive ne présentent pas de gonflement et de distorsions dans la même mesure que les régions exposées de résines négatives. Cela permet aux résines positives d'atteindre une meilleure résolution d'image.

L'impression par contact se réfère au processus d'exposition à la lumière dans lequel le masque est pressé contre le wafer recouvert de résine avec un certain degré de pression. Cette pression est typiquement dans la plage de 0,05 à 0,3 atmosphère. Une lumière d'une longueur d'onde d'environ 400 nm est utilisée dans l'impression par contact.

L'impression par contact est capable d'atteindre des résolutions inférieures à 1 micron. Cependant, la présence d'un contact entre le masque et la résine diminue quelque peu l'uniformité de la résolution pouvant être atteinte à travers le wafer. Pour pallier ce problème, les masques utilisés en impression par contact doivent être fins et flexibles pour permettre un meilleur contact sur toute la surface.

L'impression par contact entraîne également des défauts à la fois des masques utilisés et des wafers, nécessitant la mise au rebut régulière des masques (qu'ils soient épais ou fins) après un certain niveau d'utilisation. Les défauts du masque comprennent les trous d'épingle, les rayures, les intrusions et les fractures en étoile.

Malgré ces inconvénients, l'impression par contact continue d'être largement utilisée, de bons procédés d'impression par contact pouvant atteindre des résolutions de 0,25 micron ou mieux.

L'impression de proximité est une autre technique de lithographie optique. Comme son nom l'indique, il n'implique aucun contact entre le masque et la plaquette, c'est pourquoi les masques utilisés avec cette technique ont une durée de vie utile plus longue que ceux utilisés en impression par contact. Pendant l'impression de proximité, le masque est généralement à seulement 20 à 50 microns de la plaquette.

La résolution obtenue par l'impression de proximité n'est pas aussi bonne que celle de l'impression par contact. Ceci est dû à la diffraction de la lumière provoquée par son passage à

travers les fentes qui constituent le motif dans le masque, et la traversée de l'espace entre le masque et le wafer.

Ce type de diffraction est connu sous le nom de diffraction de Fresnel, ou diffraction en champ proche, car elle résulte d'un petit écart entre le masque et la tranche. La résolution d'impression de proximité peut être améliorée en diminuant l'espace entre le masque et la tranche et en utilisant une lumière de longueurs d'onde plus courtes.

L'impression par projection est la troisième technique utilisée en lithographie optique. Il n'implique également aucun contact entre le masque et la plaquette. En fait, cette technique utilise un grand écart entre le masque et la plaquette, de sorte que la diffraction de Fresnel n'est plus impliquée. Au lieu de cela, la diffraction en champ lointain, ou de Fraunhofer, est en vigueur par cette technique.

L'impression par projection est la technique employée par la plupart des équipements de lithographie optique modernes. Les imprimantes à projection utilisent une lentille d'objectif bien conçue entre le masque et la plaquette, qui recueille la lumière diffractée du masque et la projette sur la plaquette. La capacité d'une lentille à collecter la lumière diffractée et à la projeter sur la tranche est mesurée par son ouverture numérique (NA). Les valeurs NA des objectifs utilisés dans les imprimantes à projection vont généralement de 0,16 à 0,40.

La résolution obtenue par les imprimantes à projection dépend de la longueur d'onde et de la cohérence de la lumière incidente et de la NA de l'objectif. La résolution réalisable par un objectif est régie par le critère de Rayleigh, qui définit la distance minimale entre deux images pour qu'elles puissent être résolues.

Figure 2.17 : Aligneur MA6/BA6 Suss Micro Tec.

II.6.2. Dépôt de couches minces :

Le dépôt de couches minces est la technologie qui consiste à appliquer un film très mince de matériau entre quelques nanomètres à environ 100 µm sur un substrat. Ces films peuvent être de nature piézoélectrique ou non-piézoélectrique. Les procédés de fabrication par dépôt de couches minces sont au cœur de l'industrie actuelle des semi-conducteurs, des panneaux solaires, des CD, des lecteurs de disque et des dispositifs optiques. Le dépôt en couche mince est généralement divisé en deux grandes catégories : les techniques de dépôts chimiques et les techniques de dépôts physiques en phase vapeur.

II.6.2.1. Techniques de dépôts par évaporation thermique :

L'évaporation thermique consiste à chauffer un matériau solide qui sera utilisé pour recouvrir un substrat à l'intérieur d'une chambre de dépôt sous vide jusqu'à ce qu'il commence à bouillir et s'évapore en produisant une pression de vapeur. À l'intérieur de la chambre, une pression de vapeur relativement faible est suffisante pour soulever un nuage de vapeur. Ce matériau évaporé constitue maintenant un flux de vapeur dont le vide permet la diffusion sans réagir ni se diffuser contre d'autres atomes. Il traverse la chambre et heurte le substrat, y adhérant sous forme d'une couche mince.

Il existe deux méthodes principales de chauffage du métal pendant l'évaporation thermique.

Effet Joule : passage d'un courant dans des filaments, nacelles, paniers, creusets où se trouve la matière à évaporer

Canon à électrons : le matériau à évaporer est placé dans un creuset en Cuivre où il est chauffé par un faisceau d'électrons émis par un filament de Tungstène et défléchi par un aimant permanent

Les systèmes d'évaporation de couches minces peuvent offrir les avantages d'un taux de dépôt relativement élevé, d'un contrôle en temps réel de la vitesse et de l'épaisseur, et (avec une configuration physique appropriée) d'un bon contrôle directionnel du flux d'évaporant pour des procédés tels que Lift Off afin d'obtenir des revêtements à motifs directs.

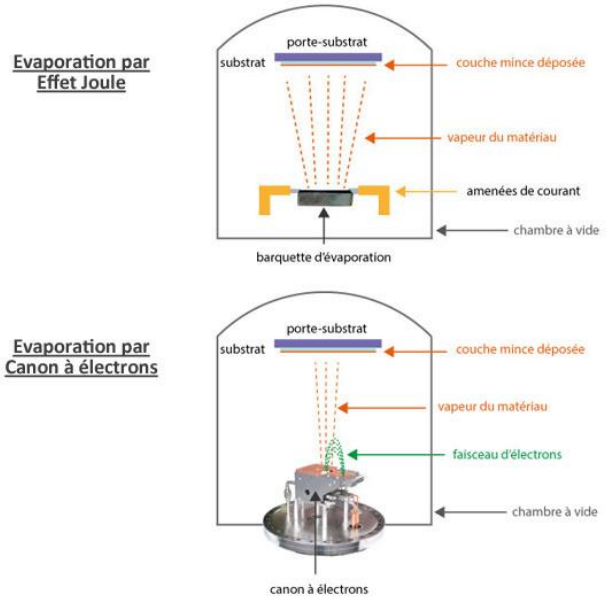


Figure 2.18 : Schéma de principe de dépôt par évaporation thermique.

Figure 2.19 : Exemple de formes de matériaux d'évaporation, utilisés dans les bâtis sous vide.

Ces techniques de dépôts seront utilisées pour réaliser les électrodes métalliques de nos transducteurs.

II.6.2.2. Techniques de dépôts par pulvérisation cathodique :

La pulvérisation cathodique est une méthode de dépôt qui permet de créer des films céramiques ou des couches minces métalliques plus denses par rapport au dépôt par évaporation. Nous utilisons cette technique pour déposer des couches d'oxyde de zinc.

La pulvérisation est un processus de dépôt à base de plasma qui est un mélange globalement neutre des particules chargées d'ions et d'électrons au niveau de la cible (cathode). Une chambre est d'abord mise sous vide pour minimiser les pressions partielles de tous les gaz. Une fois la pression de base atteinte, le gaz de pulvérisation qui comprend le plasma s'écoule dans la chambre et la pression totale est régulée typiquement dans la plage de 2.10^{-2} mbar en

utilisant un système de contrôle de pression. Ensuite, une haute tension est appliquée entre la cathode et l'anode (substrat sur lequel se fait le dépôt) qui est connectée à la chambre en tant que masse électrique. Les électrons sont accélérés loin de la cathode, provoquant des collisions avec des atomes voisins de plasma. Ces collisions provoquent une répulsion électrostatique qui élimine les électrons en provoquant une ionisation. Les atomes positifs sont maintenant accélérés vers la cathode chargée négativement, conduisant à des collisions à haute énergie avec la surface de la cible. Chacune de ces collisions peut provoquer l'éjection d'atomes à la surface de la cible dans l'environnement sous vide avec suffisamment d'énergie cinétique pour atteindre la surface du substrat. Le gaz de pulvérisation est généralement choisi pour être un gaz de poids moléculaire élevé tel que l'argon ou le xénon.

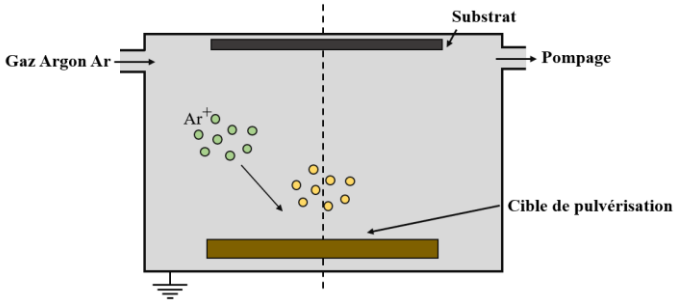


Figure 2.20 : Schéma de principe de la méthode de la pulvérisation cathodique.

Pour augmenter la vitesse de dépôt et diminuer la tension d'amorçage et d'entretien de la décharge, une méthode de pulvérisation cathodique magnétron a été développée en mettant des cathodes magnétrons, constituées d'aimants pour piéger les électrons au voisinage de la cible afin d'augmenter leur densité ionique. Cette méthode dispose du même procédé que la pulvérisation cathodique simple (voir la figure 2.21).

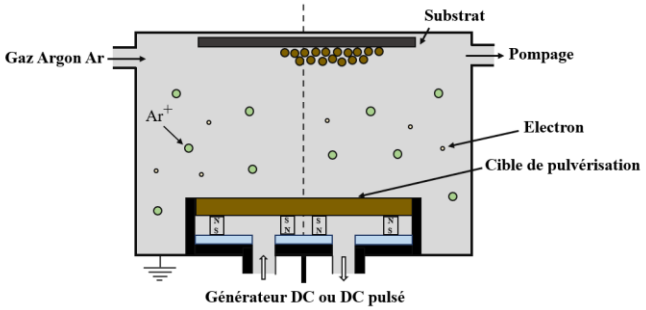


Figure 2.21 : Principe du procédé de pulvérisation cathodique magnétron.

Le dépôt par pulvérisation magnétron ne nécessite pas de fusion ni d'évaporation du métal ou du diélectrique (comme dans le cas du ZnO) à déposer (matériau source), ce qui présente de

nombreux avantages par rapport aux autres technologies. Presque tous les matériaux peuvent être déposés par pulvérisation magnétron quelle que soit leur température de fusion et les sources peuvent être mises à l'échelle et positionnées n'importe où dans la chambre en fonction des exigences du substrat ; enfin, des films d'alliages peuvent être déposés tout en conservant une composition similaire à celle du matériau source.

Figure 2.22 : Bati de dépôt par pulvérisation magnétron.

II.6.2.3. Techniques de dépôt chimique en phase vapeur :

La technique de dépôt chimique en phase vapeur (CVD : Chemical Vapor Deposition) est un processus de dépôt dans lequel les précurseurs chimiques sont transportés en phase vapeur pour se décomposer sur un substrat chauffé pour former un film en couche mince [69]. Ce film peut être épitaxié, polycristallin ou amorphe selon les matériaux et les conditions du réacteur. La technique CVD est devenue la principale méthode de dépôt de film pour l'industrie des semi-conducteurs en raison de son débit élevé, de sa grande pureté et de son faible coût de fonctionnement. Le CVD est également couramment utilisé dans les applications optoélectroniques, les revêtements optiques et les revêtements de pièces résistantes à l'usure.

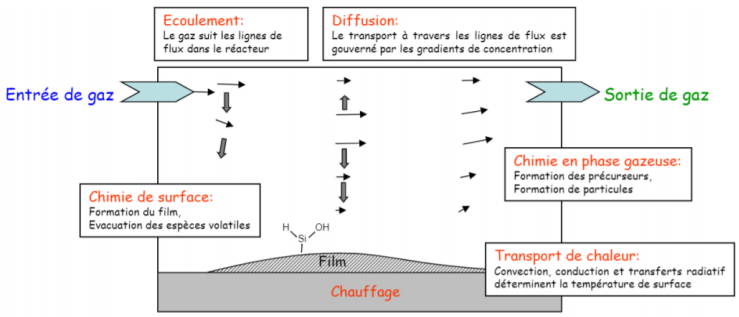


Figure 2.23 : Principe du procédé de dépôt chimique en phase vapeur CVD [70].

II.7. Les étapes de fabrication des transducteurs à base de ZnO :

Nous présentons ici la succession des étapes technologiques permettant de réaliser les transducteurs :

1- Dépôt de deux couches métalliques sur le substrat de silicium (10 nm de titane et 80 nm de platine). La couche de titane est ajoutée pour améliorer l'adhérence du platine.

Figure 2.24 : Substrat de silicium métallisé.

2- Dépôt de deux résines photosensibles (**PMGI** et **S1828**) en filmes minces, uniformes et fortement adhérents sur la surface du substrat. Les résines sont déposées par éduction centrifuge (Spin Coating). Une action rotative à vitesse, accélération et durée contrôlées rend la résine déposée homogène et permet de contrôler précisément l'épaisseur du dépôt. Les résines sont ensuite recuites afin de les durcir.

Figure 2.25 : Dispositif expérimental de dépôt par spin coating.

3- Photolithographie, la technique qui permet de transférer des motifs d'un masque sur la résine. Ce masque est une plaque de quartz recouverte d'une couche de chrome. Un rayonnement UV est exposé sur le substrat et puisque les résines utilisées sont positives, les zones insolées à travers les parties transparentes du masque sont éliminées à la révélation.

4- L'utilisation d'une solution chimique **MF319** permet d'éliminer les résines exposées.Dépôt de ZnO piézoélectrique en utilisant la technique de pulvérisation radiofréquence (RF) magnétron.

5- Dépôt de l'électrode supérieure (80 nm de Titane et 400 nm d'or) par évaporation sur la couche de ZnO.

6- Utilisation de la technique de « lift off » qui permet de retirer du substrat la résine recouverte de métal et de ZnO en utilisant la solution **SVC14.**

Figure 2.26 : Agitateur magnétique pour lift off.

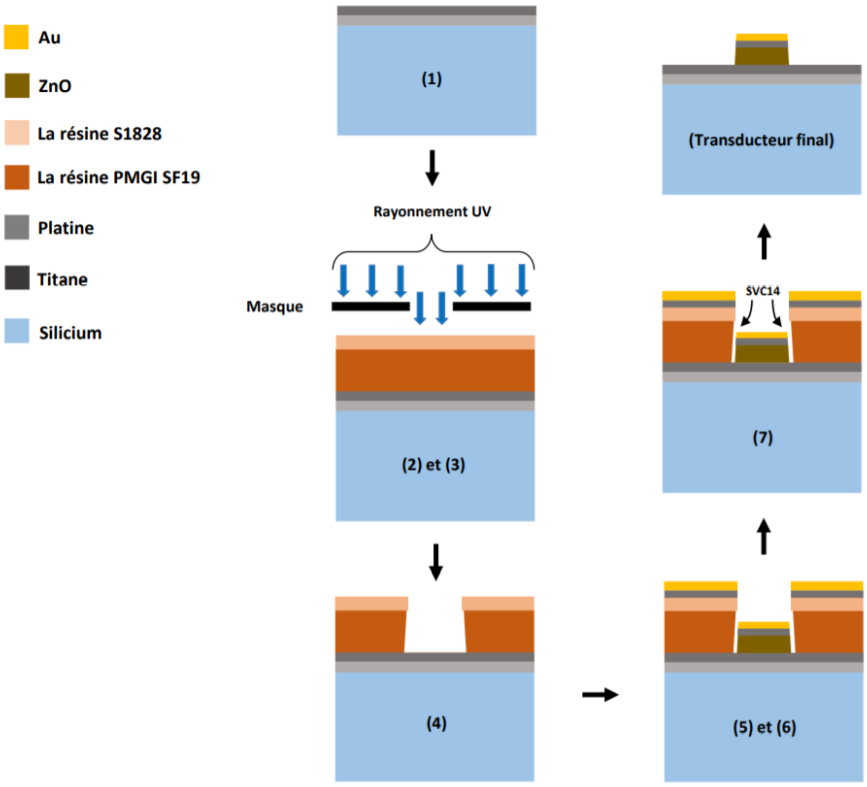


Figure 2.27 : Procédé de fabrication des transducteurs.

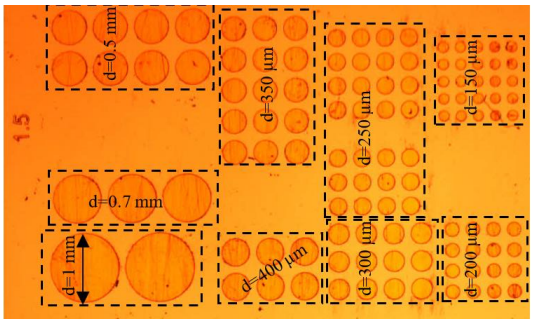


Figure 2.28 : Image microscopique d'un réseau des transducteurs de différents diamètres réalisés.

Les épaisseurs de différents matériaux : du substrat de silicium est $e_{Si} = 400\ \mu m$, de l'électrode de masse est ($e_{Ti} = 10\ nm$ et $e_{Pl} = 80\ nm$), de la couche piézoélectrique $e_{ZnO} = 2\ \mu m$ et de l'électrode de contact ($e_{Ti} = 10\ nm$ et $e_{Au} = 400\ nm$).

II.8. Caractérisation des transducteurs :

II.8.1. Paramètre mesuré :

Dans l'approche des mesures de paramètres S, un réseau électrique est considéré comme une `` boîte noire " contenant divers composants de circuits électriques interconnectés ou des éléments regroupés tels que des résistances, des condensateurs et des inductances, qui interagissent avec d'autres circuits via des ports. Le réseau est caractérisé par une matrice carrée de nombres complexes appelée matrice de répartition « scattering matrix », qui peut être utilisée pour calculer sa fonction de transfert.

Pour la définition du paramètre S, il est entendu que l'ensemble du réseau se comporte linéairement avec de petits signaux incidents.

De nombreuses propriétés électriques peuvent être déterminées en utilisant ces paramètres comme le coefficient de réflexion, le gain, le taux d'onde stationnaires (TOS) et les pertes en réflexion. Il est également possible d'extraire les impédances électriques.

Un réseau électrique décrit par les paramètres S peut présenter plusieurs ports. Ces derniers sont les points par lesquels les signaux électriques entrent ou sortent du réseau. Les ports sont généralement des paires de terminaux. Les paramètres S sont utilisés à des fréquences où les ports sont souvent des connexions coaxiales ou de guide d'ondes.

Les informations suivantes doivent être définies lors de la mesure d'un ensemble de paramètres S dans l'analyseur de réseau :

-La fréquence
-L'impédance caractéristique Z_0 (50 Ω)
-L'attribution des numéros de port
Pour un dipôle (figure 2.29), le paramètre S_{11} peut être déterminé par le rapport $\frac{U_r}{U_i}$.

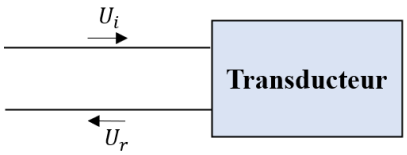


Figure 2.29 : Le schéma d'un dipôle.

Dans le cas d'un dispositif de 2 ports comme le montre la figure 2.30, la matrice des paramètres S est la plus couramment utilisée et sert de base pour générer les matrices d'ordre supérieur pour les grands réseaux [71]. Dans ce cas, la relation entre les ondes d'amplitude réfléchie et incidente et la matrice du paramètre S est donnée comme suit :

$$\begin{pmatrix} U_{r1} \\ U_{r2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11}\, S_{12} \\ S_{21}\, S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{i1} \\ U_{i2} \end{pmatrix} \tag{2.66}$$

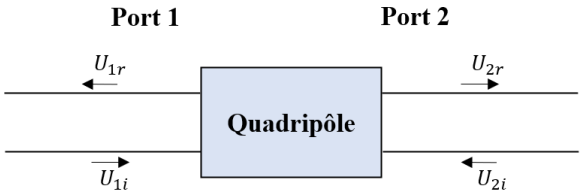


Figure 2.30 : Le schéma d'un dispositif de 2 ports.

U_i et U_r sont respectivement les signaux incidents et réfléchis sur chaque port.

S_{11} est le coefficient de réflexion à l'entrée lorsque la sortie est adaptée (U_{i2}= 0).

S_{12} est le coefficient de transmission du port 2 vers le port 1, lorsque l'entrée est adaptée (U_{i1}= 0).

S_{21} est le coefficient de transmission du port 1 vers le port 2, lorsque la sortie est adaptée (U_{i2}= 0).

S_{22} est le coefficient de réflexion à la sortie lorsque l'entrée est adaptée (U_{i1}= 0).

L'expansion des matrices en équation donne :

$$U_{r1} = S_{11}U_{i1} + S_{12}U_{i2} \tag{2.67}$$

Et

$$U_{r2} = S_{21}U_{i1} + S_{22}U_{i1} \tag{2.68}$$

Chaque équation donne la relation entre les signaux réfléchis et incidents à chacun des ports du réseau en termes de paramètres S individuels du réseau, S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}.

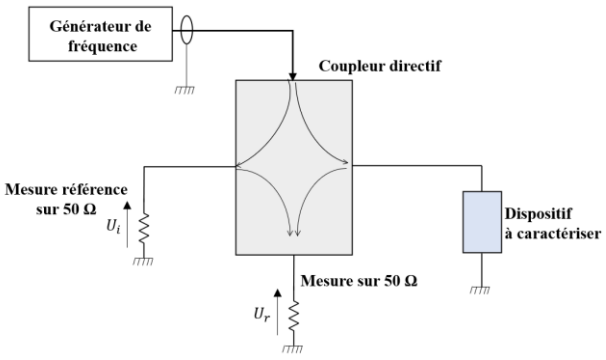
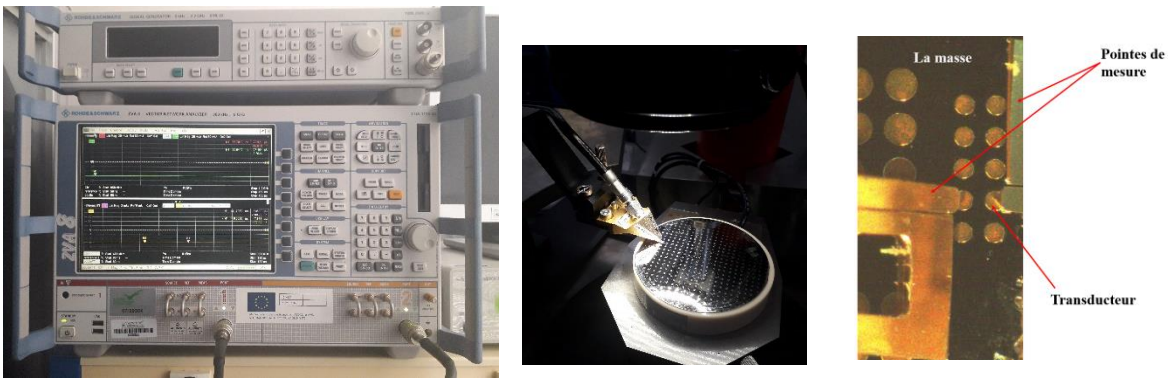


Figure 2.31 : Dispositif général de mesure.

II.8.2. Caractérisation des transducteurs par traitement de signal :

Afin de caractériser les transducteurs, un analyseur de réseau vectoriel « Rohde & Schwarz » de type ZVA 8 avec une bande de fréquence entre 300 kHz - 8 GHz, est utilisé (Figure 2.32.a). L'échantillon est placé et maintenu par aspiration sur une plaque circulaire sous une pointe de mesure radiofréquence de type GS « Ground Signal » (avec un espacement entre le contact du signal et le contact de la masse de 1.25 mm) (Figure 2.32.b). Cette pointe est reliée par un câble coaxial à l'analyseur de réseau. L'utilisation des fréquences de l'ordre du Gigahertz impose d'effectuer un étalonnage avant chaque mesure. Les caractéristiques électriques et acoustiques sont extraites du paramètre S_{11}.



(a) (b) (c)

Figure 2.32 : Dispositif de mesure, (a) analyseur de réseau, (b) pointe de mesure, (c) pointes posées sur des transducteurs.

La figure 2.33 montre le module du paramètre S_{11} en fonction de la fréquence mesurée à la sortie du transducteur. S_{11} décrit deux contributions [72, 73]. La première provient de la réflexion directe de l'onde électrique sur le transducteur, ce qui correspond donc à une origine purement électrique. La seconde provient de l'ensemble des réflexions de l'onde acoustique sur la face opposée du substrat. Cette onde est ensuite reconvertie en signal électrique par le transducteur.

$$S_{11}(f)=S_{11}^{\text{él}}(f) + K_{11}(f)\, S_{11}^{ac}(f) \tag{2.69}$$

Avec $K_{11}(f)$ le coefficient de conversion électro-acousto-électrique du transducteur, souvent assimilé au carré du rendement électro-acoustique, S_{11}^{ac} est le résultat de la superposition des ondes acoustiques qui se sont formées à partir de toutes les réflexions possibles avant de retourner au capteur. On peut utiliser ce paramètre pour estimer les caractéristiques acoustiques d'un matériau.

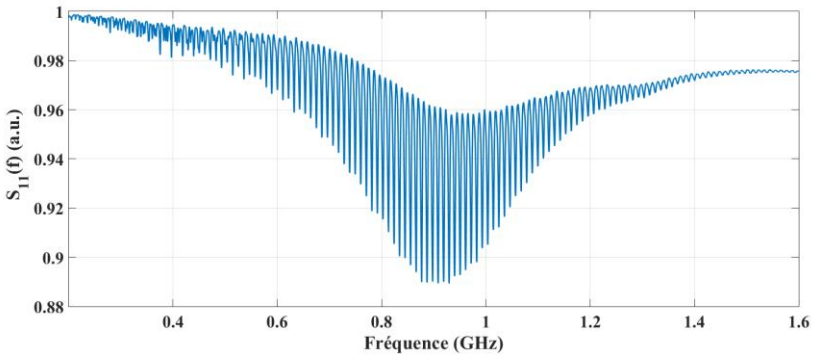


Figure 2.33 : Module du paramètre S_{11} mesuré avec l'analyseur de réseau.

La figure 2.33 montre que $S_{11}(f)$ oscille rapidement en fonction de la fréquence, autour d'une fréquence de résonance centrale (0,9 GHz). Pour chaque longueur d'onde émise, compte tenu de l'épaisseur du substrat de silicium, la superposition des ondes incidente et réfléchie se fait avec un déphasage variable en fonction de la fréquence. Ainsi, l'amplitude totale de la somme de l'onde incidente et réfléchie est plus grande pour deux ondes (incidente et réfléchie) en phase et plus faible pour deux ondes en opposition de phase. Ce phénomène est caractérisé par le rapport d'onde stationnaire SWR qui présente le rapport des valeurs maximale et minimale de la vibration totale.

La périodicité en fréquence de ces oscillations est donnée par :

$$\Delta_f = c_{Si}/2e_{Si} \tag{2.70}$$

Avec e_{Si} l'épaisseur du substrat et c_{Si} la vitesse de propagation de l'onde dans le silicium.

Il est possible de passer au domaine temporel par l'application d'une transformée de Fourier inverse de $S_{11}(f)$. Ce traitement se fait numériquement par l'analyseur de réseau ou par traitement numérique sur Matlab.

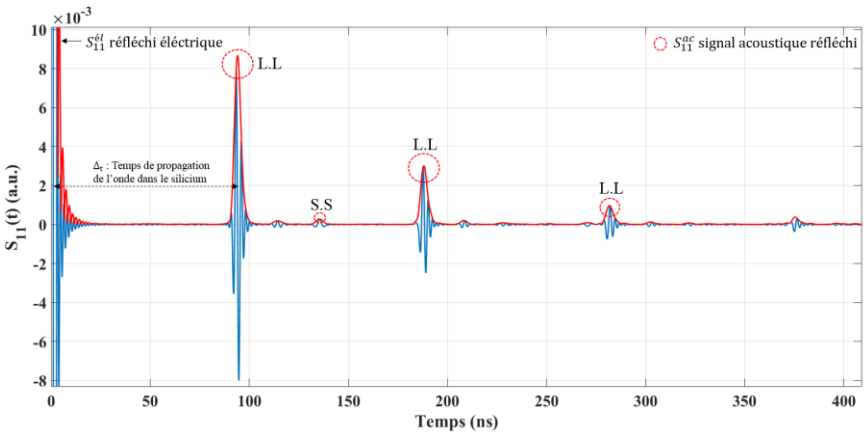


Figure 2.34 : Transformée de Fourier inverse de S_{11}.

D’après la figure 2.34, nous détectons d’abord un premier écho $S_{11}^{él}(t)$ avec un retard très faible. Cet écho correspond à la réflexion de l’onde électrique sur le transducteur car ce dernier n’est pas adapté électriquement et le retard correspond à celui d’une onde électromagnétique dans la portion de câble comprise entre le plan de calibration et le transducteur. Ensuite, les autres échos $S_{11}^{ac}(t)$ présentent la réponse purement acoustique (allers-retours dans le silicium). Le terme temporel Δt qui sépare ces échos correspond au temps de propagation mis par l’onde pour parcourir deux fois l’épaisseur du substrat e_{Si}. Nous remarquons aussi un écho transversal à t=134 ns d’amplitude beaucoup plus faible que celle de l’écho longitudinal. Nous pouvons expliquer l’apparition du mode de cisaillement par une faible inclinaison de l’axe C de la structure cristalline de la couche piézoélectrique de ZnO par rapport à la normale à la surface du substrat. Des publications ont démontré qu'en fonction de la distance entre le plan de l'échantillon et l'axe de la cible de pulvérisation, l'orientation des cristallites ne peut pas être homogène sur toute la surface du substrat puisque la cible est de la même dimension que ce substrat [74]. L'inclinaison de l'axe C peut être modifiée en contrôlant cette distance, ce qui augmente légèrement la proportion d'ondes acoustiques de cisaillement au détriment des ondes de compression.

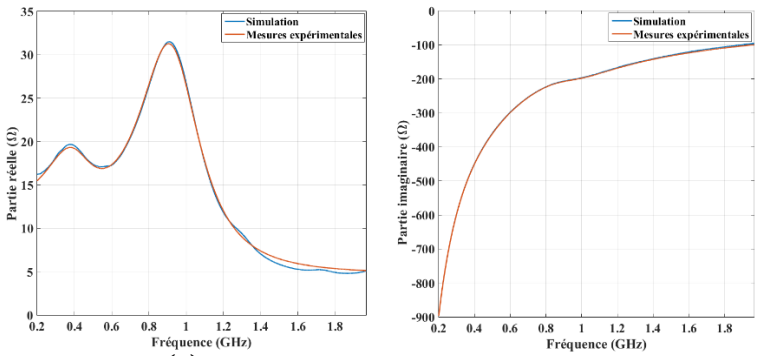
Le paramètre $S_{11}(t)$ peut aussi s’écrire de cette manière :

$$S_{11}(t) = \Im^{-1}\left[S_{11}^{él}(f)\right] + \Im^{-1}[K_{11}(f)S_{11}^{ac}(f)] \tag{2.71}$$

On obtient $S_{11}^{él}(f)$ par un filtrage de type passe bas dans le domaine temporel. Pour déterminer l’impédance électrique, nous utilisons l’équation (2.72).

$$Z_{él} = Z_0\left(\frac{1+S_{11}^{él}}{1-S_{11}^{él}}\right) \tag{2.72}$$

La figure 2.35 présente la partie réelle et imaginaire de l’impédance électrique du transducteur.



(a) (b)

Figure 2. 35 : Impédance électrique d’un transducteur ZnO de diamètre 150 µm, la ligne bleue représente la simulation numérique et la ligne rouge résulte des mesures expérimentales, (a) partie réelle et (b) partie imaginaire.

Dans la partie réelle de l'impédance mesurée, nous détectons deux résonnances aux fréquences (f_S= 0.38 GHz et f_L= 0.9 GHz). Cela traduit la présence de deux modes de résonance, transversal et longitudinal. Nous avons déduit les pertes d'insertion électrique de l'impédance électrique. Elles sont présentées dans la figure 2.36.

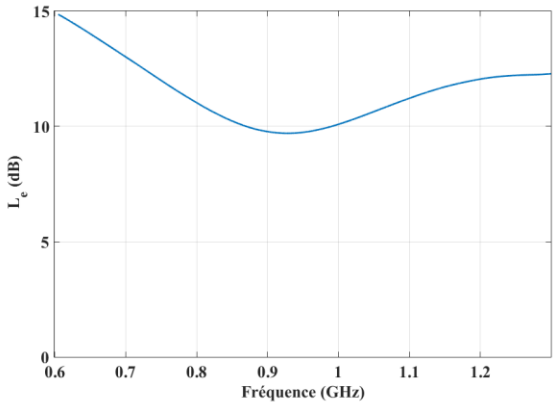


Figure 2.36 : Pertes d'insertion au niveau du transducteur.

À la fréquence de résonance longitudinale f_L, les pertes d'insertions sont de 9,7 dB. Afin d'avoir un gain de performance important, une adaptation électrique doit être appliquée au transducteur.

Il est important de savoir modéliser l'impédance du transducteur dans le cas réel où l'axe C est incliné afin de concevoir sa géométrie (épaisseur et diamètre connaissant les épaisseurs des électrodes). Par conséquence, nous avons modifié l'équation de Auld afin de rendre compte de ces deux modes.

L'équation (2.65) devient :

$$Z_{el} = \frac{1}{jC_0w} + \frac{K_S^2}{C_0w}A + \frac{K_L^2}{C_0w}B \tag{2.73}$$

Avec

$$A = \frac{Z_{ZnO}^S}{\theta_S}\frac{2Z_{ZnO}^S[\cos(\theta_S)-1]+j\left[Z_{(Air/Au/Ti)}^S+Z_{(Si/Ti/Pt)}^S\right]\sin(\theta_S)}{Z_{ZnO}^S\left[Z_{(Air/Au/Ti)}^S+Z_{(Si/Ti/Pt)}^S\right]\cos(\theta_S)+j\left[(Z_{ZnO}^S)^2+Z_{(Air/Au/Ti)}^S.Z_{(Si/Ti/Pt)}^S\right]\sin(\theta_S)}$$

Et

$$B = \frac{Z_{ZnO}^L}{\theta_L}\frac{2Z_{ZnO}^L[\cos(\theta_L)-1]+j\left[Z_{(Air/Au/Ti)}^L+Z_{(Si/Ti/Pt)}^L\right]\sin(\theta_L)}{Z_{ZnO}^L\left[Z_{(Air/Au/Ti)}^L+Z_{(Si/Ti/Pt)}^L\right]\cos(\theta_L)+j\left[(Z_{ZnO}^L)^2+Z_{(Air/Au/Ti)}^L.Z_{(Si/Ti/Pt)}^L\right]\sin(\theta_L)} \tag{2.74}$$

Les indices L et S correspondent aux ondes longitudinales et transversales.

Nous pouvons remarquer sur la courbe 2.35 que les résultats de modélisation sont très proches des mesures expérimentales. Les coefficients de couplage électromécanique K_s et K_L ont été déterminés en utilisant l'algorithme de Nelder-Mead qui les a estimés respectivement à 0,10 et 0,23. Pour un mode longitudinal pur, l'axe C est parfaitement orthogonale au plan de dépôt, et $K_L = 0.27$.

Nous pouvons remarquer que l'efficacité de conversion en ondes longitudinales est plus faible quand l'axe C est incliné mais cela nous permet de générer des ondes transversales. Nous intéresserons dans la partie suivante à l'optimisation de la conversion des ondes de cisaillement.

II.9. Dépôt de ZnO avec un axe c incliné par pulvérisation magnétron :

Les mesures précédentes ont été effectuées avec un transducteur provenant d'une zone mal alignée du wafer de silicium par rapport à la cible ZnO. En augmentant cet effet, il est possible d'augmenter le niveau de cisaillement. En effet, pour d'autres applications, il peut être intéressant d'exploiter des ondes transversales pour des problèmes de caractérisation d'interface ou des mesures de viscosités par exemple. De plus, dans le cadre de notre application, la possibilité de générer deux types d'onde pourrait permettre d'étudier l'apport des ondes de cisaillement sur la densité d'information des codas générés au travers de la cavité.

Le dépôt de couches de ZnO avec une orientation appropriée a été mentionné dans plusieurs articles utilisant différentes méthodes [75-77]. Ainsi, pour augmenter le mode de cisaillement, l'une de ces méthodes, principalement basée sur l'ajout d'un cache positionné entre la cible de pulvérisation et le substrat, a été utilisé.

Le processus de fabrication de la couche mince de ZnO a été modifié pour équilibrer l'amplitude des ondes longitudinales et de cisaillement généré en changeant l'orientation cristalline du matériau. Le film de ZnO a été déposé par pulvérisation magnétron sur le multicouche composé respectivement de : Pt (80 nm) / Ti (10 nm) / Si (400 µm).

Le substrat a été fixé dans la chambre, dont la pression totale était de 0,02 mBar. Le cache utilisé est en aluminium de forme rectangulaire (30 mm de hauteur et de 1 mm d'épaisseur). Il est placé entre la cible et le substrat (voir la figure 2.37), ce qui permet d'obtenir une incidence oblique des particules afin d'influencer localement la croissance de la couche mince de ZnO. La vitesse de dépôt des films de ZnO varie entre 15 et 25 nm/min.

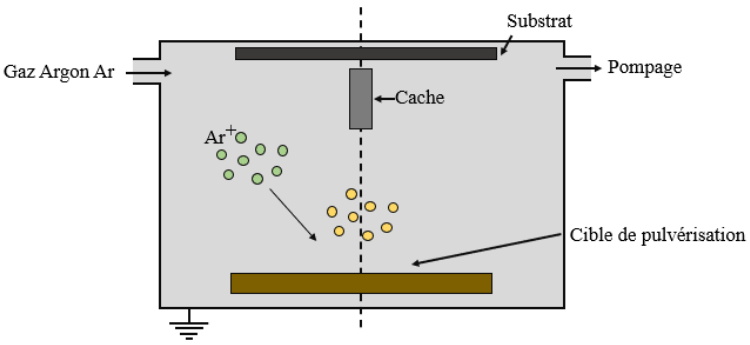


Figure 2.37 : Schéma de principe de la pulvérisation cathodique RF magnétron avec un cache fixé entre la cible et le substrat.

Une image MEB en coupe transversale du dépôt est présentée sur la figure 2.38. Nous observons une inclinaison de l'orientation de la cristallite d'environ 14,5 ° par rapport à la normale à la surface. Cependant, cette inclinaison dépend fortement de la distance entre le cache et le transducteur (dans le plan du substrat) ; par conséquent, l'inclinaison de l'axe c sera plus élevée dans une zone proche du cache ou près du bord du substrat.

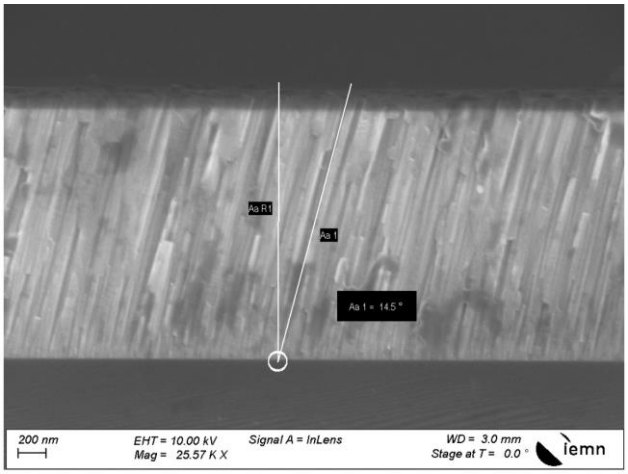
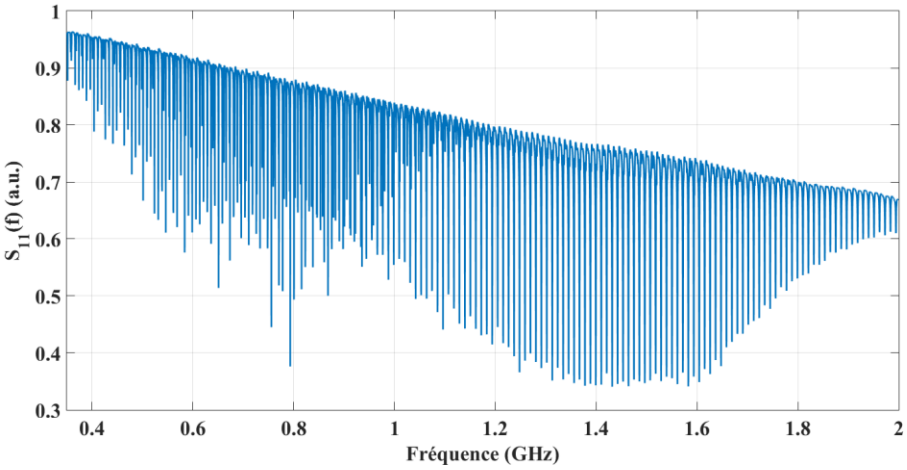
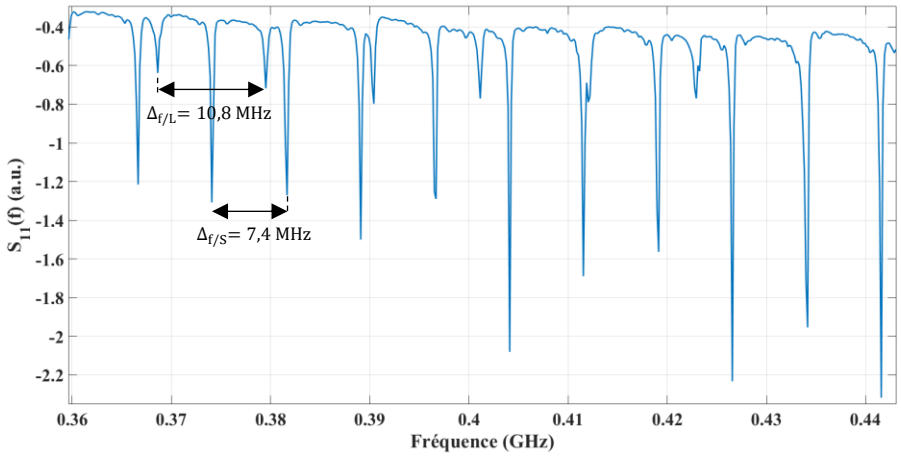


Figure 2.38 : Image MEB en coupe transversale d'un film ZnO avec axe c incliné de 14,5 °.

La figure 2.39.a présente le diagramme de résonance du transducteur ; on peut distinguer deux zones de résonnances, la première dans la gamme de fréquences [0,35 – 1 GHz] qui correspond à la réponse des ondes transversales (bien plus importante que sur la figure 2.32) et l'autre zone dans la gamme [1 – 2 GHz] correspondant à la réponse des ondes longitudinales. Deux oscillations de fréquences différentes $\Delta f = \{S : 7,4$ MHz, L : 10,5 MHz$\}$, sont présentées sur la figure 2.39.b. Chacune d'entre elles traduit un mode de résonnance différent. Ce résultat reflète directement la capacité des transducteurs pulvérisés avec un axe c incliné de ZnO à générer à la fois des ondes de cisaillement et des ondes longitudinales. Il est possible de sélectionner un mode de fonctionnement en sélectionnant la bande d'excitation.



(a)



(b)

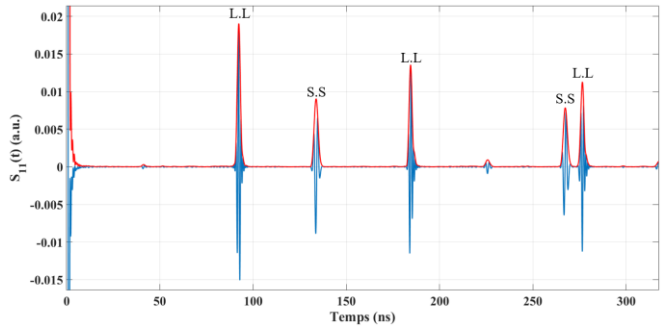
Figure 2.39 : Module de S_{11}(f), (a) pour f = [0,35 - 2 GHz], (b) Zoom autour de la résonance des ondes acoustiques longitudinales et de cisaillement.

La représentation du domaine temporel est utilisée ci-dessous pour vérifier le niveau des deux signaux. La figure 2.40 montre la transformée de Fourier inverse du paramètre S_{11}. Pour la bande [0,35 – 2 GHz], deux réflexions acoustiques différentes, LL et SS, sont les réponses des ondes acoustiques générées, LL étant une réponse purement longitudinale avec l'onde longitudinale émise et l'onde longitudinale réfléchie. La vitesse longitudinale du son dans le silicium ($c_{Si}^{L} = 8432\ m/s$) est supérieure à la vitesse transversale ($c_{Si}^{T} = 5832\ m/s$) dans notre direction de propagation ; ainsi, le temps de réception du signal pour les ondes longitudinales devrait être le plus rapide (la première réflexion à $t = 92\ ns$ sur la figure 2.40.a correspond à LL, le temps théorique est $t = 2e_{Si}/c_{Si}^{L} = 95\ ns$). La deuxième impulsion SS à $t = 135\ ns$ (le temps théorique est $t = 2e_{Si}/c_{Si}^{T} = 137\ ns$) est le signal réfléchi purement transversal, lors d'une émission également au transversal, avec un délai nettement supérieur à LL. Pour une

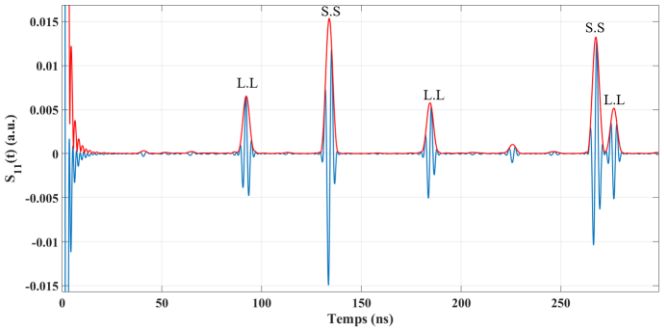
largeur de bande de 1,65 GHz, le rapport entre les amplitudes de l'onde de cisaillement et l'onde longitudinale est de 0,5.

Nous avons réduit la bande de fréquences à [0,35 – 1 GHz] (figure 2.40.b), l'amplitude de la réflexion SS augmente, et l'amplitude LL diminue, ce que l'on s'attendait à voir puisque la gamme de fréquences inférieure favorise les ondes transversales (figure 2.40.a). Le rapport entre les amplitudes des échos des modes transversal et longitudinal augmente à 2,6.

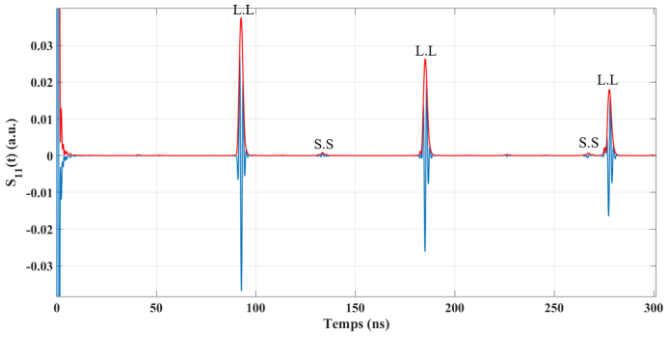
Pour f = [1 – 2 GHz] (figure 2.40.c), il en résulte une profonde diminution des amplitudes de réflexion SS et une profonde augmentation des amplitudes LL, ce que l'on pouvait attendre puisque les hautes fréquences favorisent les ondes longitudinales. Nous avons maintenant un rapport entre le cisaillement et les amplitudes longitudinales réduit à 0,01.



(a)



(b)



(c)

Figure 2.40 : Réponse impulsionnelle $S_{11}(t)$, (a) pour f = [0,35 – 2 GHz], (b) f = [0.35-1 GHz] et (c) f = [1-2 GHz].

II.10. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté des généralités sur les ondes acoustiques dans les solides, ainsi que sur leurs propagations dans différents milieux. Les conditions de continuité, les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface solide/solide, solide/fluide et solide/air ont également été présentés. Ensuite, nous avons modélisé la réponse électrique des transducteurs par le modèle de Auld et nous avons constaté qu'il fallait déposer une couche de ZnO d'épaisseur de l'ordre de 2 µm pour obtenir une fréquence de résonance de l'ordre de GHz et un diamètre de 150 µm pour obtenir une partie réelle de l'impédance électrique d'environ 50 Ω à la résonance pour un coefficient de couplage $K_{ZnO} = 0.27$.

Nous avons caractérisé les transducteurs réalisés en utilisant le coefficient de réflexion $S_{11}(f)$ mesuré par un analyseur de réseaux afin de déterminer la réponse acoustique et électrique, et nous avons mesuré des pertes d'insertion d'une valeur d'environ 10 dB à la fréquence de résonance.

Enfin, nous avons présenté une méthode de dépôt de ZnO par pulvérisation magnétron permettant de fabriquer des transducteurs qui sont capables de résonner selon deux modes (transversal et longitudinal).

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude de l'adaptation électrique du transducteur afin d'améliorer ses performances.

Chapitre 3 : Etude d'adaptation électrique du transducteur

Sommaire :

III.1. Introduction : 75

III.2. Modèles électriques des transducteurs : 76

III.3. Généralités sur l'adaptation d'impédance : 77

III.3.1. Principe de l'adaptation électrique : 77

III.3.2. Approche de Bode-Fano : 78

III.4. Filtres : 79

III.4.1 Filtre d'ordre 2 (transformateur LC) : 79

III.4.2. Butterworth : 79

III.4.3. Tchebychev : 80

III.5. Mise en place pour une impédance terminale réelle : 82

III.5.1. Approche directe, transformateur LC : 82

III.5.2. Utilisation d'un filtre de Tchebychev : 83

III.6. Gestion d'une impédance terminale complexe : 86

III.6.1. Transformateur LC pour une charge complexe : 86

III.6.2. Méthode de Youla : 88

III.7. Transformateur réparti : 91

III.8. Réalisation expérimentale : 94

III.9. Conclusion : 98

Etude d’adaptation électrique du transducteur

III.1. Introduction :

Au chapitre précèdent, nous avons montré à partir des mesures expérimentales du coefficient de réflexion d’un transducteur d’oxyde de zinc, l’importance de l’énergie électrique réfléchie et son influence sur la réponse acoustique qui est très faible. Cette désadaptation d’impédance génère également des échos de câble qui peuvent être gênants pour notre application.

Les transducteurs sont également de petites tailles (diamètre de l’ordre de 100 µm) et sont connectés sous pointe à l’aide d’un microscope. Nous allons tenter de résoudre ces problèmes en proposant un circuit permettant d’optimiser la sensibilité, d’adapter l’impédance et de connecter directement le transducteur à n’importe quel appareil de mesure ou de caractérisation sans utiliser de pointes.

Dans ce chapitre, nous allons d’abord introduire le modèle électrique équivalent du transducteur et présenter des généralités sur l’adaptation d’impédance, ainsi que l’approche de Bode-Fano. Nous introduirons également quelques polynômes d’approximation. Enfin, nous présenterons la technique d’adaptation pour une charge terminale réelle ou complexe et les résultats trouvés.

III.2. Modèles électriques des transducteurs :

L'idée de base de l'adaptation électrique est le transfert maximal d'énergie de la source au transducteur pour sa fréquence de résonance, ce qui revient à diminuer les réflexions électriques sur le transducteur. Pour traduire le comportement électrique du transducteur pour les deux modes de résonance, nous avons utilisé un circuit équivalent électrique qui comporte une capacité mise en parallèle avec deux circuits résonnants, composé chacun d'une bobine en série avec une capacité et une résistance de rayonnement. On obtient le schéma électrique représenté sur la figure 3.1 :

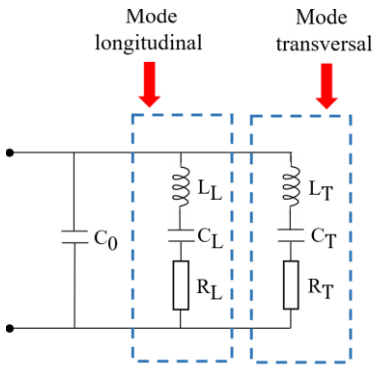


Figure 3.1 : Modèle électrique du transducteur pour les deux modes de résonance.

Après la mesure de l'impédance électrique du transducteur, nous pouvons identifier les valeurs théoriques des composants du schéma électrique équivalent par simulation numérique et minimisation par l'algorithme de Nelder-Mead.

C_0 = 0.82 pF, L_L = 641 nH, C_L = 0.047 pF, R_L = 1645 Ω, L_S = 11.87 µH, C_S = 0.012 pF, R_S = 24 kΩ.

Dans cette étude, nous allons nous intéresser, de manière à simplifier l'étude, seulement à l'adaptation du mode longitudinal, ainsi, nous éliminons le circuit RLC du mode transversal. Le circuit de la figure 3.1 devient :

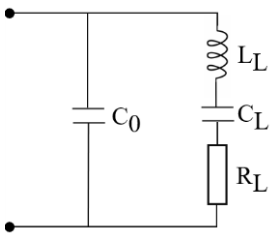
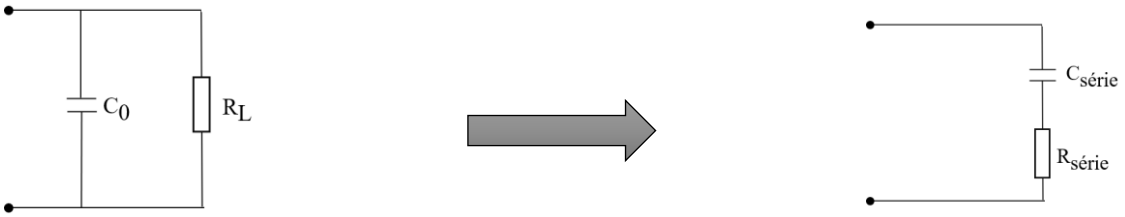


Figure 3.2 : Modèle électrique du transducteur pour le mode longitudinal.

A la fréquence de résonance, le transducteur se comporte comme une résistance R_L de 1645 Ω en parallèle avec une capacité C_0 de 0.82 pF puisque $L_L C_L w_0^2 = 1$. Il peut aussi se comporter

comme une résistance $R_{série} = 28\ \Omega$ en série avec une capacité $C_{série} = 0.83$ pF en utilisant les formules 3.1.

$$R_{série} = \frac{R_L.{Z_{C_0}}^2}{{R_L}^2+{Z_{C_0}}^2} \quad \text{et} \quad Z_{C_{série}} = \frac{{R_L}^2.Z_{C_0}}{{R_L}^2+{Z_{C_0}}^2} \tag{3.1}$$



(a) (b)

Figure 3.3 : Modèle électrique du transducteur à la résonance (a) circuit en parallèle, (b) circuit en série.

III.3. Généralités sur l'adaptation d'impédance :

III.3.1. Principe de l'adaptation électrique :

Soit une charge d'impédance Z_c à adapter au générateur (E, r_0) par un quadripôle Q présentant une impédance d'entrée Z_e quand il est chargé par Z_c .

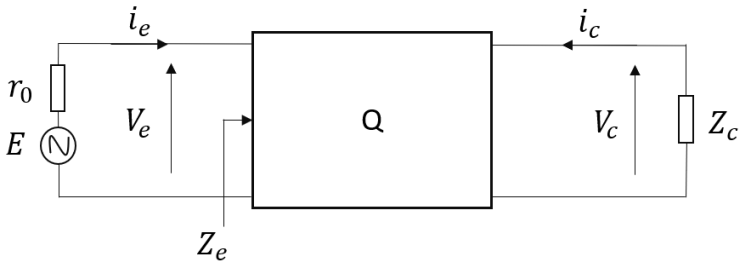


Figure 3.4 : Une charge adaptée par un quadripôle.

Appelons P_e et P_c les puissances efficaces fournies au quadripôle et à sa charge, et P_M la puissance maximale pouvant être débité dans le quadripôle.

$$P_c = \frac{1}{2}R_c|i_c|^2 = \frac{1}{2}\frac{|V_c|^2}{R_c} \tag{3.2}$$

$$P_e = \frac{1}{2}R_e|i_e|^2 = \frac{1}{2}\frac{|V_e|^2}{R_e} \tag{3.3}$$

$$P_M = \frac{|E|^2}{8r_0} \tag{3.4}$$

Avec R_e la partie réelle de Z_e et R_c la partie réelle de Z_c, V_e et V_c les tensions respectivement au niveau du quadripôle et de la charge, i_c et i_e les courants.

Nous représenterons la qualité de l'adaptation par le gain G, rapport de la puissance fournie à la charge P_c sur la puissance maximale pouvant lui être fournie P_M.

$$G = 4\frac{r_0}{R_c}\left|\frac{V_c}{E}\right|^2 \tag{3.5}$$

Dans le cas où le quadripôle ne présente pas de pertes, la puissance débitée en entrée est égale à la puissance absorbée par la charge, $P_c = P_e$. Il est alors commode de représenter le gain en fonction du coefficient de réflexion en entrée du quadripôle Γ_e par :

$$G = 1 - |\Gamma_e|^2 \tag{3.6}$$

$$\Gamma_e = \frac{Z_e - r_0}{Z_e + r_0} \tag{3.7}$$

Le gain G peut être vu comme le coefficient de transmission en énergie d'un milieu d'impédance caractéristique r_0 vers le milieu d'impédance caractéristique Z_e.

Les ouvrages traitant de l'adaptation appellent souvent cette grandeur le taux de pertes d'insertion, L_e et le définissent en décibel, soit :

$$L_e = -10\log(G) \tag{3.8}$$

L'adaptation électrique de la charge au générateur consiste à rendre maximum le transfert d'énergie vers la charge. Quand elle est parfaitement réalisée, $\Gamma_e = 0$, G = 1 et $L_e = 0$ dB.

III.3.2. Approche de Bode-Fano :

Bode avec une charge capacitive, puis Fano avec une charge inductive ont montré que $\int_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{1}{\Gamma}\right| df$ était indépendante des éléments contenus dans le quadripôle.

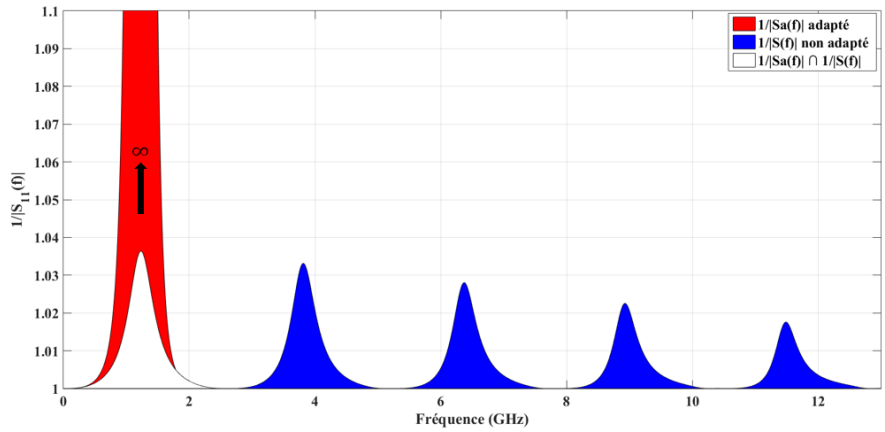


Figure 3.5 : Approche de Bode-Fano.

Vu sous cet angle, l'adaptation peut être réalisée par des filtres passe-bandes, car si la surface sous la courbe |1/Γ| est constante, l'adaptation ne consiste qu'à déformer/déplacer des éléments cette surface. Par exemple sur la figure 3.5, où nous avons tracé la courbe |1/Γ| en fonction de la fréquence, une portion de la surface, hachurée en bleu, peut être ramenée dans la bande passante du filtre, partie hachurée en rouge. La courbe |1/Γ| résultante, tracée en blanc, présente des valeurs très importantes (donc |Γ| est faible) sur une large bande de fréquence. Ainsi un quadripôle d'adaptation est un filtre.

III.4. Filtres :

III.4.1. Filtre d'ordre 2 (transformateur LC) :

Un filtre passe-bas du second ordre est caractérisé par sa fréquence propre f_0 et par le facteur de qualité Q. Il est représenté par la fonction de transfert suivante :

$$H(jw) = \frac{1}{j^2\left(\frac{w}{w_c}\right)^2 + j\frac{1}{Q}\left(\frac{w}{w_c}\right) + 1} \tag{3.9}$$

Le facteur de qualité Q influence la forme de la coupe de la réponse. Ce filtre permet d'obtenir un gain > 0 dB. C'est cette caractéristique qui est utilisée lors de l'adaptation d'impédance. À sa résonance, un filtre d'ordre 2 de facteur de qualité supérieur à 1 pourra compenser les pertes d'insertions.

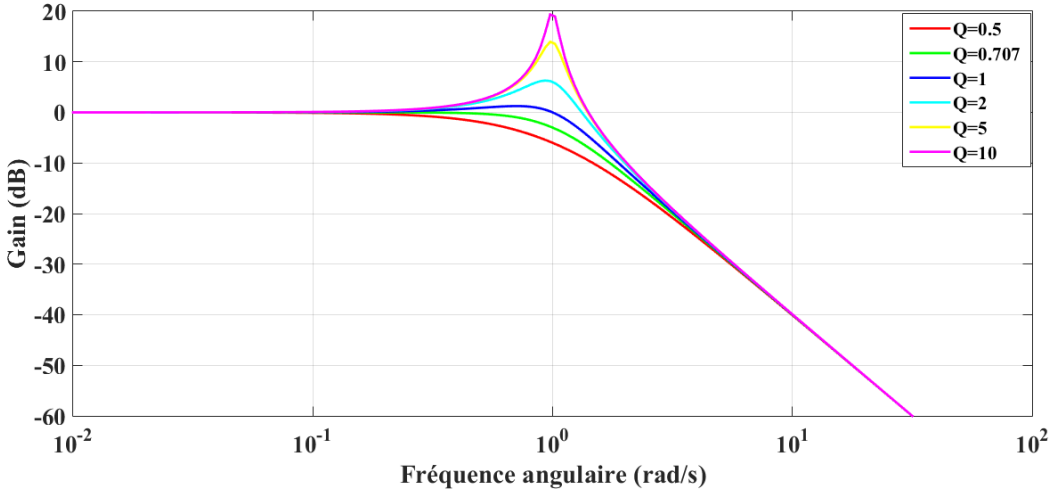


Figure 3.6 : Gains de filtre passe-bas d'ordre 2 en fonction de la fréquence.

III.4.2. Butterworth :

Un filtre de Butterworth est un type de filtre de traitement du signal conçu pour avoir une réponse en fréquence aussi plate que possible dans la bande passante. Le taux de décroissance

de la réponse dépend de l'ordre du filtre qui imposera le nombre d'éléments réactifs utilisés dans la réalisation du circuit. Le gain G(w) d'un filtre Butterworth passe-bas d'ordre n est donné à partir de la fonction de transfert H(s) comme :

$$G(w) = |H(jw)| = \frac{G_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{jw}{jw_c}\right)^{2n}}} \tag{3.10}$$

Avec w_c la fréquence de coupure du filtre (à -3 dB), G_0 est le gain statique (DC).

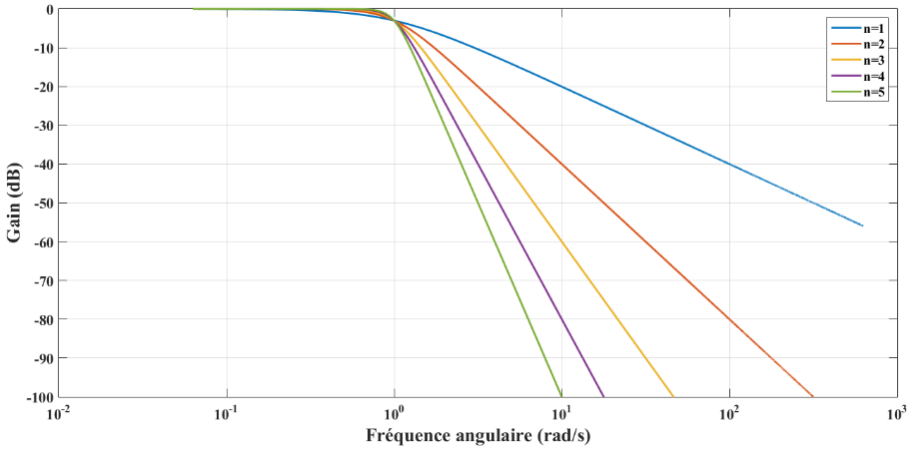


Figure 3.7 : Gains de filtres de Butterworth passe-bas d'ordre 1 à 5 en fonction de la fréquence.

Les polynômes normalisés de Butterworth peuvent être utilisés pour déterminer la fonction de transfert de filtre passe-bas pour toute fréquence de coupure $\omega_c/2\pi$ comme suit :

$$H(s) = \frac{G_0}{B_n(a)} \tag{3.11}$$

où $a = \frac{s}{\omega_c}$

Comme ces filtres ne présentent pas de gain supérieur à l'unité, ils pourront être utilisés pour élargir la bande relative mais ne permettront pas de diminuer les pertes d'insertions à la fréquence de résonance. Pour adapter l'impédance, il est nécessaire de les associer avec un transformateur, ce qui n'est pas envisageable dans la gamme de fréquence visée.

III.4.3. Tchebychev :

Nous consacrons ce paragraphe à l'étude de quelques propriétés des filtres de Tchebychev . Ce type de filtre présente une ondulation dans la bande passante. Il apparaît n/2 maxima dans la bande passante, n étant l'ordre du filtre. Comme pour tous les filtres plus n est important plus le filtre est sélectif, la pente de la fonction de transfert augmente avec n.

Le gain du filtre passe bas de Tchebychev d'ordre n est donné par [78] :

$$|H(\omega)| = \mathrm{G} = \frac{\mathrm{K}}{\left[1 + \varepsilon^2 \mathrm{C}_\mathrm{n}^2 \left(\frac{\mathrm{f}}{\mathrm{f_c}}\right)\right]} \tag{3.12}$$

Avec $\mathrm{C_n} = \begin{cases} cos\left[\mathrm{n\,acos}\left(\frac{\mathrm{f}}{\mathrm{f_c}}\right)\right] & \text{pour } \mathrm{f} < \mathrm{f_c} \\ ch\left[\mathrm{n\,ach}\left(\frac{\mathrm{f}}{\mathrm{f_c}}\right)\right] & \text{pour } \mathrm{f} \geq \mathrm{f_c} \end{cases}$

Il est entièrement caractérisé par son ordre n, sa fréquence de coupure f_c, son gain K et ε qui fixe son taux d'ondulation.

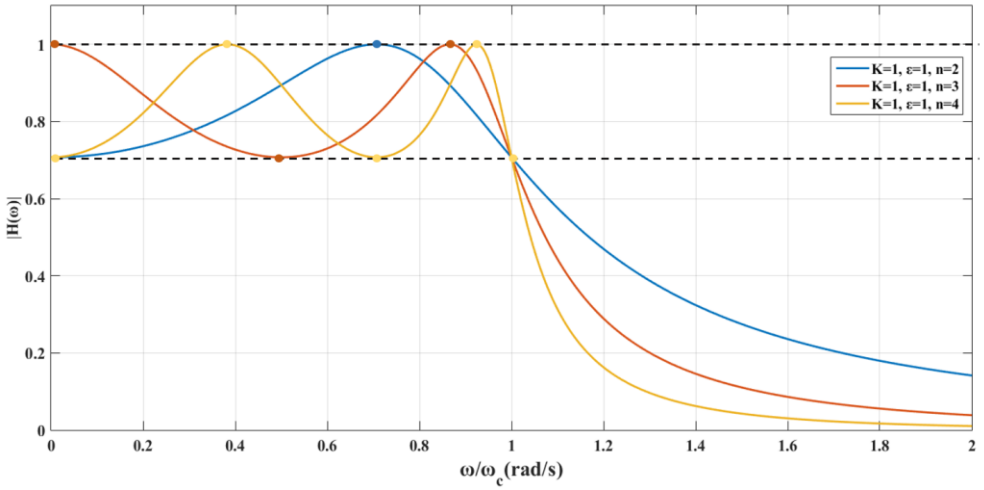


Figure 3.8 : Gains de filtres de Tchebychev pour des ordres différents.

Comme précédemment, il s'agit là de fonctions de transfert normalisées, la variable complexe est définie par $p = j\frac{w}{w_0}$.

Pour une fréquence nulle, les capacités apparaissant dans le réseau jouent le rôle de circuits ouverts et les selfs de courts-circuits. Le quadripôle d'adaptation n'agit plus. Le taux de pertes d'insertion est alors celui que l'on obtiendrait sans quadripôle d'adaptation, il ne dépend que des impédances r_0 et R_c, les charges terminales. Le rôle du circuit d'adaptation étant de diminuer les pertes d'insertion, seul un filtre passe bas d'ordre pair, pour lequel le taux de pertes d'insertion est susceptible de diminuer, peut donc convenir. De même, il sera préférable d'utiliser un ordre impair avec un filtre passe bande pour lequel le comportement à la fréquence nulle sur la figure 3.8 se retrouve à la fréquence passante.

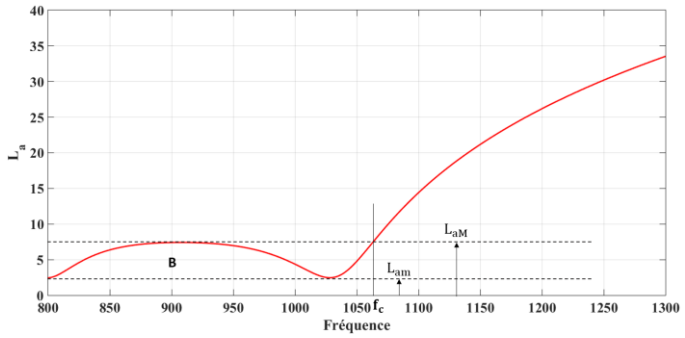


Figure 3.9 : Taux de pertes d'insertions pour n=3.

A fréquence nulle et pour un filtre d'ordre pair, la valeur maximale du taux de pertes d'insertion L_{aM} peut s'écrire :

$$L_{aM} = 10\log\left(\frac{1+\varepsilon^2}{K}\right) = 10\log\left(\frac{1}{1-|\Gamma_c|^2}\right) \tag{3.13}$$

D'où nous pouvons tirer une relation entre ε, K et Γ_c :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{K}{1-|\Gamma_c|^2} - 1} \tag{3.14}$$

Le taux d'ondulation du filtre, défini par $L_{aM} - L_{am} = 10\log(1+\varepsilon^2)$, est donc fixé par les impédances r_0 et R_c.

La largeur B du dernier lobe où le taux de pertes d'insertion d'un filtre d'ordre pair est minimum vaut :

$$B = f_c\left[1 - cos\left(\frac{\pi}{n}\right)\right] \tag{3.15}$$

Nous utilisons ici les ondulations du filtre pour compenser les pertes d'insertions.

III.5. Mise en place pour une impédance terminale réelle :

III.5.1. Approche directe, transformateur LC :

Si le quadripôle est simple, par exemple composé d'une inductance et d'une capacité, nous pouvons calculer l'impédance Z_e et résoudre le système de 2 équations à 2 inconnues, issues de l'équation (3.7) $Z_e - r_0 = 0$, afin d'en tirer les valeurs de L et de C.

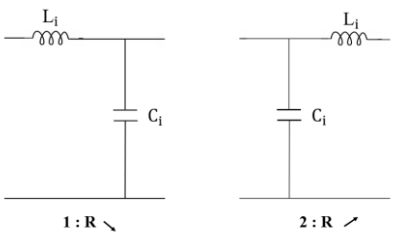


Figure 3.10 : Emplacement de la cellule LC en fonction de R.

Cette méthode est efficace et simple à mettre en œuvre, mais elle ne permet pas de contrôler la bande passante. Pour cela il est nécessaire d'utiliser plus de 2 composants dans le quadripôle. Ne disposant que de 2 équations $Z_e - r_0 = 0$, il est nécessaire d'introduire une contrainte supplémentaire liée à la bande passante pour obtenir au moins une 3ieme équation et pouvoir résoudre le système. Cela devient rapidement compliqué, d'autres méthodes de calcul ont été introduites.

III.5.2. Utilisation d'un filtre de Tchebychev :

Le filtre passe bas pourra être réalisé à partir du réseau présenté sur la figure 3.11. Dans la configuration qui lui est donnée sur cette figure, il a la propriété de présenter une résistance d'entrée R_e inférieure à sa résistance de charge R_c.

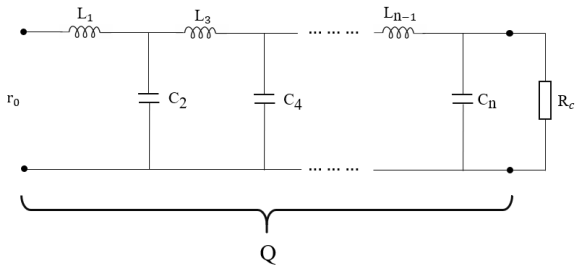


Figure 3.11 : Filtre de Tchebychev d'ordre n pair $r_0 < R_c$.

On cherche à adapter l'impédance du transducteur à 50 Ω par un filtre de Tchebychev .

Il faut donc dans un premier temps ne conserver que la résistance R_c du transducteur, puis une fois les valeurs des composants L_i et C_i trouvées, chercher à faire « au mieux » avec les composants du transducteur (C_0, L et C). On doit donc adapter le transducteur autour de sa fréquence de résonance, pour laquelle $LCw_0^2 = 1$. Si la valeur de C_i est supérieure à C_0 nous n'aurons qu'à ajouter une capacité $C_0 - C_i$ en parallèle au transducteur. Dans ce schéma, la capacité statique du transducteur joue le rôle d'un élément du circuit d'adaptation, mais on ne peut pas faire de même avec les composants L et C du transducteur.

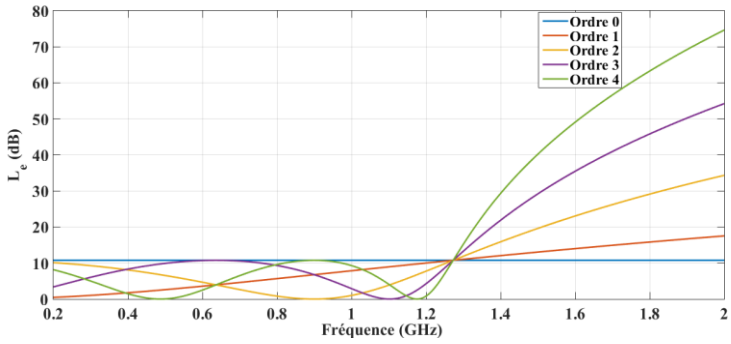


Figure 3.12 : Les pertes d'insertion sans adaptation (n=0) et pour un ordre n≠0.

Les courbes dans la figure 3.12 ont été tracées avec R = 1645 Ω, r_0 = 50 Ω, K = 0,5 et f_0 = 0.9 GHz pour plusieurs ordres du filtre. On retrouve les pertes d'insertion sans adaptation pour l'ordre 0. Pour des ordres supérieurs les pertes d'insertion oscillent entre une valeur minimale (ici 0 dB, fixée par le gain K = 1) et la valeur maximale (10 dB fixée par la rupture d'impédance). On peut remarquer que les filtres d'ordres impairs présentent de faibles pertes d'insertion en basse fréquence, contrairement aux filtres d'ordres pairs. Pour adapter une charge par un filtre de Tchebychev passe-bas, il sera préférable d'utiliser un ordre pair. Tandis qu'un filtre d'ordre impair sera plus adapté à l'adaptation par un filtre passe-bande. Un filtre passe-bas d'ordre 2 paraît être plus adéquat dans notre problème. Nous pouvons donc calculer les valeurs de L et C qui permettront d'adapter la résistance R, et prendrons un gain K = 1 pour obtenir un taux de pertes d'insertion nul à 0.9 GHz.

Les valeurs des éléments peuvent être calculées par les formules de récurrence suivantes :

$$L_1 = \frac{2r_0 \sin(\pi/2n)}{(\sinh(a) - \sinh(\hat{a}))\dot{\omega}_c} \tag{3.16}$$

$$L_{2m-1}C_{2m} = \frac{4 \sin(\gamma_{4m-3})\, sin(\gamma_{4m-1})}{\omega_c^2\, f_{2m-1}(\sinh(a), \sinh(\hat{a}))} \tag{3.17}$$

$$L_{2m+1}C_{2m} = \frac{4 \sin(\gamma_{4m-1})\, sin(\gamma_{4m+1})}{\omega_c^2\, f_{2m}(\sinh(a), \sinh(\hat{a}))} \tag{3.18}$$

Pour m = 1, 2, …, [n/2], d'où :

$$\gamma_m = \frac{m\pi}{2n} \tag{3.19}$$

$$\hat{a} = \frac{1}{n} sinh^{-1}\left(\frac{\sqrt{1-K}}{\varepsilon}\right) \tag{3.20}$$

$$f_m(u,v) = u^2 + v^2 + sin^2(\gamma_{2m}) - 2uv\, cos(\gamma_{2m}) \tag{3.21}$$

Le taux d'ondulation du filtre : $\varepsilon = \sqrt{\frac{K}{G} - 1}$, avec G, le coefficient de transmission en puissance : $G = 1 - |\Gamma|^2$. Les valeurs des derniers éléments peuvent également être calculées directement par les équations :

$$L_n = \frac{2R_c \sin(\pi/2n)}{(\sinh(a) + \sinh(\hat{a}))\omega_c}, \qquad \text{pour n impair} \tag{3.22}$$

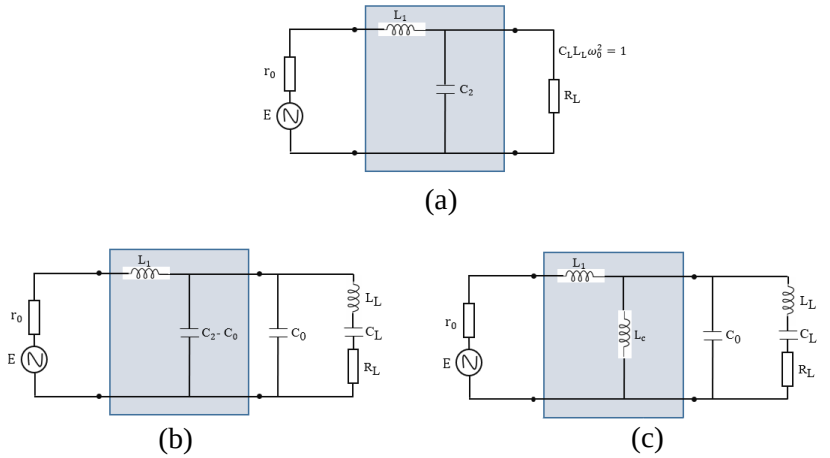
$$C_n = \frac{2 \sin(\pi/2n)}{R_c(\sinh(a) + \sinh(\hat{a}))\omega_c}, \qquad \text{pour n pair} \tag{3.23}$$

Une preuve formelle de ces formules a été donnée pour la première fois par Takahasi [79].

Nous n'avons pour l'instant adapté que la résistance R du transducteur et il faut réinjecter sa capacité statique C_0. Si elle est inférieure à C_2 il ne faudra utiliser que le complément $(C_2 - C_0)$ dans le circuit d'adaptation (voir la figure 3.13). Dans le cas contraire ($C_0 > C_2$), c'est possible de remplacer C_2 par une bobine calculée comme suit :

$$Z_{(C_2-C_0)} = -\frac{1}{j(C_2 - C_0)\omega_0} = \frac{j}{(C_2 - C_0)\omega_0} = Z_{L_c} \tag{3.24}$$

Avec $L_c\omega = \frac{1}{(C_2-C_0)\omega_0}$ d'où $L_c = \frac{1}{(C_2-C_0)\omega_0{}^2}$



(a) (b) (c)

Figure 3.13 : Circuit d'adaptation, (a) seulement de la résistance R_L, (b) du transducteur pour $C_0 > C_2$ et (c) $C_2 > C_0$.

Il se trouve que dans le cas du transducteur étudié, $C_2 - C_0$ est très faible, la capacité statique du transducteur C_0, plutôt que d'être un élément gênant pour son adaptation électrique, est quasiment celle que doit contenir le quadripôle d'adaptation. On adapte donc assez bien avec seulement une bobine comme montre les résultats des pertes d'insertion sur la figure 3.14. Une amélioration est cependant apportée en compensant le 'résidu' de capacité par une bobine en parallèle au transducteur.

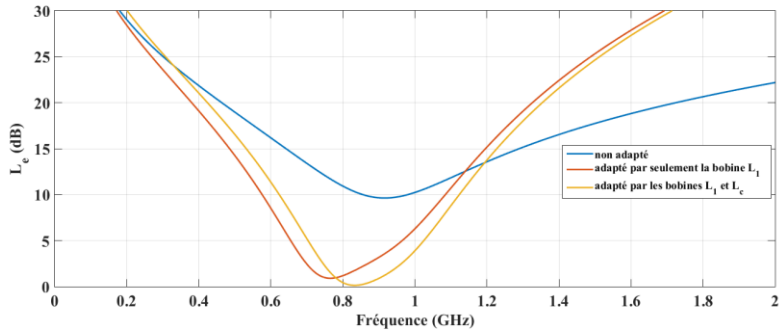
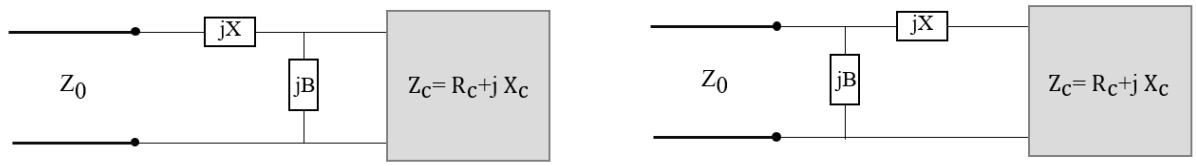


Figure 3.14 : Pertes d'insertion du transducteur par un filtre de Tchebychev d'ordre 2.

III.6. Gestion d'une impédance terminale complexe :

III.6.1. Transformateur LC pour une charge complexe :

La partie réelle de l'impédance d'entrée au réseau d'adaptation doit être R_c, tandis que la partie imaginaire doit être nulle. Ceci implique qu'un réseau d'adaptation général doit avoir au moins deux degrés de liberté ; dans le circuit d'adaptation, ces deux degrés de liberté sont fournis par les valeurs des deux composantes réactives. Le transformateur LC peut être applicable pour l'adaptation des charges quelconques. Il existe deux configurations possibles telles qu'illustrées à la figure 3.15 [80].



$R_c > Z_0$ (a) **$R_c < Z_0$** (b)

Figure 3.15 : Positionnement de jB dans le circuit en fonction de R_C, (a) pour $R_c > Z_0$, (b) pour $R_c < Z_0$.

Pour $R_c > Z_0$ **:** le circuit de la figure 3.15.a sera utilisé. L'impédance vue en regardant le réseau d'adaptation, suivie de l'impédance de charge, doit être égale à Z_0 pour une condition d'impédance :

$$Z_0 = jX + \frac{1}{jB + 1/(R_C + jX_C)} \tag{3.25}$$

Après réarrangement et séparation des parties réelle et imaginaire, nous obtenons les deux équations à deux inconnues, X et B :

$$B(XR_C - X_C Z_0) = R_C - Z_0 \tag{3.26.a}$$

$$X(1 - BX_C) = BZ_0 R_C - X_C \tag{3.26.b}$$

La résolution pour B donne :

$$B = \frac{X_C \pm \sqrt{R_C/Z_0}\sqrt{R_C^2 + X_C^2 - Z_0 R_C}}{R_C^2 + X_C^2} \tag{3.26.c}$$

La réactance en série peut être trouvée comme :

$$X = \frac{1}{B} + \frac{X_C Z_0}{R_C} - \frac{Z_0}{BR_C} \tag{3.27}$$

L'équation (3.26.c) indique que deux solutions sont possibles pour B et X. (si X est positif il, implique une inductance sinon implique un condensateur, tandis que B positif implique un condensateur et B négatif implique une inductance) donc ces deux solutions sont physiquement réalisables.

Pour $R_c < Z_0$ **:** le circuit de la figure 3.15.b sera utilisé. L'admittance vue en regardant le réseau d'adaptation, suivie de l'impédance de charge, doit être égale à 1 / Z_0 pour une condition d'impédance :

$$\frac{1}{Z_0} = jB + \frac{1}{R_c + j(X + X_c)} \tag{3.28}$$

Après réarrangement et séparation des parties réelle et imaginaire nous obtenons les deux équations à deux inconnues, X et B :

$$BZ_0(X + X_c) = Z_0 - R_c \tag{3.29.a}$$

$$(X + X_c) = BZ_0R_c \tag{3.29.b}$$

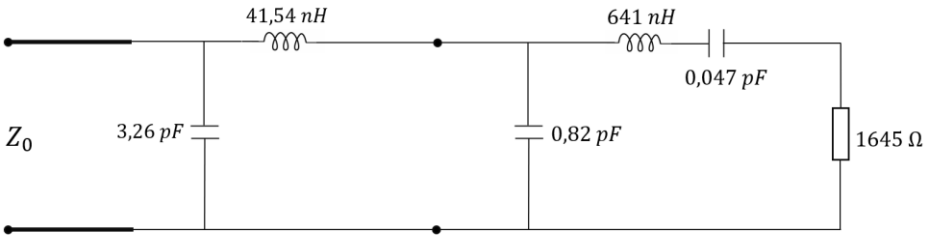
La résolution pour X et B donne :

$$X = \pm\sqrt{R_c(Z_0 - R_c)} - X_c \tag{3.30.a}$$

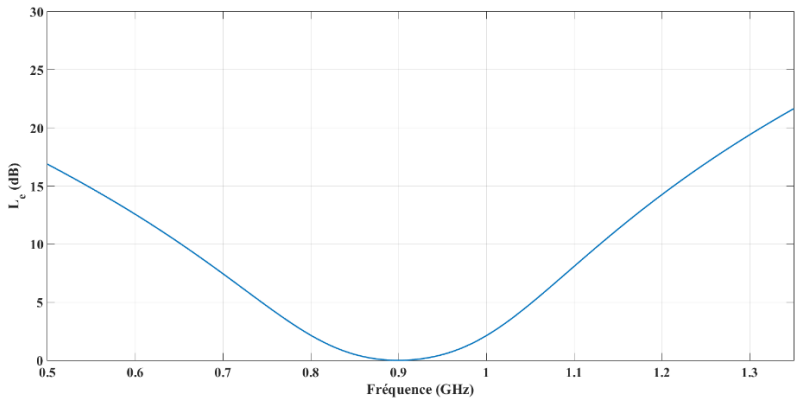
$$B = \pm\frac{\sqrt{R_c(Z_0 - R_c)/R_c}}{Z_0} \tag{3.30.b}$$

Les éléments réactifs de la charge jouent un rôle important dans son adaptation électrique et modifient grandement sa qualité quand on s'écarte de f_0.

Nous venons de voir qu'il était possible d'utiliser un quadripôle d'adaptation dans lequel un élément réactif, la capacité C_0, pouvait être vue comme un élément d'adaptation de la charge R_C. Dans la partie suivante, nous allons généraliser l'approche en présentant une méthode permettant d'introduire tous les éléments réactifs comme éléments de filtre.



(a)



(b)

Figure 3.16 : (a) Circuit d'adaptation (b) les pertes d'insertion après adaptation électrique.

III.6.2. Méthode de Youla :

Youla [81] a mis au point une technique de calcul permettant de prendre en compte tous les éléments réactifs du transducteur. L'idée est de construire un filtre, contenant tous les éléments réactifs de la charge, dont la réponse présente un gain unité quand il est chargé par la résistance de charge. La forme de cette réponse est arbitrairement choisie par l'utilisateur.

Dans cette méthode, on commence par éliminer les pôles et les zéros de la fonction de transfert associée aux éléments réactifs du transducteur. Cela se fait par un filtre présentant des pôles positionnés sur les zéros de la fonction de transfert et des zéros positionnés sur ses pôles. Les autres éléments du quadripôle sont calculés de façon à ce que le gain global reproduise une fonction d'approximation de filtre arbitraire. Les calculs sont extrêmement complexes et montrent que ce problème ne possède pas toujours de solutions.

Afin de simplifier les calculs, nous commençons par convertir le problème en un modèle passe-bas équivalent. L'algorithme de conception est constitué de six étapes :

Etape 1 :

Le transducteur est un circuit résonnant, il apparaît comme la mise en cascade d'un filtre passe bas et d'un filtre passe bande. Donc la complexité du modèle de transducteur est facilement

réduite par une combinaison de transformation de fréquence et de normalisation d'impédance. On peut donc effectuer une transformation de fréquence passe-bas normalisée à partir du circuit équivalent pour générer un prototype passe-bas général pour le transducteur. Une inductance L_0 est tout d'abord ajoutée en parallèle à la capacité C_0 dans le circuit électrique équivalent de sorte que $L_0.C_0 = L.C = 1/{w_0}^2$ afin de le transformer en circuit totalement passe bande.

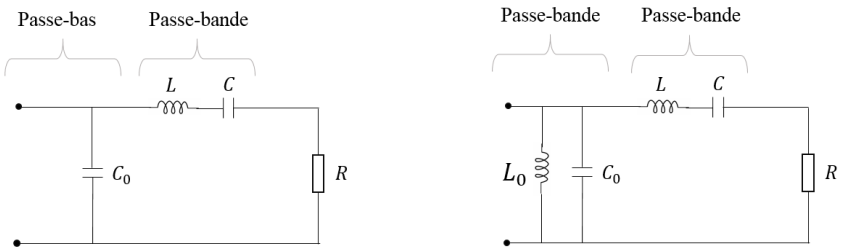


Figure 3.17 : Modèle électrique du transducteur.

Quand on ajoute une bobine en parallèle, on obtient un nouveau circuit qui présente une impédance très différente de celle du transducteur mais les deux circuits ont le même taux de pertes d'insertions. Il est commode de travailler sur un circuit plus simple. Il existe des méthodes permettant de ramener un problème de filtrage à un filtre passe bas. Cela met en jeu quelques normalisations.

- Tout d'abord, on commence par étudier les impédances série (constituées de L et de C) et parallèle (constituées de L_0 et de C_0).

$$Z_{série}(w) = jLw + \frac{1}{jCw} = \frac{1+LC(jw)^2}{jCw} \quad \text{et} \quad Z_{parallèle}(w) = \frac{jL_0w.\frac{1}{jC_0w}}{jL_0w+\frac{1}{jC_0w}} = \frac{jL_0w}{1+L_0C_0(jw)^2}$$

On peut écrire ces expressions des impédances en fonction de s avec $s = jw$

$$Z_{série}(s) = \frac{1+LC(s)^2}{Cs} \quad \text{et} \quad Z_{parallèle}(s) = \frac{L_0s}{1+L_0C_0(s)^2}$$

En utilisant la pulsation $w_0 = 1/\sqrt{LC} = 1/\sqrt{L_0C_0}$

$$Z_{série}(s) = \frac{{w_0}^2+s^2}{{w_0}^2Cs} = L\frac{{w_0}^2+s^2}{s} \quad \text{et} \quad Z_{parallèle}(s) = \frac{{w_0}^2L_0s}{{w_0}^2+s^2} = \frac{1}{C_0}\frac{s}{{w_0}^2+s^2}$$

- L'étape suivante est la transformation **passe-bande → passe-bas** ($s' = \frac{{w_0}^2+s^2}{s}$) comme suit :

$$Z_{série}(s') = Ls' \quad \text{et} \quad Z_{parallèle}(s') = \frac{1}{C_0s'}$$

L'impédance qui était constituée du circuit LC série n'est plus représentée que par une inductance, celle qui était constituée par le circuit L_0C_0 parallèle n'est plus représentée que par une capacité.

- Normalisation en fréquence ($s'' = RC_0s'$) :

$$Z_{série}(s'') = \frac{L}{RC_0}s'' \text{ et } Z_{parallèle}(s'') = \frac{R}{s''}$$

- Normalisation des impédances ($Z' = \frac{Z}{R}$) :

$$Z_{série}(s'') = \frac{L}{C_0R^2}s'' \text{ et } Z_{parallèle}(s'') = \frac{1}{s''}$$

On obtient finalement un circuit normalisé simple à partir duquel on continue les étapes suivantes.

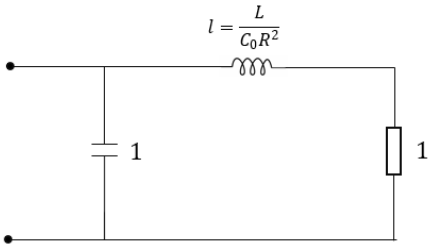


Figure 3.18 : Prototype normalisé.

Il existe 3 cas possibles qui peuvent être résumés en termes de paramètre d'inductance $l = \frac{L}{C_0R^2}$ [81] :

Pour $l = l_c$, il n'y a qu'une seule solution.

Pour $l < l_c$, il n'y a pas de solution.

Pour $l > l_c$, il existe de nombreuses solutions.

Avec $l_c = 1 - \frac{4a_3}{a_1^3}$ la valeur de l'inductance critique, avec a_1 et a_3 sont les coefficients du filtre Butterworth (voir tableau 5.2).

Pour notre transducteur, quelque soit l'ordre du filtre de Butterworth, $l < l_c$ car pour un transducteur ZnO, le produit R^2C_0 est trop grand devant L. Nous présenterons les autres étapes en annexe 3.

III.7. Transformateur réparti :

Afin d'obtenir plus de bande passante, un transformateur multi-section illustré à la figure 3.19 peut être utilisé pour une impédance de charge Z_L purement réelle. Ainsi, dans notre cas, la partie imaginaire doit être compensée à la fréquence de résonance en ajoutant une bobine en série au circuit où Z_N est l'impédance caractéristique de la nième section qui varie d'une façon monotone le long du transformateur.

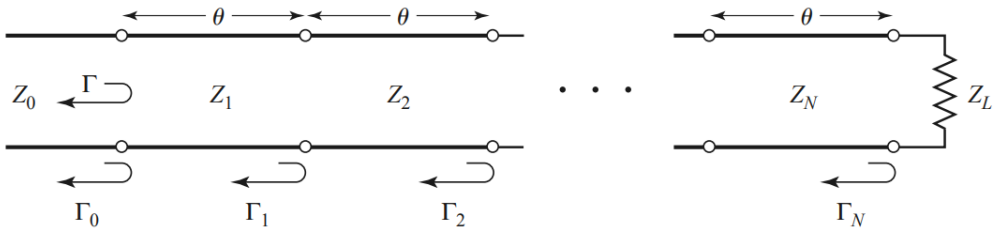


Figure 3.19 : Coefficient de réflexion partiel d'un transformateur multisections.

Revenant au principe de la « Theory of Small Réflexion » [82] on peut obtenir des résultats approximatifs pour le coefficient de réflexion $\Gamma(\theta)$ total causé par les réflexions partielles de plusieurs petites discontinuités.

$$\Gamma(\theta) = \Gamma_0 + \Gamma_1 \exp(-2j\theta) + \Gamma_2 \exp(-4j\theta) + \cdots + \Gamma_N \exp(-2jN\theta) \qquad (3.31)$$

Avec

- θ est la longueur de la $N^{iéme}$ section.
- Z_0 est l'impédance de source.
- Z_N est l'impédance caractéristique de la $N^{iéme}$ section.
- Γ_N est le coefficient de réflexion partiel de la $N^{iéme}$ section.
- Γ est le coefficient de réflexion totale.

Ces transformateurs sont divisés en 3 classes : transformateur monotone, non monotone et binomial.

Transformateur monotone : c'est une cascade de N sections uniformes de longueur $\lambda/4$. L'impédance caractéristique de ces sections varie d'une façon monotone.

Transformateur non monotone : c'est une cascade de N sections de longueurs différentes, caractérisé par une distribution arbitraire de l'impédance caractéristique.

Transformateur binomial : La réponse en bande passante (la bande de fréquences où une bonne adaptation d'impédance est obtenue) d'un transformateur d'adaptation binomial est

optimale en ce sens que, pour un nombre de sections donné, la réponse est aussi plate que possible près de la fréquence d'opération. Une telle réponse peut être obtenue avec un coefficient de réflexion de la forme suivante :

$$\Gamma(\theta) = A(1 + e^{-2j\theta})^N \tag{3.32}$$

où N est le nombre de section.

Ensuite, le module du coefficient de réflexion est :

$$|\Gamma(\theta)| = |A|\left|e^{-j\theta}\right|^N \left|e^{-j\theta} + e^{-j\theta}\right|^N \tag{3.33}$$

$$= 2^N |A||cos\theta|^N$$

On note que $|\Gamma(\theta)| = 0$ à $\theta = \pi/2$ et que $d^n|\Gamma(\theta)|/d\theta^n = 0$ à $\theta = \pi/2$ pour n=1,2,3,.., N-1.

Pour obtenir cette réponse, on dérive $\Gamma(\theta)$ pour (N-1) fois et en égalant les dérivées à zéro à la fréquence d'opération, ainsi on obtient :

$$\mathrm{A} = 2^{-N} \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \tag{3.34}$$

Pour déterminer Z_{N+1}, on utilise la relation suivante :

$$\ln(Z_{N+1}) = \ln(Z_N) + 2^{-N} C_n^N \ln\left(\frac{Z_L}{Z_0}\right) \tag{3.35}$$

Avec $C_n^N = \frac{N!}{(N-n)!n!}$

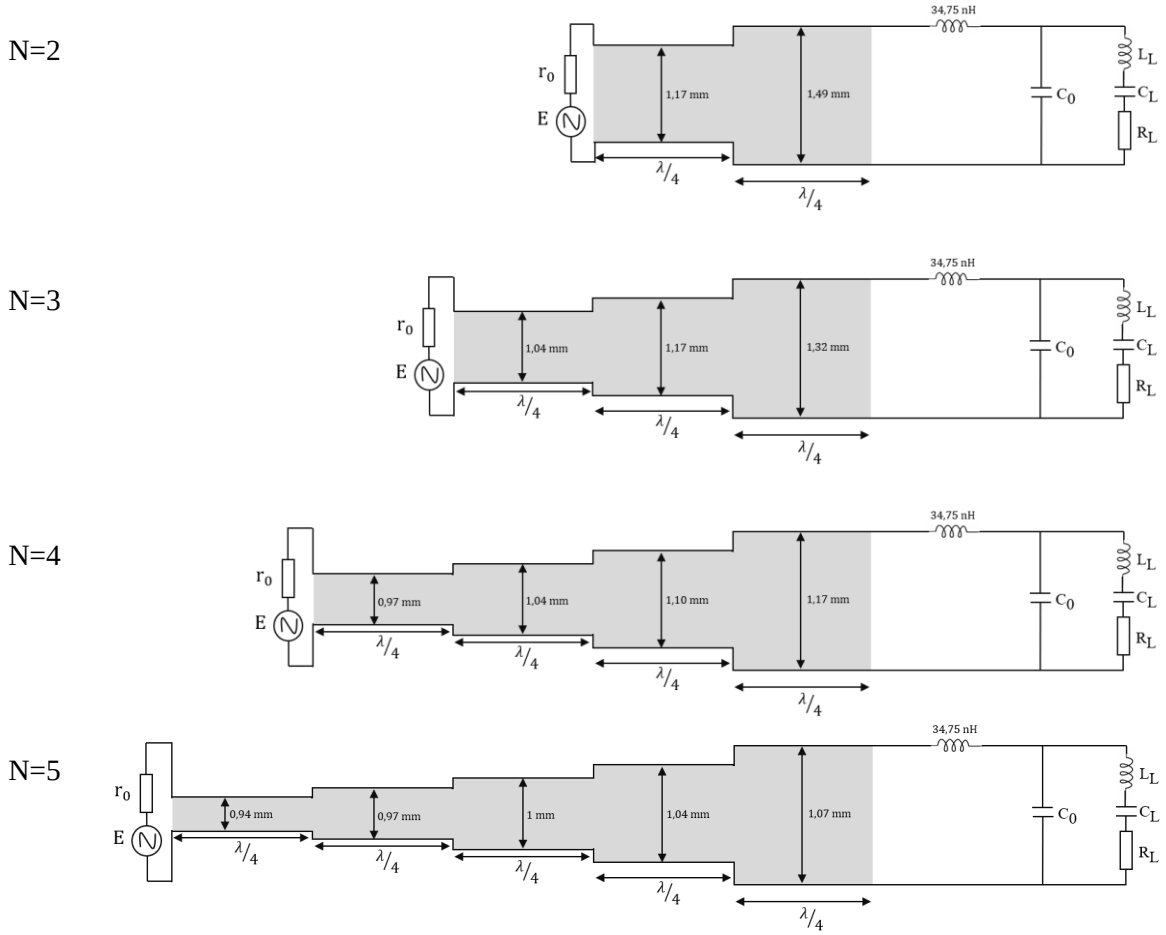


Figure 3.20 : Adaptation de transducteur par cascades de N sections.

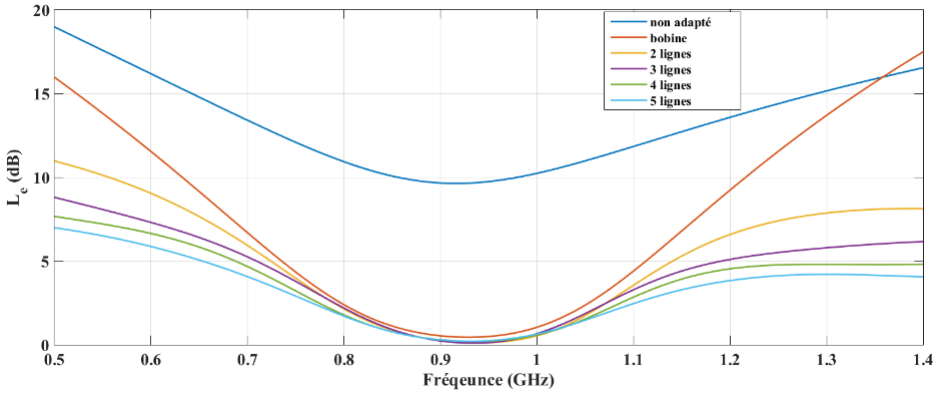


Figure 3.21 : Taux de pertes d'insertion après l'adaptation.

D'après les résultats de simulation sur la figure 3.21, nous constatons que les pertes d'insertion s'améliorent à 3 dB avec l'augmentation de sections de longueur $\frac{\lambda}{4} = 45\,mm$ pour une permittivité relative $\varepsilon_r = 4.5$. Cette technologie est facilement réalisable en technologie de circuits planaires mais pour avoir une conception désirée qui permet d'élargir la bande de fréquence de résonance, un nombre suffisant de ligne est nécessaire, par exemple, pour N=10,

nous devrions réaliser un circuit de longueur 0.45 m. La taille de circuit d'adaptation sera très importante et par conséquence ce dernier peut introduire des effets électromagnétiques et des pertes par rayonnements à cette haute fréquence.

III.8. Réalisation expérimentale :

Il est possible en théorie d'obtenir des résultats satisfaisants. Dans la pratique, chaque élément présente ses pertes, ses tolérances et ses défauts. Si bien qu'il est assez difficile de mettre en place une solution mettant en jeu un grand nombre de composants. Ayant choisi une surface de l'élément piézoélectrique donnant au transducteur une résistance de rayonnement de 50 Ω, nous n'avons mis en pratique que l'adaptation du transducteur par une inductance. , comme présenté en III.5.2.

L'objectif de l'adaptation par une bobine est d'éliminer la partie imaginaire de l'impédance électrique dans la plage de fréquence des ondes longitudinales. Cela augmentera l'amplitude de l'onde acoustique longitudinale et permettra de connecter le transducteur directement à n'importe quelle source externe via un connecteur SMA sans avoir besoin d'une microsonde RF externe. Nous avons utilisé une micro-soudeuse (JFP Microtechnic WB100) pour réaliser une soudure en mode ball-bonding afin de connecter l'électrode de contact de transducteur à un plot de circuit.

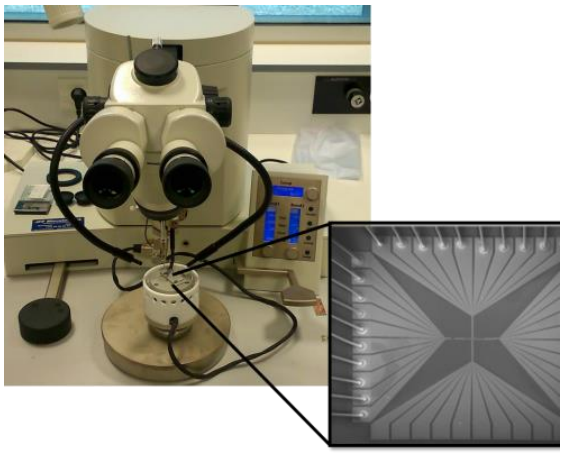


Figure 3.22 : Micro-soudure en mode Ball sur un device Crossbar 100 nm (groupe NCM) [83].

Le ball-bonding est le processus par lequel les plots sont connectés sur une matrice et une grille de connexion (ou un substrat) à l'aide d'un fil de diamètre très fin. Les étapes de base du ball-bonding comprennent la formation de : la première liaison sur la puce (le transducteur), la boucle de fil et la deuxième liaison sur le substrat (le plot). Le cycle de connexion des fils est illustré à la figure 3.23.

Au début du cycle de fil, un capillaire chauffé (100 à 200 °C) descend jusqu'au premier emplacement de liaison (étapes 1 et 2). La première liaison est obtenue en liant une boule sphérique au tampon formée à la sortie du capillaire en utilisant l'énergie thermique et ultrasonore (étape 3). La liaison initiale est également appelée le **ball bond**. Les mouvements de boucle sont programmés pour répondre aux exigences du paquet en termes de hauteur et de forme de boucle (étapes 4, 5 et 6).

La deuxième liaison consiste en une liaison de points qui relie l'extrémité opposée du fil et une liaison de queue (étape 7). Cette dernière est nécessaire pour former une queue de fil pour la prochaine formation de billes.

La deuxième soudure a été effectuée et le fil est arraché par le capillaire qui monte par la suite jusqu'à la hauteur de formation de la balle (étapes 8, 9 et 10). Le processus de formation de billes est obtenu par ionisation de l'entrefer dans un processus appelé «electronic flame-off» (EFO). La balle résultante est connue sous le nom de «free air ball» (FAB).

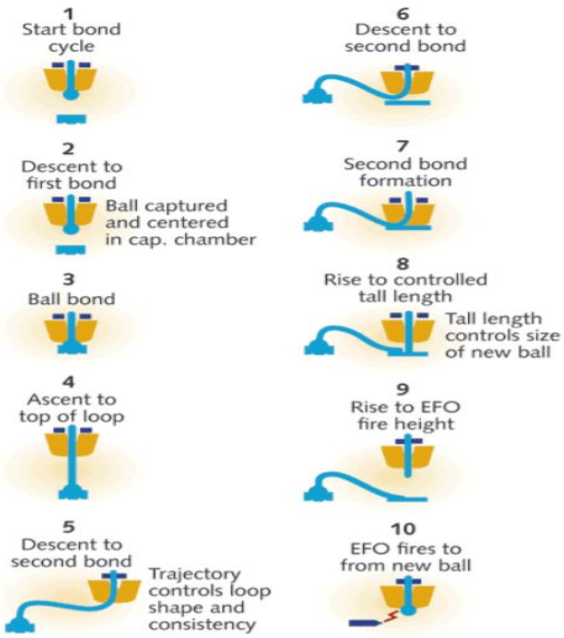


Figure 3.23 : Les étapes d’un câblage ball bonding [84].

Le fil d’or utilisé dans ce processus a un diamètre de 25 µm. L’électrode de contact est composée d’une couche de platine (10 nm) et une couche d’or (400 nm) afin que la soudure tienne plus efficacement sur le transducteur (contact Pt-Au). Ce fil a été soudé par thermocompression ce qui a pu altérer la lame piézoélectrique. Ensuite des mesures d’impédance électrique ont été réalisées au bout du fil sur le plot de circuit.

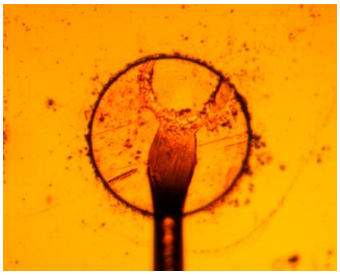
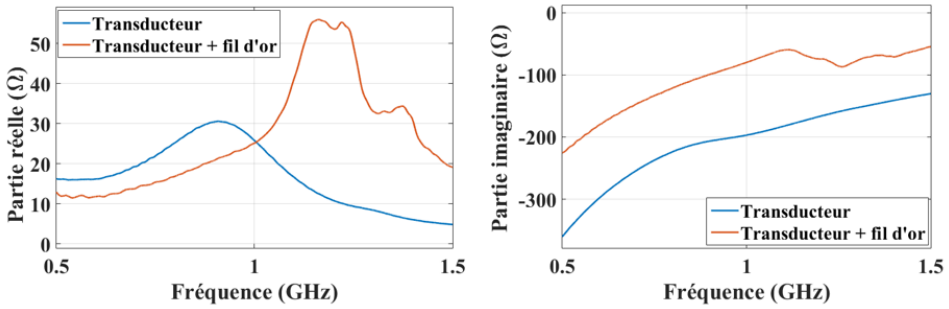


Figure 3.24 : Image microscopique d'un fil d'or soudé sur le transducteur.

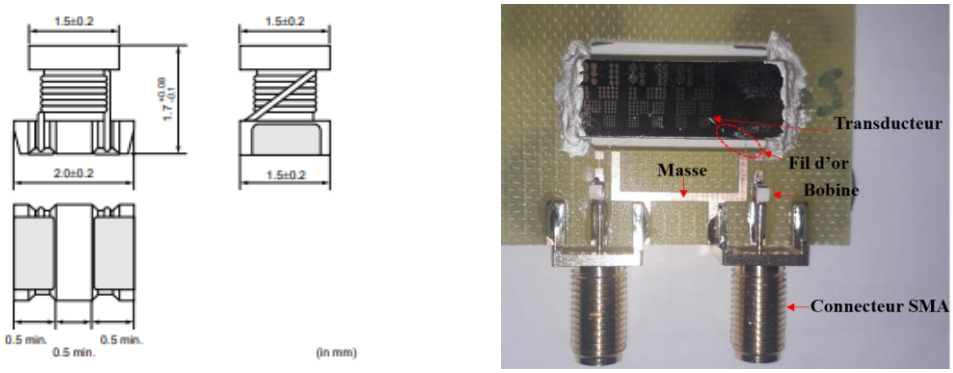
Après plusieurs tests, nous avons remarqué que le fil d'or soudé modifie le comportement électrique du transducteur (voir figure 3.25). Nous expliquons ce changement par l'effet parasite et les pertes causées par ce fil. Par conséquent, pour déterminer le circuit d'adaptation, nous n'avons pas fait référence au circuit électrique équivalent du transducteur, mais nous avons plutôt exploité les valeurs de l'impédance à l'extrémité du fil de connexion.



(a) (b)

Figure 3. 25 : L'impédance électrique du transducteur, (a) Partie réelle, (b) Partie imaginaire.

Le type de réseau d'adaptation électrique le plus simple est le transformateur LC, qui utilise deux éléments réactifs (bobine et condensateur) pour adapter la charge (transducteur + fil d'or) à une source de 50 Ω. Dans notre cas, nous n'avons utilisé que la bobine de valeur 8,6 nH connectée en série avec le circuit.



(a) (b)

Figure 3. 26 : (a) Image des dimensions de la bobine, (b) Image du transducteur adapté et intégré dans un circuit électrique.

La figure 3.27 montre les échos avant et après l'adaptation. L'impulsion électrique réfléchie est atténuée en raison de la meilleure conversion de l'énergie électrique en énergie acoustique. L'augmentation d'amplitude simultanée du deuxième écho S_{11}^{ac} montre que la conversion de l'énergie électrique en énergie acoustique est également améliorée.

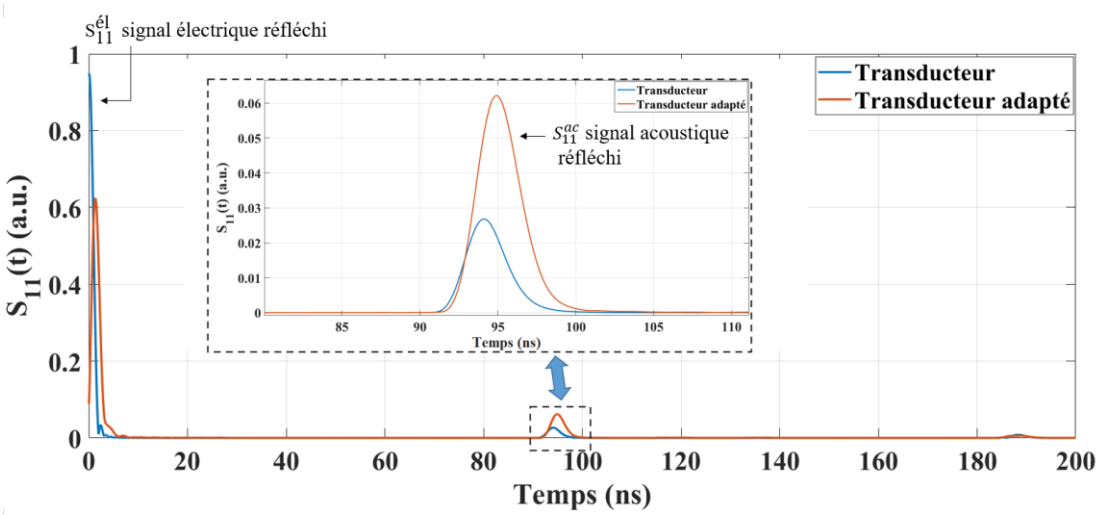


Figure 3.27 : Comparaison de la réponse impulsionnelle S_{11} du transducteur sans et avec adaptation électrique.

Les pertes d'insertion électriques du transducteur, avant et après l'adaptation électrique sont présentées sur la figure 3.28. Comme cette adaptation n'est pas réalisée à la fréquence principale de la résonance longitudinale f_L mais à une f_{Lad} (partie réelle de l'impédance électrique = 50 Ω), on voit clairement que les pertes d'insertion diminuent autour de f_{Lad}. Le transducteur adapté présente une bande passante de 250 MHz et un gain de 8 dB par rapport au transducteur non adapté.

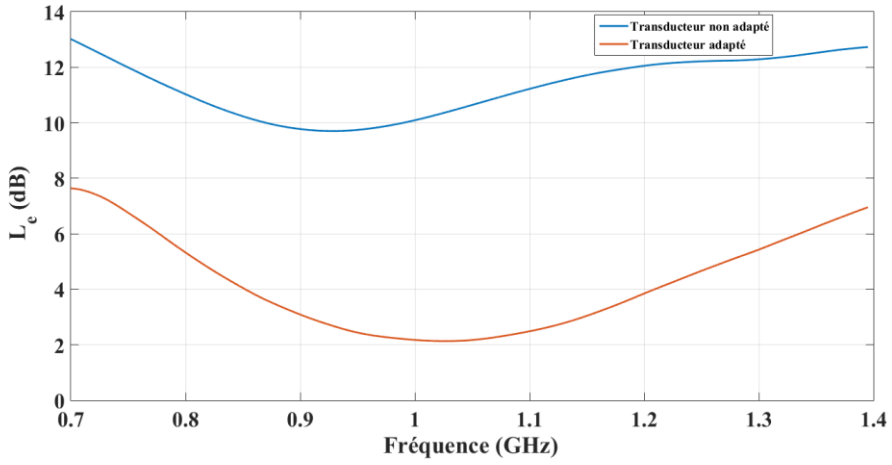


Figure 3.28 : Pertes d'insertion électrique mesurées avec et sans adaptation électrique.

III.9. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons étudié différentes techniques d'adaptation afin de choisir la plus convenable à notre problème et qui soit également réalisable en pratique.

Le filtre de Tschebyshev ne permet pas d'élargie la bande et les filtres passe-bas d'ordres impairs présentent de faibles pertes d'insertion en basse fréquence, contrairement aux filtres d'ordres pairs. Nous avons constaté que l'ordre 2 paraît le plus adéquat pour notre transducteur. Et comme ce type de filtre n'est applicable que pour une charge purement réelle, nous avons utilisé la capacité statique C_0 comme un élément du circuit d'adaptation.

Nous avons également utilisé un transformateur LC pour une charge complexe. Ce filtre contient deux composants réactifs. Dans le cas réel, il est difficile de trouver des composants UHF de valeurs aussi faibles surtout les capacités, de plus, ils peuvent présenter des interférences électromagnétiques causées par les sections proches et les couplages parasites.

Nous avons aussi commencé l'étude de la méthode de Youla qui permet de déterminer les valeurs du filtre en utilisant les composants du circuit (LCC_0) mais cette méthode n'admet de solutions que si certains critères sont vérifiés, ce qui n'est le cas pour notre transducteur à cause de sa faible valeur de la capacité statique C_0.

Une méthode par composants répartis a été également étudié. Elle consiste à répartir les réflexions sur chaque cellule, « Theory of Small Reflections ». Cette technique est utilisée lors de la mise en cascades de tronçons de sections uniformes. Elle présente des bons résultats mais la longueur circuit sera très importante et par conséquence ceci peut introduire des effets électromagnétiques et des pertes parasites à cette haute fréquence.

Pour commencer la réalisation pratique de l'adaptation, nous avons lié le transducteur au circuit par un fil d'or de petit diamètre et nous avons clairement remarqué l'apparition d'un effet inductif de ce dernier. Cet effet a changé le comportement électrique du transducteur en gardant le signal acoustique. Ensuite, une bobine de 8.6 nH a été soudée dans le circuit. Malgré les problèmes importants lors de la réalisation comme les effets de soudure et de fil, l'adaptation a été bien réalisée et nous traduisons cela par la diminution des pertes d'insertion. Nous avons obtenu une bande passante de 250 MHz et un gain de 8 dB par rapport au transducteur non adapté.

Chapitre 4 : Réalisation d'un microsystème acoustique UHF pour la focalisation des ondes acoustiques par Retournement Temporel

Sommaire :

IV.1. Introduction : 100

IV.2. Modélisation de la propagation dans la cavité : 101

IV.3. Réalisation de la cavité par une gravure chimique : 104

IV.3.1. Généralité sur la gravure chimique : 104

IV.3.1.1. Gravure humide isotrope : 105

IV.3.1.2. Gravure humide anisotrope : 105

IV.3.2. Les principales étapes pour la conception de la cavité : 108

IV.3.2.1. Oxydation de silicium SiO2 : 108

IV.3.2.2. Gravure du silicium par le KOH : 109

IV.4. Mesure de déplacement mécanique par un vibromètre laser : 110

IV.5. Caractérisation expérimentale du microsystème : 113

IV.6. Retournement temporel des ondes acoustiques UHF : 116

IV.6.1. Signal d'excitation : 117

IV.6.2. Focalisation par RT simple : 118

IV.6.3. Amélioration de l'amplitude de focalisation (Signal 1-bit) : 120

IV.6.4. Mesures de focalisation sur d'autres cavités : 122

IV.6.4.1. Cavité 2 : réalisée par un défaut de gravure : 122

IV.6.4.2. Cavité 3 : réalisée par un défaut de gravure : 123

IV.6.3. Intercorrélations des signaux transmis : 125

IV.7. Rapport énergétique du signal focalisé : 126

IV.8. Estimation d'atténuation dans la cavité : 127

IV.9. Conclusion: 129

Réalisation d’un microsystème acoustique UHF pour la focalisation des ondes acoustiques par Retournement Temporel

IV.1. Introduction :

Le chapitre précédent nous a permis de montrer qu’il était possible d’adapter électriquement des transducteurs ZnO en hautes fréquences afin d’améliorer la sensibilité acoustique, plus précisément, favoriser le mode longitudinal, malgré l’importance du signal électrique réfléchi par le transducteur et l’effet parasite du circuit d’adaptation.

Nous rappelons que l'objectif principal de la thèse est de réaliser un microsystème acoustique composé d’un transducteur émetteur/récepteur permettant de focaliser l’énergie acoustique en un point de la surface d’une cavité chaotique par retournement temporel. Il était prévu que l’acquisition du signal à retourner se ferait par une mesure à l’interféromètre LASER. Comme nous le verrons les niveaux de déplacement sont trop faibles pour être correctement détectés et mener à bien le projet initial. Afin d’obtenir une preuve de concept et avancer sur le projet, nous avons décidé de remplacer l’interféromètre LASER par un réseau de transducteurs. Il nous sera impossible de bénéficier d’une résolution spatiale comparable à celle que l’interféromètre nous aurait procuré mais nous pourrons vérifier s’il est possible de focaliser l’énergie acoustique sur un élément choisi du réseau.

Il existe plusieurs techniques de gravure du silicium (humide et sèche) permettant de réaliser des plans inclinés ou des formes incurvées. Par souci de simplicité, mais dans le but de réaliser un premier prototype de cavité réverbérante, nous allons choisir de structurer des plans inclinés facilement accessible par gravure humide.

Ce chapitre commence par une modélisation 2D du microsystème proposé afin d’avoir une idée de la propagation de l’onde dans la cavité.

Nous présenterons ensuite les différentes étapes technologiques permettant de le réaliser : Nous présenterons donc différents types de gravure (isotrope et anisotrope) ; ainsi que les étapes de fabrication de la cavité par des miroirs d'angle 54.7 ° (imposés par la structure cristalline) permettant de diffuser les ondes dans différentes directions cristallographiques du silicium.

Suivra une partie dédiée à la caractérisation du système, contenant notamment : la mesure du niveau de déplacement mécanique sur le transducteur par un vibromètre ; les mesures des réponses impulsionnelles sur les transducteurs récepteurs et une étude qualitative de la focalisation. Les résultats obtenus sur différentes cavités chaotiques seront également présentés. Nous allons finir ce chapitre par l'étude quantitative de la focalisation, une évaluation du rapport énergétique du signal focalisé, ainsi que par l'estimation des pertes dans la cavité.

IV.2. Modélisation de la propagation dans la cavité :

Des rainures d'alignement en forme de V dans une tranche de silicium ont été étudiées pour la manipulation de faisceaux optiques en utilisant des bancs de silicium monolithiques avec des miroirs micro-usinés [85, 86]. Il a été rapporté que les plans {1 1 1} et {1 1 0} de cristal de silicium micro-usinés par gravure chimique humide pouvaient être utilisés comme miroirs d'angles 54.7 ° et 45 ° utilisés pour réfléchir des faisceaux optiques [87]. Les miroirs de 45 ° permet le guidage des ondes acoustiques parallèlement à la surface du wafer de silicium [88] mais dans notre microsystème, nous avons besoin de miroir permettant de diffuser les ondes dans toute la cavité, donc nous proposons un dispositif constitué par des miroirs de 54.7 °. Ainsi, pour avoir une meilleure idée de la propagation de l'onde dans la cavité, une modélisation 2D a été réalisée sur Python. La figure 4.1 illustre la géométrie simulée ainsi que les dimensions.

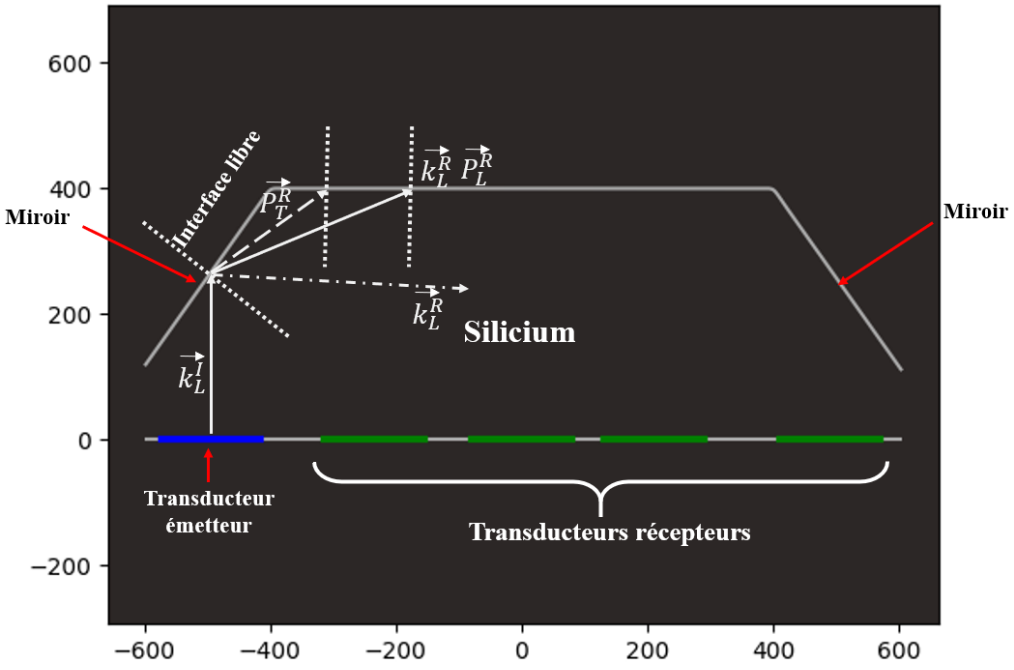


Figure 4.1 : La géométrie simulée.

L'idée de cette modélisation consiste à tirer un rayon d'amplitude 1 et de vecteurs d'ondes k_{iL} et k_{iT} dans le silicium (transducteur bleu dans la figure 4.1) par un transducteur en face de l'un des miroirs acoustiques. L'énergie portée par ce rayon se propage dans la direction du vecteur de Poynting. Lorsqu'il atteint une interface libre, l'algorithme cherche l'angle de réfraction θ_r vérifiant la loi de Snell $\frac{sin\theta_i}{v_i} = \frac{sin\theta_r}{v_r}$. Le silicium étant un matériau anisotrope, la célérité v_r est également inconnue. Plutôt que de résoudre l'équation aux valeurs propres issues du tenseur de Christoffel ([65] p209-210) :

$$(G_{il} - \rho\delta_{il})u_l = 0 \tag{4.1}$$

avec $G_{il} = c_{ijkl}\, m_j\, m_l$

où m_j représente la composante j du vecteur $\vec{m} = \vec{k}/w$.

Nous avons opté pour une solution approchée qui consiste à créer une table contenant les angles θ et les valeurs correspondantes des $\sin(\theta)\,/v(\theta)$. Il ne reste qu'à rechercher dans la table les valeurs des $\sin(\theta)\,/v(\theta)$ égales à $\sin(\theta_i)\,/v(\theta_i)$ connue.

L'angle de réflexion connu, nous pouvons calculer les amplitudes des ondes réfléchies dans l'hypothèse où le matériau est localement isotrope ([65] p214-216).

Pour les ondes incidentes longitudinales et transversales, nous avons utilisé les équations (2.54), (2.55), (2.56) et (2.57) présentées dans le chapitre 2. Ainsi le temps de vol et l'amplitude associés au rayon en question peuvent être calculés et stockés.

Connaissant l'angle de réflexion, le vecteur d'onde et le vecteur de Poynting de l'onde réfléchie peuvent être calculés.

L'algorithme se poursuit tant que le temps de vol associé à un rayon est inférieur à la durée de la Coda que nous souhaitons modéliser. Quand un rayon atteint l'emplacement d'un récepteur, le couple (temps de vol, amplitude) est stocké. L'opération est répétée pour différents angles d'émissions, et les différents points de la surface (échantillonné tous le 2 µm).

La fonction de transfert obtenue pour chaque emplacement des récepteurs est ensuite convoluée avec le signal S_{11} mesuré pour une réflexion sur une surface plane parallèle au transducteur.

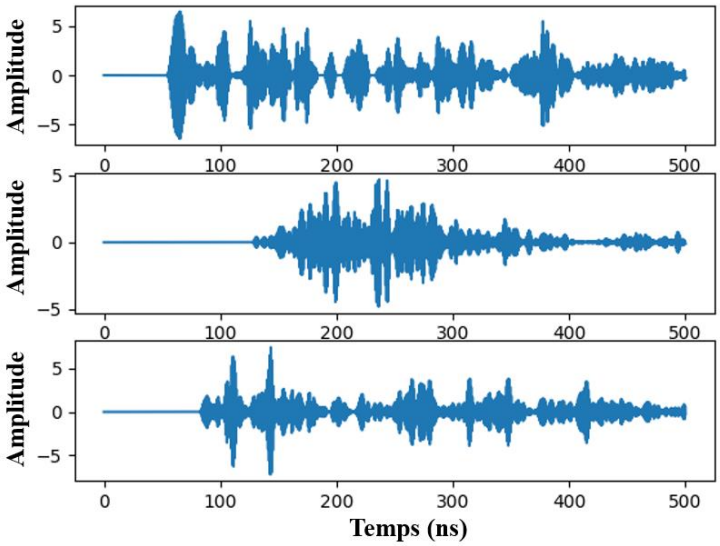


Figure 4.2 : Réponse impulsionnelle simulé de la cavité pour différents transducteurs récepteurs.

L'échogramme simulé (voir la figure 4.2) montre l'efficacité des miroirs acoustiques pour obtenir des signaux de coda en apparence assez décorrélés sur chaque point de la cavité. Cette simple simulation 2D nous permet de valider la forme de la cavité proposée dans notre microsystème.

La figure 4.3 présente les intercorrélations entre les signaux. Nous pouvons vérifier que les niveaux d'autocorrélations, sur la diagonale sont largement supérieurs aux niveaux d'intercorrélations (hors diagonale).

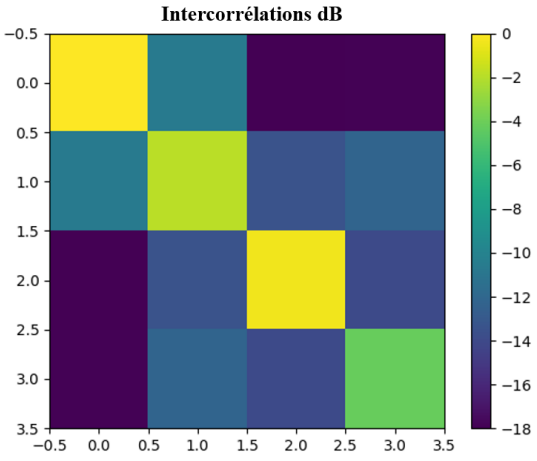
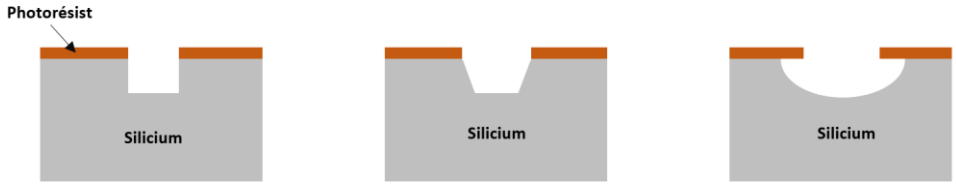


Figure 4.3 : Intercorrélations entre les signaux simulés.

IV.3. Réalisation de la cavité par une gravure chimique :

IV.3.1. Généralité sur la gravure chimique :

La gravure est un processus extrêmement important en micro-fabrication, elle permet d'éliminer chimiquement une ou plusieurs couches d'un substrat lors de la fabrication et chaque wafer subit de nombreuses étapes de gravure avant d'être terminée. La matière peut être éliminée de manière isotrope (uniformément dans toutes les directions) ou anisotrope (uniformité dans la direction verticale). La différence entre la gravure isotrope et la gravure anisotrope est illustrée à la figure 4.4. Le taux d'enlèvement de matière pour la gravure humide est généralement plus rapide que les taux de nombreux processus de gravure sèche et peut facilement être modifié en faisant varier la température ou la concentration des solutions d'attaque. Pour de nombreuses étapes de gravure, une partie du substrat est protégée par un matériau de "masquage" qui résiste à la gravure. Dans certains cas, le matériau du masque est une résine photosensible qui a été modelée par photolithographie [89]. D'autres situations nécessitent un masque beaucoup plus durable, comme l'oxyde de silicium. Si la gravure est destinée à faire une cavité dans un matériau, la profondeur de cette cavité peut être contrôlée approximativement par le temps et la vitesse de gravure connue.



(a) (b) (c)

Figure 4.4 : Schéma représentant la différence d'usinage entre une gravure anisotrope et gravure isotrope, (a) anisotropie complète, (b) anisotropie partielle et (c) gravure isotrope.

Un processus de gravure humide implique de multiples réactions chimiques qui consomment les réactifs d'origine et produisent de nouveaux réactifs. Le processus de gravure humide peut être décrit par trois étapes de base :

(1) Diffusion de la solution de gravure dans la structure à retirer.

(2) La réaction entre la solution ajoutée et le matériau en cours de gravure. Une réaction d'oxydoréduction (redox) se produit généralement. Cette réaction entraîne l'oxydation du matériau puis la dissolution du matériau oxydé.

(3) Diffusion des sous-produits dans la réaction de la surface ayant réagi (réactivée).

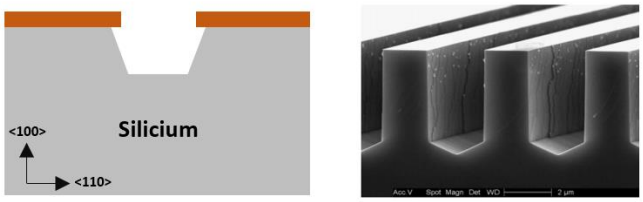
IV.3.1.1. Gravure humide isotrope :

Pour la gravure humide isotrope, un mélange d'acide fluorhydrique, d'acide nitrique et d'acide acétique (HNA) est le solvant de gravure le plus courant pour le silicium. Les concentrations de chaque agent de gravure déterminent le taux de gravure. Le dioxyde de silicium ou le nitrure de silicium est généralement utilisé comme matériau de masquage contre le HNA.

Lorsque la réaction a lieu, le matériau est retiré latéralement à une vitesse similaire à la vitesse de gravure vers le bas. Ce processus de gravure latérale et descendante a lieu même avec une gravure sèche isotrope qui est décrite dans la section gravure sèche. La gravure chimique humide est généralement isotrope même si un masque est présent puisque l'agent de gravure liquide peut pénétrer sous le masque. Si la directivité est très importante pour le transfert de motifs à haute résolution, la gravure chimique humide n'est pas idéale.

IV.3.1.2. Gravure humide anisotrope :

La gravure anisotrope humide est un procédé de micro-usinage en volume de silicium pour la fabrication de différents types de microstructures [90-94]. Plusieurs solutions de gravure sont disponibles pour le silicium comme indiqué dans le tableau 1. L'hydroxyde de potassium (KOH) et l'hydroxyde de tétraméthylammonium (TMAH) sont les deux principales solutions de gravure utilisées qui attaquent les matériaux cristallins à des vitesses différentes selon la face cristalline exposée à l'agent de gravure [95-101]. Il existe une grande différence dans la vitesse de gravure en fonction du plan cristallin du silicium. Dans des matériaux comme le silicium, cet effet peut permettre une très grande anisotropie. Le KOH est préféré au TMAH car il présente un taux d'attaque plus élevé et fournit une anisotropie améliorée entre les plans Si {111} et Si {110}. L'utilisation de KOH comme produit chimique de gravure pour le silicium dans la direction cristalline <100> donne des taux de sélectivité jusqu'à 400 fois supérieurs à l'utilisation de KOH pour graver le silicium dans la direction <111>. En modifiant le temps, la gravure chimique et l'orientation des cristaux de silicium, de nombreuses formes et canaux différents peuvent être gravés dans la tranche de silicium. Le taux d'attaque maximum de Si {100} et Si {110} est obtenu dans KOH avec une plage de concentration de 15 à 25% en poids [97-100].



(a) (b)

Figure 4.5 : (a) Schéma d'un profil de gravure anisotrope du silicium, (b) Image MEB d'une gravure humide à base de KOH de surfaces en Silicium orienté (110) [102].

Solution de gravure	Température (°C)	R_{100} (µm/min)	$S = R_{100}/R_{111}$	Matériaux de masque
Éthylènediamine Pyrocatéchol Potassium	115	0.47	20	Si_3N_4, SiO_2, Au Cr, Ag,Cu
Hydroxyde / alcool isopropylique	85	1.0	300	Si_3N_4, SiO_2
Hydroxyde de tétraméthylammonium (TMAH)	80	0.6	37	Si_3N_4, SiO_2

Tableau 4.1 : Solutions de gravure anisotropes pour le silicium [103].

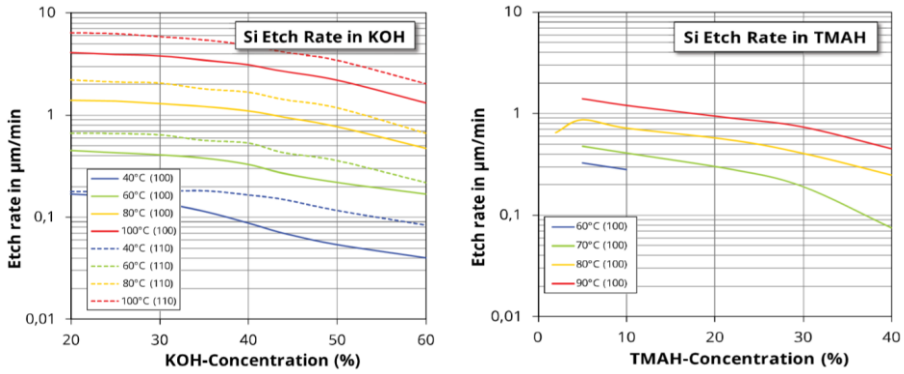


Figure 4.6 : La concentration et la vitesse de gravure en fonction de la température des plans cristallins (100) et (110) du silicium dans KOH (graphique de gauche) et TMAH (graphique de droite) [104].

Des miroirs optiques ont été créés sur un substrat de silicium [105-107]. Nous allons utiliser les mêmes procédés pour réaliser nos miroirs acoustiques.

Les substances alcalines fortes (pH> 12) telles que les solutions aqueuses KOH ou TMAH attaquent le silicium suivant la réaction :

$$Si + 4OH^- \rightarrow Si(OH)_4 + 4e^- \quad (4.2)$$

Puisque l'énergie de liaison des atomes de Si est différente pour chaque plan cristallin et que la gravure par le KOH/TMAH est limitée à la vitesse de gravure, la gravure du Si est hautement anisotrope : alors que les plans cristallins {100} et {110} sont gravés, les plans stables {111} agissent comme un arrêt de gravure

Substrats d'orientation (111) : Les plaquettes de Si d'orientation (111) sont difficilement attaquées par des solutions alcalines, car ici toute la surface du substrat forme un arrêt de gravure puisque l'orientation réelle du substrat est généralement inclinée à environ 0,1° par rapport au plan cristallin idéal. Une attaque de gravure sous forme de pas très superficiels se produit également.

Substrats d'orientation (110) : Les plaquettes de Si d'orientation (100) dans les solutions de gravure alcalins forment des tranchées perpendiculaires avec les parois latérales {111}.

Substrats d'orientation (100) : Les plaquettes de Si d'orientation (100) dans les solutions de gravure alcalines forment des pyramides à base carrée avec les surfaces {111}. Ces pyramides peuvent être réalisées pour des cellules solaires en silicium monocristallin dans le but de minimiser la réflexion [108].

Le degré d'anisotropie (sélectivité du taux de gravure entre différents plans cristallins), les taux de gravure et l'homogénéité dépendent de la température de gravure, des défauts atomiques dans le cristal de silicium, des impuretés intrinsèques, des impuretés (ions métalliques) par l'agent de gravure, et la concentration des atomes de silicium qui sont déjà gravés [109].

Les facteurs qui caractérisent les plans miroirs à ultrasons sont le degré de réflexion et l'angle de dispersion de l'onde acoustique réfléchie. La dispersion des ondes acoustiques réfléchies est en fonction de la rugosité de la surface du miroir qui cause la dispersion. Lorsque le masque est aligné dans la direction (110) et gravé en KOH ou TMAH, des rainures en V standard avec des plans {111} latéraux sont obtenues se terminant par un miroir d'angle 54,7 ° par rapport à la surface {100}. Ce sont les plans d'intérêt les plus courants qui offrent une surface miroir atomiquement lisse [110].

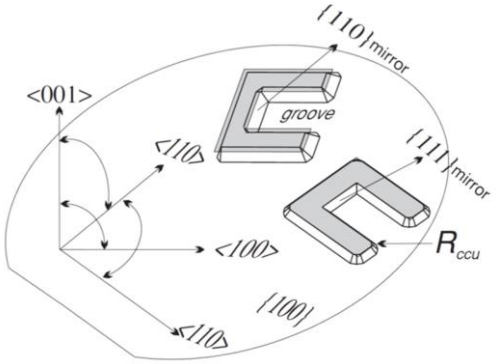


Figure 4.7 : L'orientation du masque sur un substrat de silicium (100) [111].

IV.3.2. Les principales étapes pour la conception de la cavité :

IV.3.2.1. Oxydation de silicium SiO2 :

Nous utilisons un substrat poli double face de silicium d'orientation cristalline (100). Deux couches de 1600 nm d'oxyde de silicium (SiO_2) ont été produits par une oxydation thermique du silicium. Cette oxydation du Si est effectuée à des hautes températures (de 900 à 1000 °C) en présence d'oxygène (O_2) ou de vapeur d'eau (H_2O). L'opération d'oxydation consiste donc à oxyder le Silicium depuis la surface du substrat. Les réactions principales sont les suivantes :

$$Si_{solide} + O_2 \rightarrow SiO_{2solide}$$
$$Si_{solide} + 2H_2O \rightarrow SiO_{2solide} + 2H_2 \quad (4.3)$$

L'oxydation thermique est réalisée à l'aide d'un four d'oxydation (ou four de diffusion, car l'oxydation est essentiellement un processus de diffusion impliquant des espèces oxydantes), qui fournit la chaleur nécessaire pour élever la température ambiante d'oxydation. Un four se compose généralement de :

1) une armoire ;

2) un système de chauffage ;

3) un système de mesure et de contrôle de la température ;

4) des tubes de traitement en quartz fondu où les wafers subissent une oxydation ;

5) un système de déplacement des gaz de traitement dans et hors des tubes de procédé ;

6) une station de chargement utilisée pour charger (ou décharger) les wafers dans (ou à partir) les tubes de traitement ;

Une représentation schématique d'un four d'oxydation thermique est illustrée sur la figure 4.8.

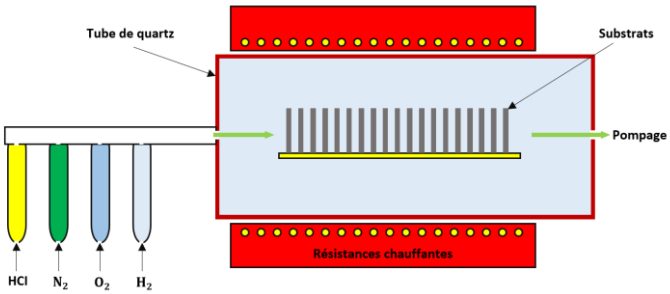


Figure 4.8 : Représentation schématique d'un four d'oxydation thermique, qui contrôle les conditions de croissance de l'oxyde pour assurer la reproductibilité et la qualité des couches d'oxyde.

Pour les processus d'oxydation qui ont des durées très longues, le taux de formation d'oxyde peut être modélisé par l'équation simple de la loi de croissance parabolique : $x_o{}^2 = B\,t$, où x_o est l'épaisseur de l'oxyde en croissance, B est la constante de vitesse parabolique, et t est le temps d'oxydation. Ceci montre que l'épaisseur de l'oxyde est proportionnelle à la racine carrée du temps d'oxydation, ce qui signifie que le taux de croissance de l'oxyde diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche. C'est parce que les espèces oxydantes doivent parcourir une plus grande distance à l'interface Si-SiO2 que la couche d'oxyde s'épaissit. L'épaisseur maximale de la couche obtenue en pratique est d'environ 2 µm, ce qui est largement suffisant pour plusieurs applications, notamment notre application.

IV.3.2.2. Gravure du silicium par le KOH :

Après le dépôt d'une couche de SiO2, cette dernière est ensuite attaquée localement par l'acide fluorhydrique (HF) par l'intermédiaire d'un masque en résine positive d'épaisseur 2 µm. Le masque est aligné dans la direction <1 1 0>. Les motifs de silicium à travers le masque de SiO2 sont ensuite gravés à l'aide de l'hydroxyde de potassium (KOH) 20 % à une température de 80 °C. La vitesse d'attaque est d'environ 73 µm/h.

Nous présentons dans la figure 4.9 suivante, le processus de la gravure du silicium.

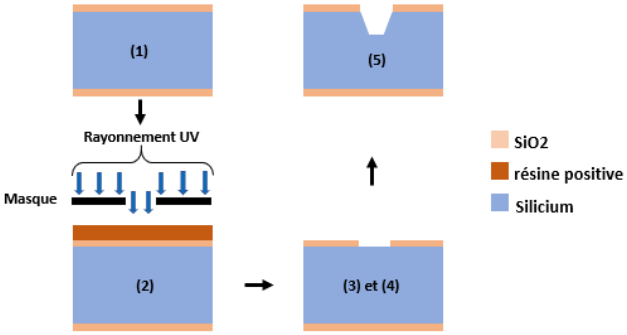
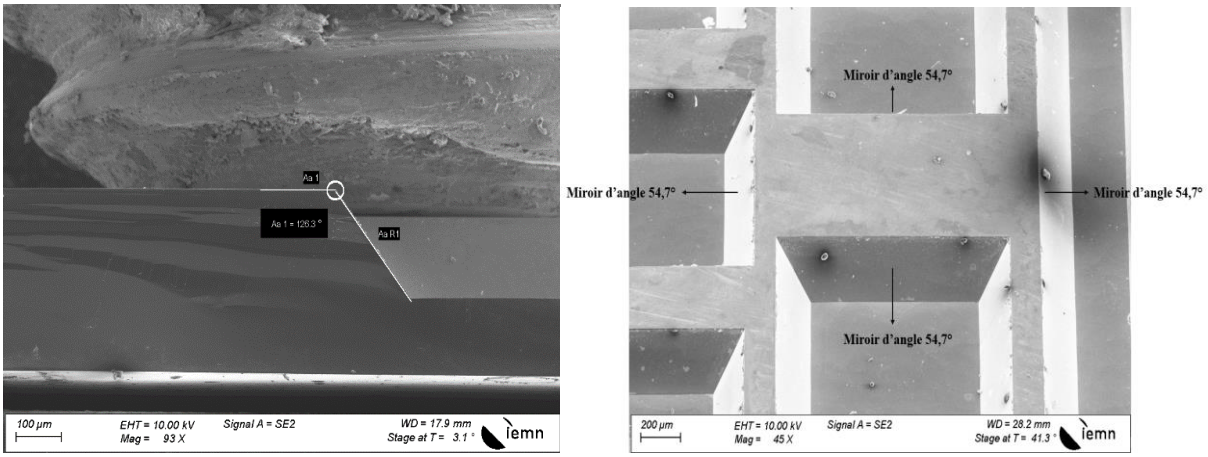


Figure 4.9 : Processus de gravure par voie chimique humide anisotrope du silicium.

Comme la particularité de la gravure humide au KOH est l'anisotropie, les vitesses d'attaque ne sont pas les mêmes pour les différentes directions cristallines. Cette technique de gravure est réalisée dans le plan {1 1 1}. Nous présentons dans la figure 4.10 l'image d'une section transversale obtenue par microscope électronique à balayage (MEB) et le résultat de la gravure

qui montre des flancs avec un angle d'inclinaison d'environ 54.7 ° suivant la structure cristalline du silicium.



(a) (b)

Figure 4.10 : Images MEB des d'angles de 54.7 ° par rapport à la surface du substrat, (a) vue en coupe (b) vue de dessus.

Il y a des microsystèmes qui contiennent des miroirs de 45 ° et des prismes permettant de guider une onde acoustique et d'éliminer les signaux parasites multiples. Dans notre dispositif, ce n'est pas le cas car nous cherchons à avoir un signal multiple non périodique de type coda qui présente la combinaison des différents modes et les interférences qui sont issues de l'interaction entre les transducteurs, les miroirs et les bords.

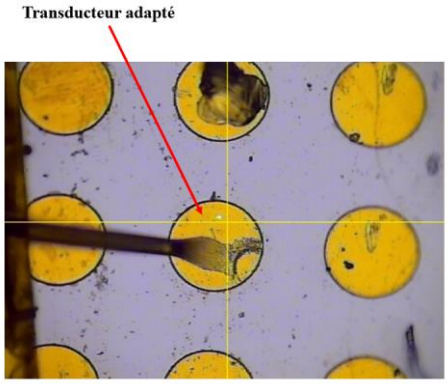
Après la fabrication des miroirs, nous avons réalisé de manière classique plusieurs transducteurs sur la face arrière du substrat.

IV.4. Mesure de déplacement mécanique par un vibromètre laser :

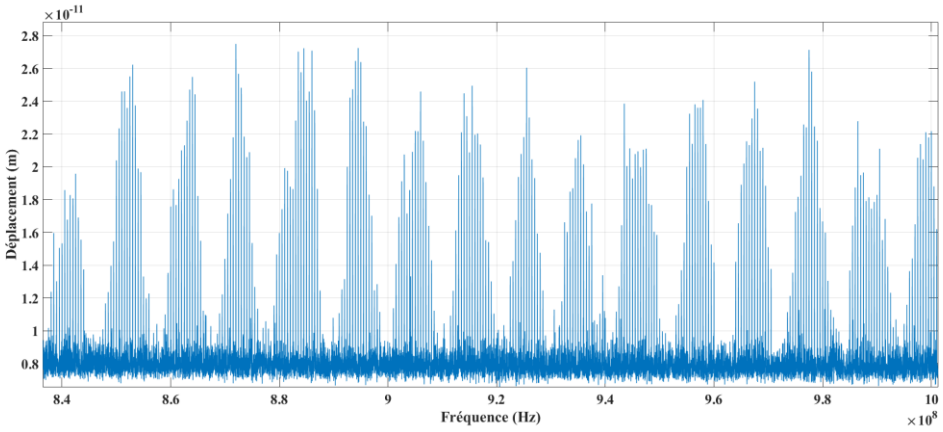
Après l'adaptation du transducteur, nous avons pu faire des mesures de déplacement mécanique par un vibromètre laser à balayage de la marque Polytec UHF-120 qui permet de travailler dans une bande passante fréquentielle allant jusqu'à 1.2 GHz. Il est possible de détecter la propagation des ondes et les modes de résonances, ainsi que de les visualiser en créant des images dynamiques. Dans le domaine du contrôle non-destructif (CND), le vibromètre laser permet de réaliser des études de caractérisation des couches minces métalliques et des revêtements transparents qui ont des épaisseurs de 100 nm à quelques micromètres [112]. Le seuil de sensibilité du déplacement est défini comme $30\, fm\, \sqrt{f(Hz)}$ où " fm " signifie femtomètres et f est la fréquence en Hertz [113]. Par exemple, pour f = 1 GHz et 100 acquisitions moyennés, cela donne un niveau de bruit de déplacement d'environ 100 pm.

Figure 4.11 : Dispositif Polytec UHF-120.

Nous avons positionné le laser sur l'électrode de contact du transducteur comme montre la figure 4.12.a afin de mesurer le niveau de vibration du transducteur pour différentes fréquences. Nous avons augmenté la puissance du signal émis jusqu'à 10 dBm afin d'obtenir un niveau de déplacement détectable sans dépasser la limite de claquage électrique.



(a)



(b)

Figure 4.12 : Mesure de déplacement sur un transducteur par un vibromètre laser Polytec UHF-120, (a) focalisation du laser sur le transducteur adapté, (b) courbe de déplacement en pm pour un balayage de fréquence.

La figure 4.12.b montre le niveau de déplacement mécanique en fonction de l'évolution de la fréquence d'excitation. L'excitation est fournie en mode continu par un générateur Marconi 2030 RF. Le balayage fréquentiel est effectué par un code Matlab en pilotant un générateur RF Marconi Instruments 2030 via l'interface GPIB. La figure 4.12 confirme les résultats de mesures électriques en montrant une émission large bande du transducteur. Pourtant, le rapport signal sur bruit était de l'ordre de 10 dB en mode continue n'est pas suffisant pour obtenir un signal temporel exploitable pour l'application de retournement temporel. Cela est dû au fait que le retournement temporel s'effectue en mode impulsionnel, ce qui provoque la diminution de l'amplitude de déplacement le rendant inférieur ou comparable au niveau de bruit. La figure 4.13 montre que le niveau du bruit peut atteindre 100 pm et par conséquence, le signal de déplacement est indétectable.

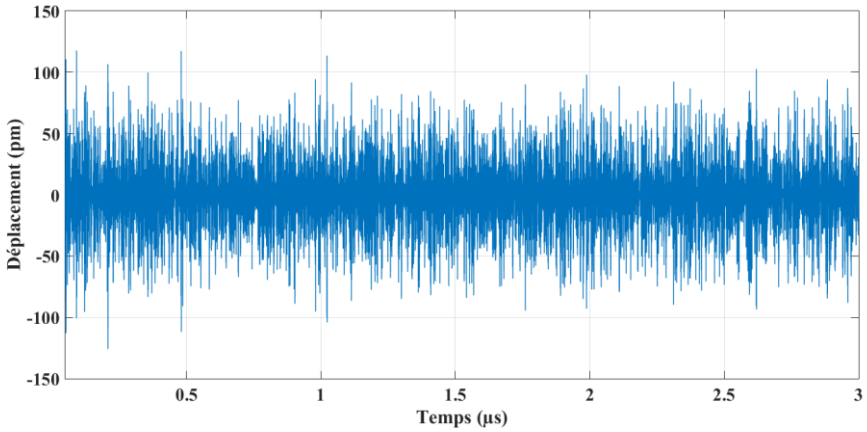


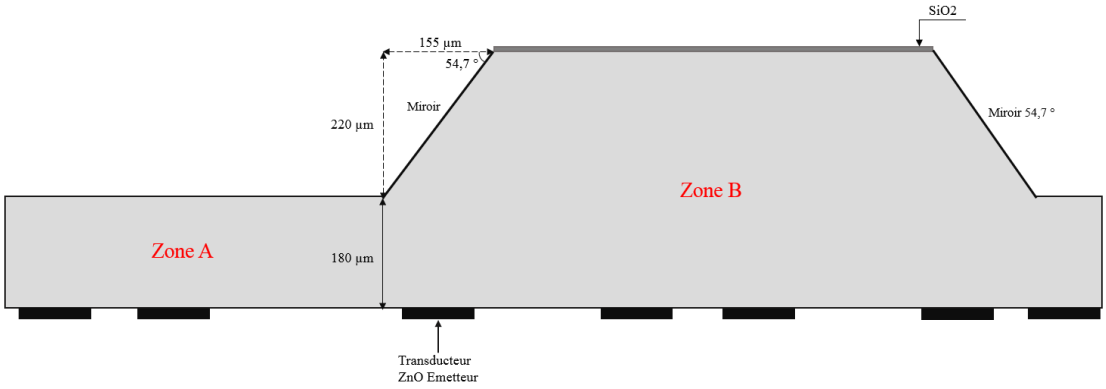
Figure 4.13 : Courbe de déplacement en impulsionnel.

Il est possible de conclure que l'utilisation du ZnO que nous avons réalisé en couche mince comme matériaux de réalisation des transducteurs ne permet pas de créer des niveaux de déplacement assez importants pour la détection optique UHF. Cela s'explique par les valeurs du coefficient de couplage électromécanique K^2 assez faible. L'utilisation, par exemple, de $LiNbO_3$ monocristallin, qui présente un meilleur coefficient de couplage électro-mécanique est envisageable pour remédier à ce problème. Dans les conditions de l'étude actuelle, la réception des signaux acoustiques a donc été assurée par des récepteurs acoustiques en ZnO de même type que les émetteurs décrits dans cette section.

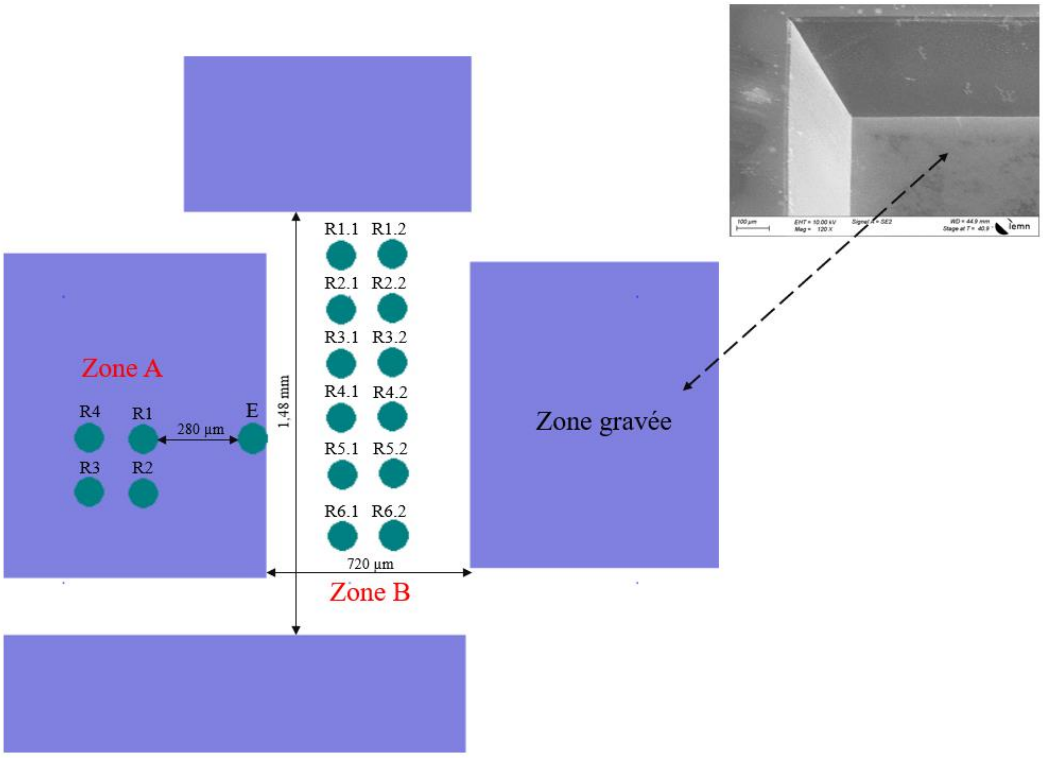
Afin de poursuivre l'étude, les mesures de déplacement à l'interféromètre Laser seront remplacées par des mesures de transmission à une matrice de récepteurs piézoélectrique en ZnO de même type que les émetteurs décrits dans cette section. Dans la partie suivante, nous allons montrer les résultats expérimentaux de caractérisation du microsystème.

IV.5. Caractérisation expérimentale du microsystème :

Dans la figure 4.14 suivante, nous présentons la configuration géométrique en 2D du microsystème réalisé. Les deux miroirs ont pour hauteur 220 µm et l'angle d'inclinaison est de 54.7 °. La distance entre le transducteur émetteur et le niveau bas du miroir est égale à 180 µm. Tous les transducteurs ont un diamètre de $d_{trans} = 100$ µm ce qui permet d'émettre une onde longitudinale dans un cône d'angle sommet d'environ 10 ° ($2\lambda/d_{trans}$) à une fréquence de 1 GHz. La distance entre les deux miroirs est de 800 µm.

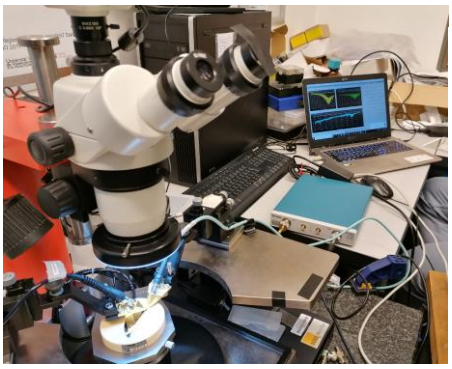


(a)

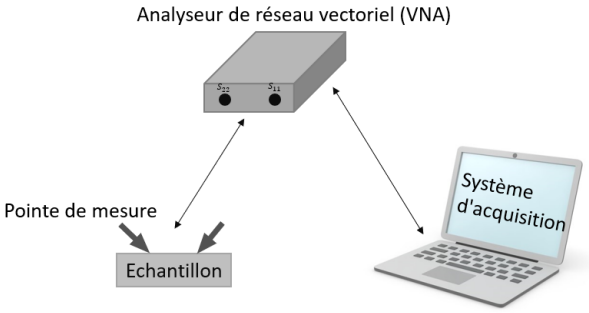


(b)

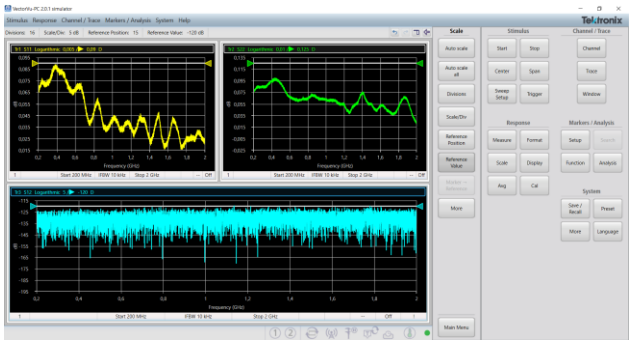
Figure 4.14 : Configuration géométrique du microsystème réalisé.



(a)



(b)



(c)

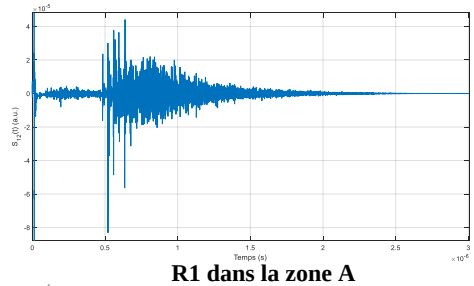
Figure 4.15 : Représentation du banc de caractérisation, (a) une photographie des dispositifs, (b) représentation schématique du système de mesure et (c) Logiciel VectorVu-PC pour afficher les paramètres $S_{11}(f), S_{22}(f)$ et $S_{12}(f)$.

La figure 4.15 présente le système de mesures qui est composé d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA, Tektronix TTR503). Le VNA effectue un balayage fréquentiel sur une plage de 1,8 GHz (200 MHz – 2 GHz). Pour faire l'acquisition, visualiser les paramètres S et enregistrer les signaux reçus par les récepteurs, nous avons connecté le VNA à un ordinateur. Le logiciel utilisé est VectorVu-PC 2.0.1. (Figure 4.15.c)

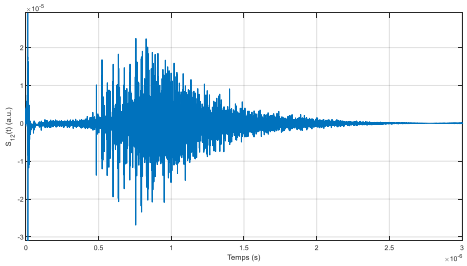
Les réponses temporelles des paramètres S_{ij} sont obtenues par Transformée de Fourier Inverse (TFI) des mesures effectuées dans le domaine fréquentiel.

Le transducteur émetteur reste positionné sous le miroir, les transducteurs récepteurs sont situés dans deux zones différentes (A et B) comme le montre la figure 4.14.

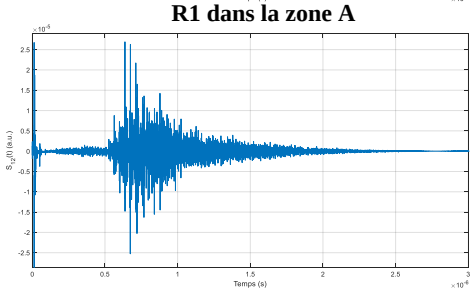
Nous observons sur la figure 4.15 que les signaux reçus sur chaque transducteur se comportent différemment, ce qui est prometteur. La localisation des transducteurs dans la zone A gravée semble plus favorable à la formation des signaux de type coda correspondant à des champs acoustiques diffus, formés par la superposition d'un grand nombre d'ondes de nature différente (longitudinale et transverse) s'étant propagées sur des trajectoires complexes dans cette zone.



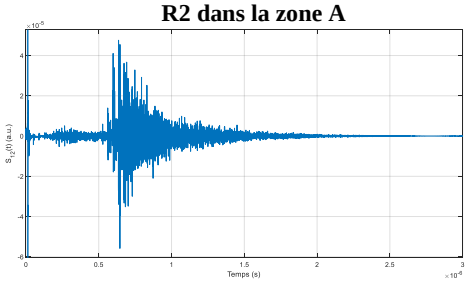
R1 dans la zone A



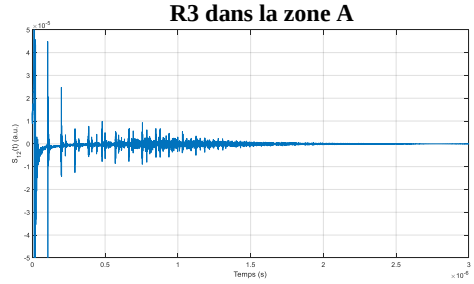
R2 dans la zone A



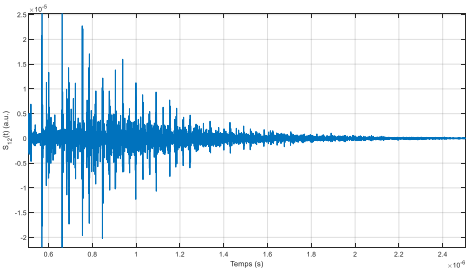
R3 dans la zone A



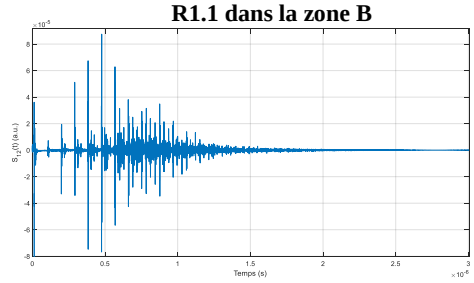
R4 dans la zone A



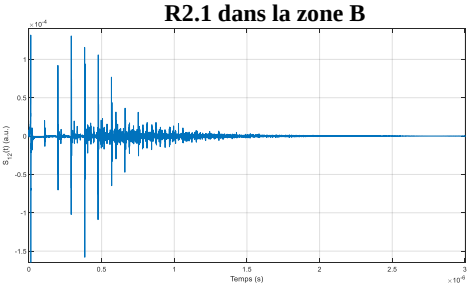
R1.1 dans la zone B



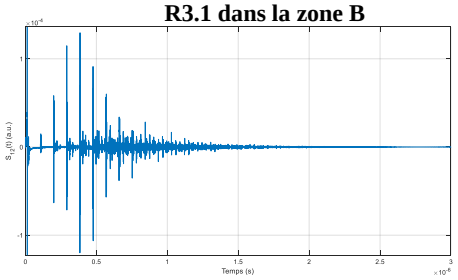
R2.1 dans la zone B



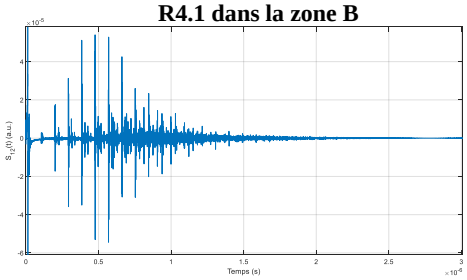
R3.1 dans la zone B



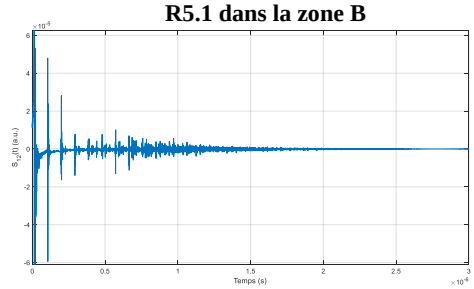
R4.1 dans la zone B



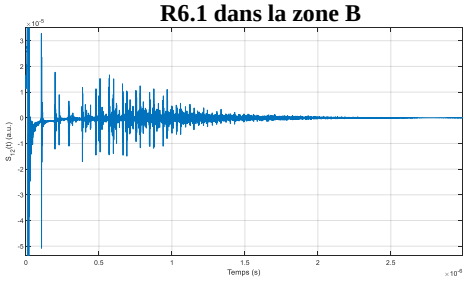
R5.1 dans la zone B



R6.1 dans la zone B



R1.2 dans la zone B



R2.2 dans la zone B

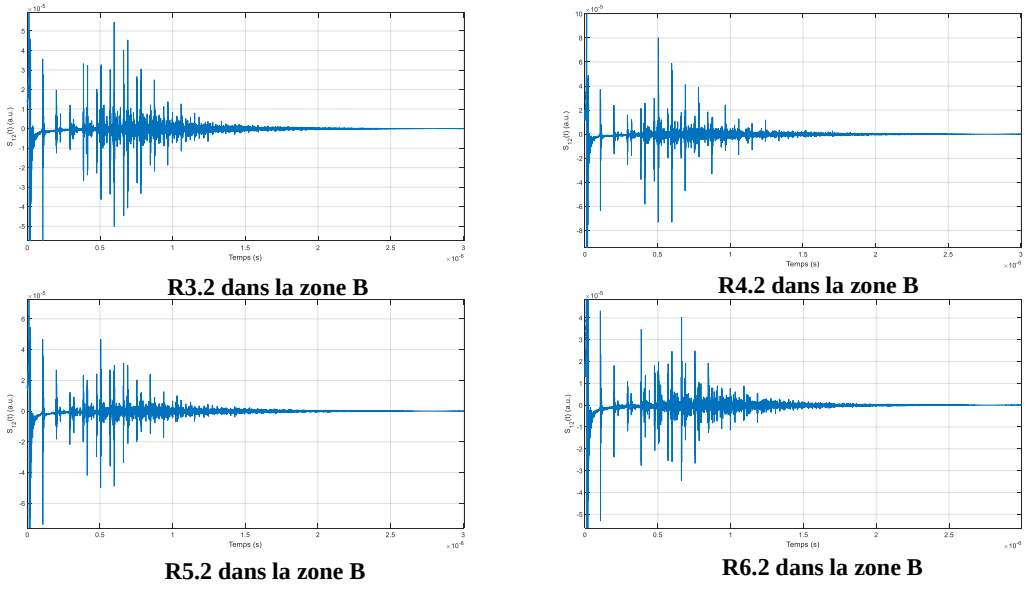
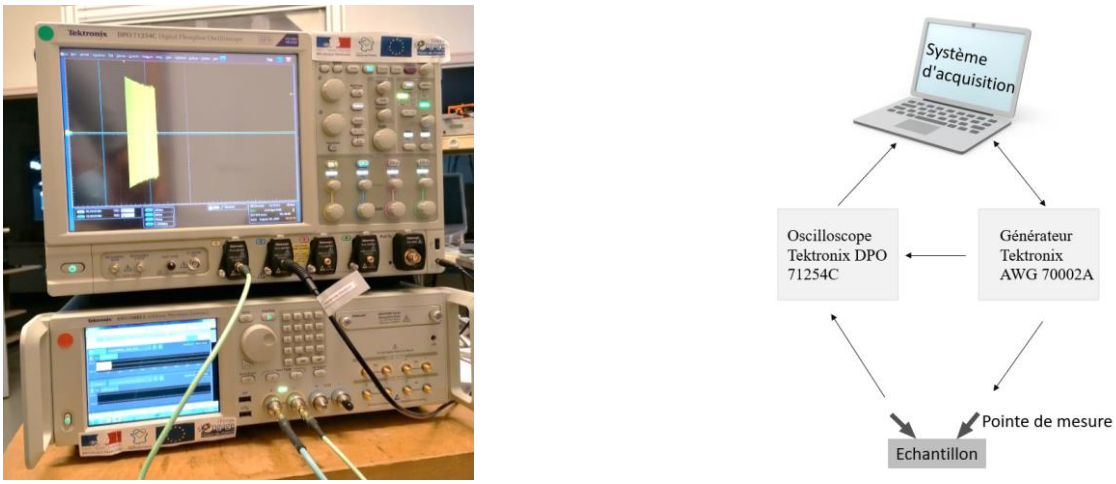


Figure 4.16 : L'amplitude du signal reçu sur l'ensemble de transducteurs situés dans deux zones « A » et « B » différentes.

Nous expliquerons ensuite la méthode utilisée pour appliquer la technique du retournement temporel.

IV.6. Retournement temporel des ondes acoustiques UHF :

La méthode consiste à utiliser un générateur de formes d'ondes arbitraires (Tektronix AWG 70002A), deux pointes Z-probe et un oscilloscope numérique (Tektronix DPO 71254C). La figure 4.17 présente le schéma du système de mesure.



(a) (b)

Figure 4.17 : Représentation du système de mesure, (a) une photographie du générateur et de l'oscilloscope, (b) représentation schématique du système de mesure.

Le tableau 4.2 présente les caractéristiques et les paramètres de l'oscilloscope, du générateur et du signal d'excitation utilisé.

Paramètre	Valeur
Excitation	Tektronix AWG 70002A Fréquence d'échantillonnage maximale : 16 Ge/s Fréquence d'échantillonnage utilisée : 12,5 Ge/s Amplitude du signale maximale : 500 mVcc
Réception	Tektronix DPO 71254C Fréquence d'échantillonnage maximale : 100 Ge/s Fréquence d'échantillonnage utilisée : 12,5 Ge/s Base de temps utilisé : 400 ns/div Calibre de mesure : 10 mV/div Taille du signal : 50 000 points
Signal d'excitation	Chirp fréquentiel linéaire Fréquence de départ : 200 MHz Fréquence d'arrêt : 2 GHz Durée du signal : 0,5 µs

Tableau 4.2 : Caractérisations du banc de mesure et des signaux.

IV.6.1. Signal d'excitation :

En raison de la faible énergie d'un signal impulsionnel, l'utilisation de ce type de signal ne fournit pas une réponse d'amplitude suffisamment élevée à la réception, le rapport signal/bruit n'est pas suffisant pour les mesures de la réponse impulsionnelle (RI).

Ainsi, pour une mesure plus robuste de la RI et pour améliorer la qualité de la focalisation, une technique de compression d'impulsion avec un signal de type chirp à balayage linéaire, a été utilisée à la place d'une impulsion courte. La compression de chirp est réalisée par la corrélation de la forme d'onde mesurée avec le signal d'entrée inversé dans le temps (chirp (-t)). Le résultat de cette corrélation se rapproche à la fonction δ de Dirac :

$$Chirp(t) \otimes Chirp(-t) \backsimeq \delta(t) \tag{4.4}$$

Il y a trois raisons principales pour lesquelles la compression d'impulsion est une technique utile :

- L'amélioration de la largeur de bande disponible du système d'imagerie ;
- La forme d'onde sinusoïdale balayée en fréquence a l'avantage d'être détectable par intercorrélation même lorsque le signal reçu est bien inférieur au bruit ;
- Des niveaux d'énergie élevés peuvent être transférés dans la cavité.

Le transducteur émetteur E a été excité par un signal source de type chirp linéaire (voir figure 4.18) dont la fréquence varie avec le temps de 200 MHz à 2 GHz pendant 0.5 µs et la fréquence centrale est égale à 1.1 GHz.

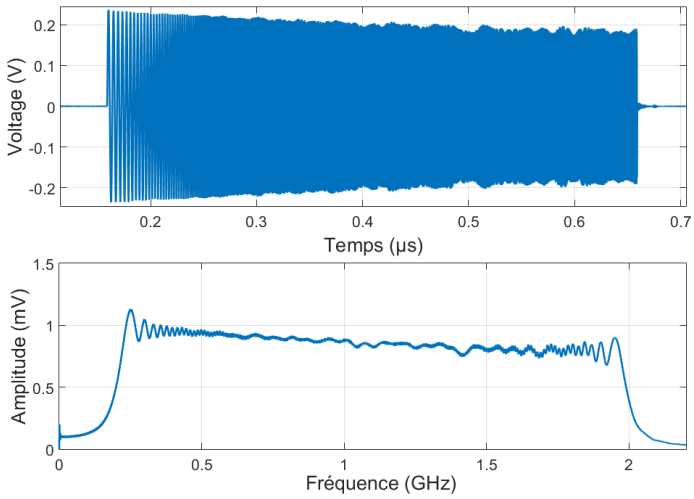


Figure 4.18 : Le signal chirp appliqué au transducteur émetteur et son spectre.

Dans cet essai, notre système fait l'acquisition de 50000 points à la fréquence d'échantillonnage de 12.5 GHz. Une onde longitudinale de célérité $c_{Si}^{L} = 8430\ m/s$ parcourt la largeur de la cavité ($L_{cavité} = 1.5\ mm$) en $(L_{cavité}/c_{Si}^{L}) = 0.18$ µs ce qui correspond à environ 22 trajets pendant la durée d'acquisition (4 µs). De même, pour la hauteur de la cavité ($H_{cavité} = 0.4\ mm$), nous obtenons environ 84 trajets.

IV.6.2. Focalisation par RT simple :

Nous avons ensuite mesuré le signal R(t) reçu sur le transducteur R2 (voir la figure 4.19) en utilisant la deuxième pointe. Ce signal présente une coda d'une durée d'environ 2.5 µs. Pour réduire le bruit aléatoire et améliorer le rapport signal sur bruit, nous avons moyenné le signal reçu sur 1024 acquisitions consécutives.

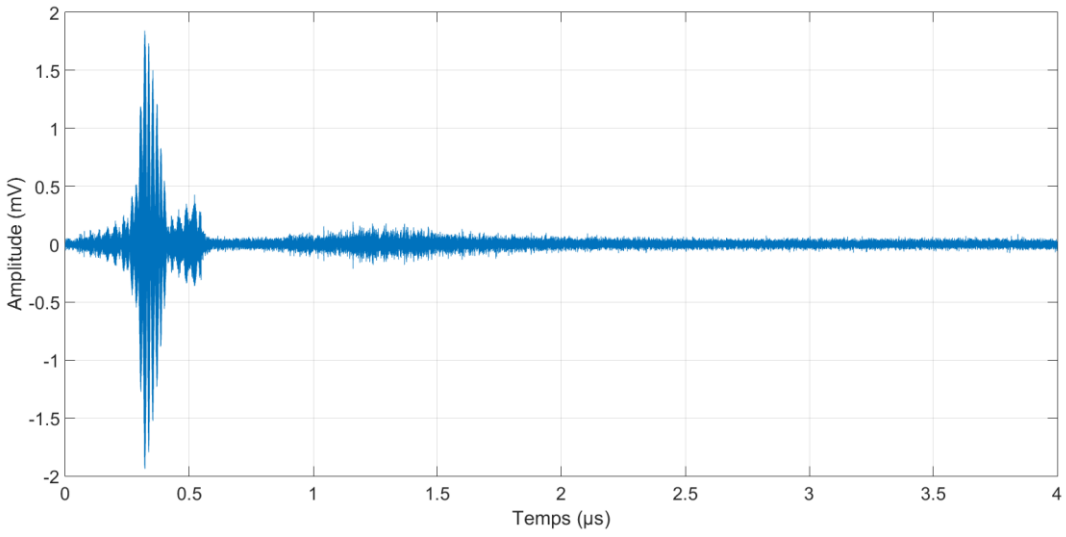


Figure 4.19 : Signal R(t) détecté par le transducteur récepteur R2.

Une fois le signal enregistré, un traitement numérique a été appliqué pour extraire le signal de reexcitation D(t). Il est obtenu par déconvolution permettant de comprimer l'ondelette contenue dans le signal R(t) et d'en déduire la réponse impulsionnelle. Ainsi, la déconvolution augmente la résolution temporelle.

$$\text{Emission E(t)} = chirp(t) \dashrightarrow \text{réception R(t)} = chirp(t) * h_j(t) \tag{4.5}$$

Avec $h_j(t)$ la fonction de transfert entre l'émetteur et le récepteur numéro j

$$\text{Réception D(t)} \dashrightarrow \text{compression} \tag{4.6}$$

$$D(t) = chirp(-t) * R(t) = chirp(-t) * chirp(t) * h_j(t) = \delta(t) * h_j(t) = h_j(t)$$

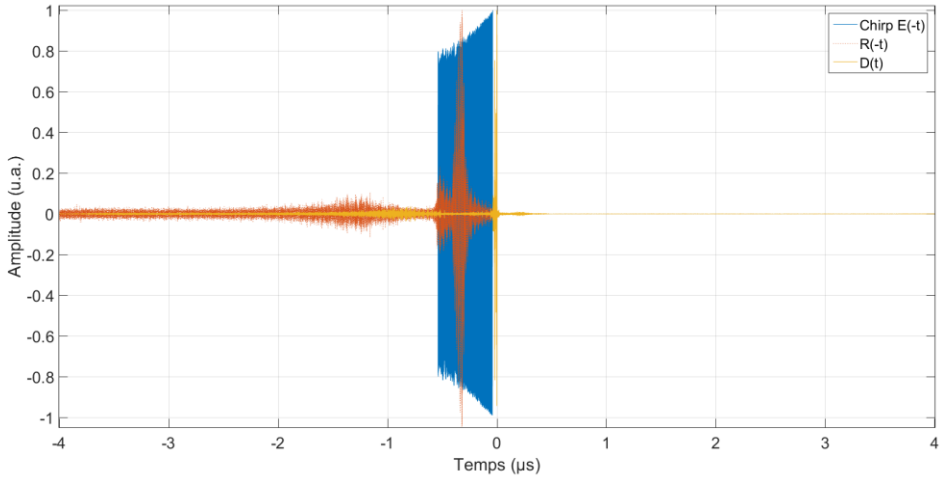


Figure 4.20 : Signal de déconvolution $D(t) = E(-t) \star R(t)$.

Nous avons ensuite appliqué le signal de déconvolution $D(-t)$ sur le transducteur émetteur E. L'onde se propage à nouveau dans la cavité en se réfléchissant sur les miroirs et les différentes surfaces.

$$\text{signal retourné E(t)} = \text{D(-t)} \dashrightarrow \text{réception } R_i(t) = h_i(t) * \text{D(-t)} \tag{4.7}$$

Avec $h_i(t)$ est la fonction de transfert entre l'émetteur et le récepteur numéro i.

$$R_i(t) = h_i(t) * h_j\ (-t) \tag{4.8}$$

$R_i = 0$ si $i \neq j$ si la cavité est parfaitement chaotique.

Nous pouvons également exprimer $R_i(t)$ comme l'intercorrélation entre $h_i(t)$ et h_j (t).

On observe ainsi dans la figure 4.21 la focalisation de l'onde acoustique D(t) sur le transducteur R2.

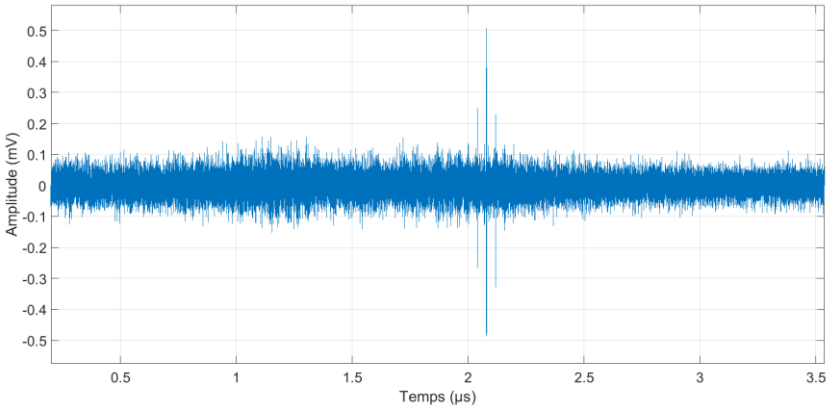


Figure 4.21 : Compression temporelle du signal D(t) sur R2.

IV.6.3. Amélioration de l'amplitude de focalisation (Signal 1-bit) :

Pour maximiser l'énergie de l'onde focalisée, une méthode qui se base principalement sur la modification du signal réémis dans la seconde étape du RT, a été développée par DERODE ET AL. [114]. Cette méthode est appelée RT à 1 bit, et permet de conserver les informations de phase tout en augmentant l'énergie du signal réémis. Elle conduit à favoriser les modes de propagation dont l'amplitude est faible et ainsi à augmenter l'amplitude du signal focalisé.

Les informations de phase et d'amplitude instantanées du signal reçu sont renvoyées. Pour une méthode à 1 bit, le signal inverse sera réglé à ±1 selon le signe de ce signal :

Amplitude de +1 si le signe est positif, amplitude de -1 sinon [115].

Lors du retournement temporel, l'information de phase instantanée est inversée dans le temps tandis que l'information sur amplitude instantanée est ignorée. L'expérience précédente a été répétée avec un signal de déconvolution $D_{1bit}(t)$ de 1 bit. Ce signal pouvant également être vu comme la normalisation par son enveloppe de D(t) est tracé sur la figure 4.22.

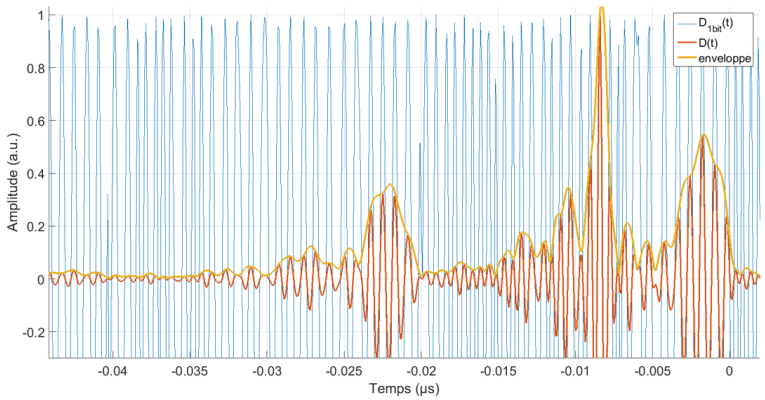


Figure 4.22 : Obtention du signal de déconvolution $D_{1bit}(t)$ par la normalisation de l'enveloppe.

La comparaison entre le signal focalisé en utilisant un signal de reexcitation déconvolué D(t) et le signal focalisé par un signal D_{1bit} (t) est représentée sur la figure 4.23. Il apparaît que l'utilisation du signal D_{1bit}(t) améliore la qualité de la compression temporelle et le rapport signal/bruit. Le passage du simple RT au RT à 1 bit permet de multiplier par 6 l'amplitude au temps de focalisation.

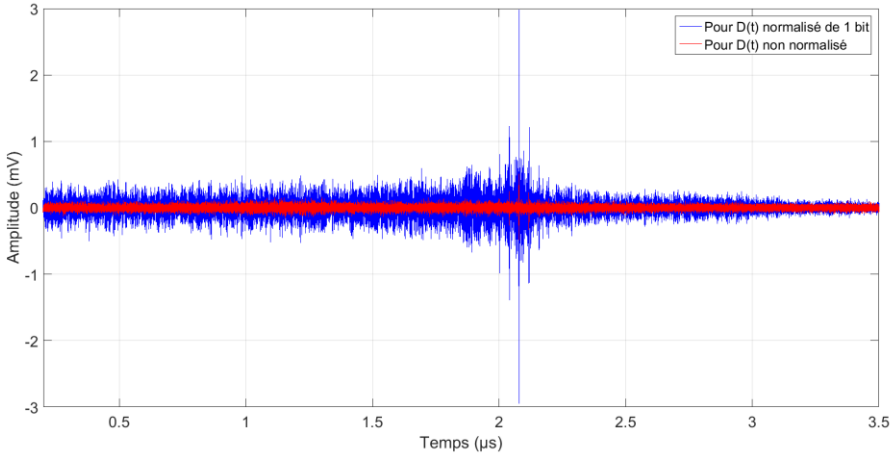


Figure 4.23 : Comparaison de la compression temporelle du signal D(t) et D(t) normalisé 1bit.

L'effet de compression temporelle étant validé, nous nous intéressons maintenant à la focalisation de l'onde. Pour ce faire nous allons analyser les signaux reçus par les transducteurs voisins. Nous remarquons clairement sur la figure 4.24 que l'onde acoustique se focalise bien sur le transducteur R2. Nous notons la présence de petits pics sur quelques courbes surtout pour les transducteurs qui se situent dans la zone B (R1.1 et R2.2), ainsi qu'un bruit acoustique plus important. Cela peut être expliqué par la structure de la cavité qui présente une certaine symétrie. Malgré ça, la focalisation sur R2 présente une bonne qualité.

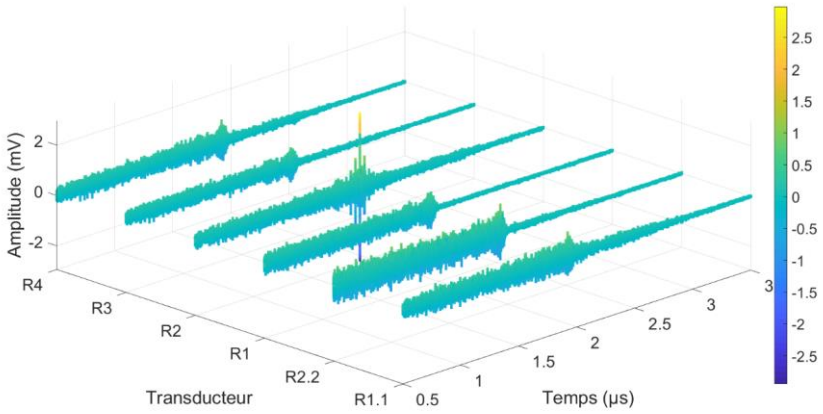


Figure 4.24 : Mesures des signaux sur différents transducteurs après focalisation sur R2.

IV.6.4. Mesures de focalisation sur d'autres cavités :

IV.6.4.1. Cavité 2 : réalisée par un défaut de gravure :

Pendant la gravure chimique, le KOH peut provoquer des rugosités et des défauts dont les formes sont liées aux orientations cristallographiques. Ces défauts peuvent perturber la sélectivité, l'anisotropie et le contrôle dimensionnel.

Dans notre cas, après 3 heures de gravure, nous avons remarqué la présence de défauts dans certaines zones du substrat. Nous avons ensuite exploité l'un de ces défauts en faisant des mesures en transmission sur une matrice de transducteurs comme le présente la figure 4.25. Le transducteur émetteur est situé directement en face du miroir. Par conséquence, les trajets multiples des ondes sont plus importants que ceux dans la cavité 1.

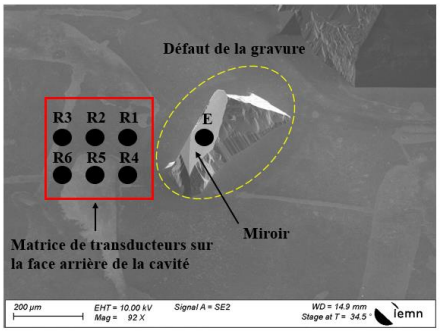
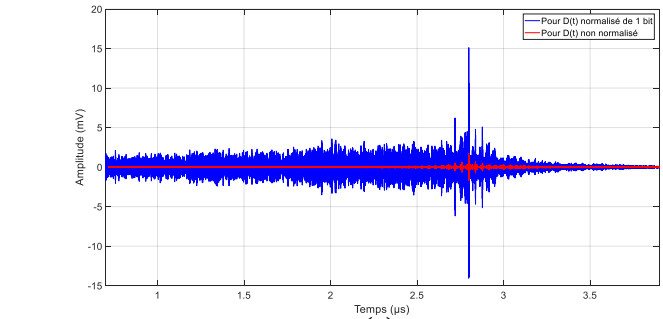
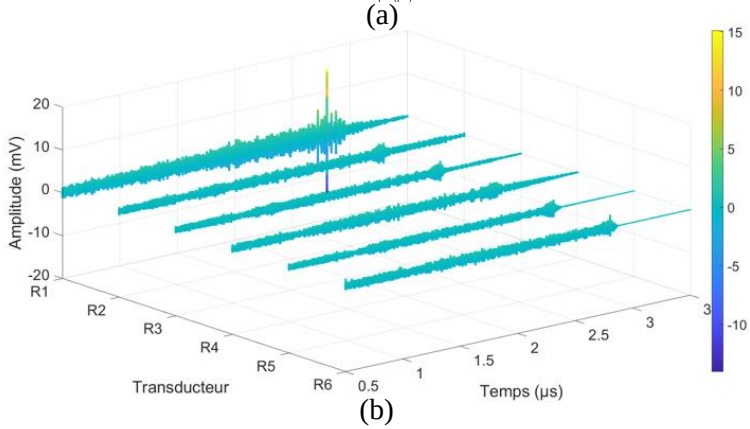


Figure 4.25 :Un défaut de gravure chimique présente un diffuseur dans la cavité.



(a)



(b)

Figure 4.26 : (a) Compression temporelle sur le récepteur R1 de la deuxième cavité, (b) mesures des signaux sur différents transducteurs.

La figure 4.26.a représente les deux signaux mesurés sur le transducteur R1. Comme nous l'avons montré dans le paragraphe précèdent, l'utilisation du signal $D_{1bit}(t)$ normalisé dans la deuxième étape du RT améliore toujours la qualité de la focalisation. Le passage du simple RT au RT à 1 bit permet de multiplier par 6 l'amplitude au temps de focalisation.

En comparant avec les résultats de compression temporelle sur R2 de la cavité 1 (figure 4.23), l'amplitude maximale du signal compressé est ici 5 fois plus importante. Cela provient de la petite taille et la complexité de la géométrie de la cavité 2 qui permet de confiner plus d'énergie acoustique et avoir plus de trajets des ondes avec un niveau important. Mais l'étude et la réalisation des cavités de cette forme, résultant d'un dysfonctionnement, sont difficilement envisageables.

IV.6.4.2. Cavité 3 : réalisée par un défaut de gravure :

Les dernières mesures sont réalisées sur une cavité de dimensions différentes à la cavité n°1 avec la présence d'un défaut de la gravure chimique sur un des côtés comme présenté dans la figure 4.27. Comme précédemment, le transducteur émetteur est bien placé en face d'un miroir. Les transducteurs récepteurs sont situés dans la zone B non gravée. Nous avons choisi le transducteur R3 pour effectuer la focalisation de l'énergie.

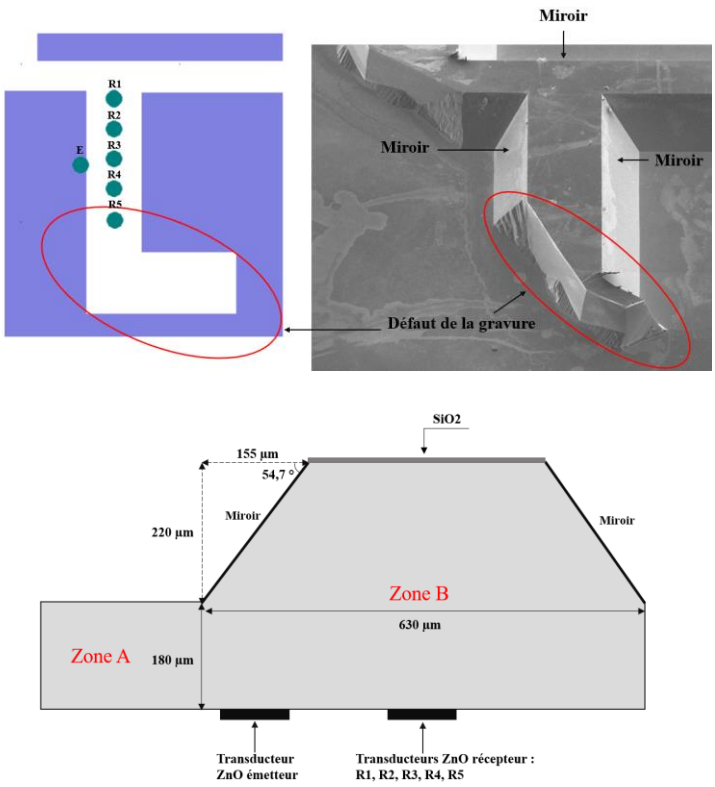


Figure 4.27 : Image MEB et dimensions de la cavité 3.

Figure 4.28 représente les signaux sur les quatre transducteurs de la cavité (R1 - R4) lors de cette focalisation. Tandis que les transducteurs R1 et R2 démontrent la quasi-absence d'énergie acoustique, le signal du transducteur R4 possède une amplitude importante qui est comparable à l'amplitude détectée sur le transducteur R3. De plus pour ces transducteurs R3 et R4, nous observons la présence de plusieurs pics parasites autour du pic central de focalisation normalisée. Leurs amplitudes atteignent jusqu'à 70 % de l'amplitude du pic principal.

En comparant avec les mesures précédentes, nous constatons que la qualité de la focalisation varie énormément d'une zone à une autre ce qui s'explique par la forte symétrie dans la zone B qui n'assure pas la décorrélation spatio-temporelle. Pour cette raison, les fonctions de transferts entre l'émetteur et les transducteurs récepteurs ne paraissent pas orthogonales ($R_i(t) \neq 0$ bien que i ≠ j car la zone B n'est pas parfaitement chaotique).

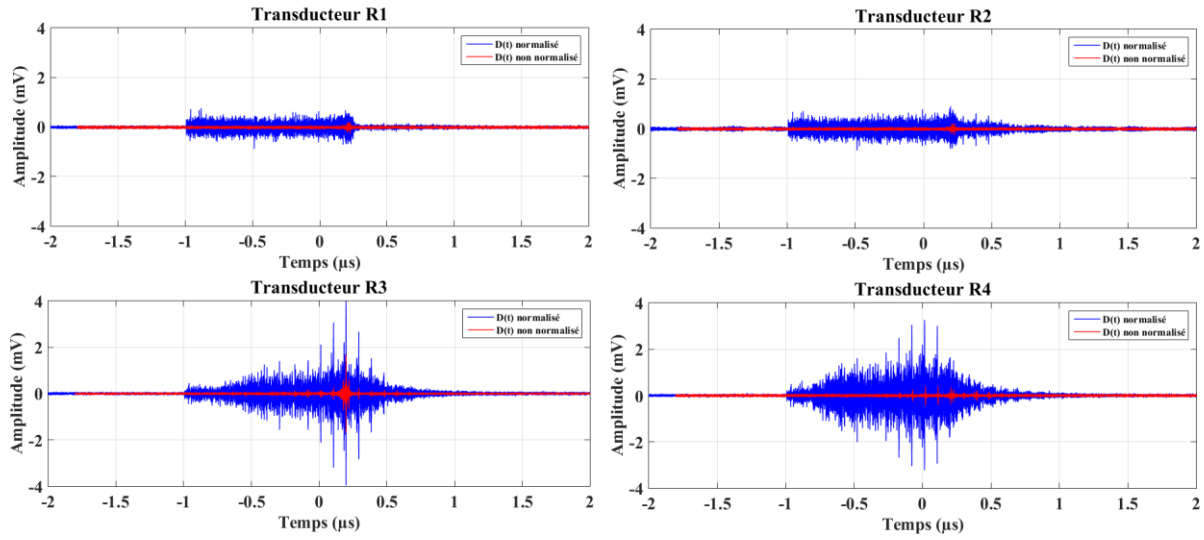


Figure 4.28 : Mesures des réponses impulsionnelles sur différents transducteurs récepteurs pour une focalisation sur R3.

IV.6.3. Intercorrélations des signaux transmis :

Afin d'avoir une vision plus quantitative de l'aptitude des 3 cavités à focaliser, nous avons utilisé les intercorrélations entre les signaux $S_{12}(t)$. Les résultats sont présentés dans la figure suivante 4.29.

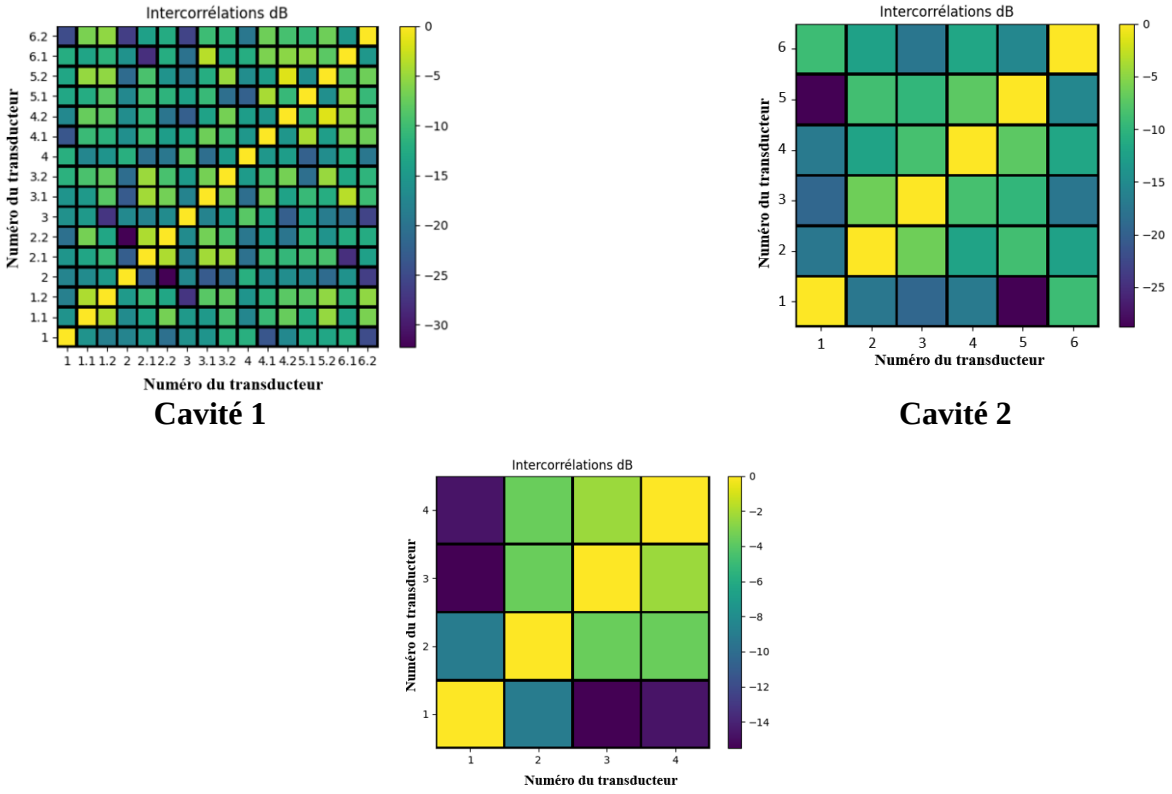


Figure 4.29 : Intercorrélations entre les signaux pour les 3 cavités.

Les signaux ont été normalisés afin de présenter un niveau d'autocorrélation de 0 dB. Un système permettant une bonne focalisation doit avoir un faible niveau d'intercorrélation. La qualité de focalisation n'est pas la même pour différentes cavités, cela dépend de leurs symétries. Dans la cavité 1, si on regarde les colonnes (1,1), (2,2), (3,3) et (4,4), nous pouvons constater que les transducteurs R1, R2, R3 et R4 qui sont situés dans la zone A gravée, reçoivent plus d'énergie lors de la focalisation car si on se décale, par exemple, à la colonne (2,2.1), on trouve un niveau de -20 dB c'est-à-dire que le signal est correctement focalisé sur le transducteur R2 avec peu d'énergie transmise sur le transducteur R2.1.

Dans la cavité 3, la mesure des intercorrélations valide la mauvaise focalisation expérimentale que nous avons trouvée. Les colonnes (4,3) et (3,4) présentent un niveau de -2 dB ce qui montre qu'il y a peu d'écart.

IV.7. Rapport énergétique du signal focalisé :

Pour mieux quantifier l'étude, nous définissons le rapport de compression énergétique ξt par l'équation (4.9) [116]. Ce coefficient montre essentiellement le rapport de l'énergie qui se trouve dans le point focal à l'instant de la focalisation relativement à l'énergie autour de ce pic central pendant la durée du signal émis.

$$\xi t = \frac{E_{focale}}{E_{fenêtre}}(\%) \tag{4.9}$$

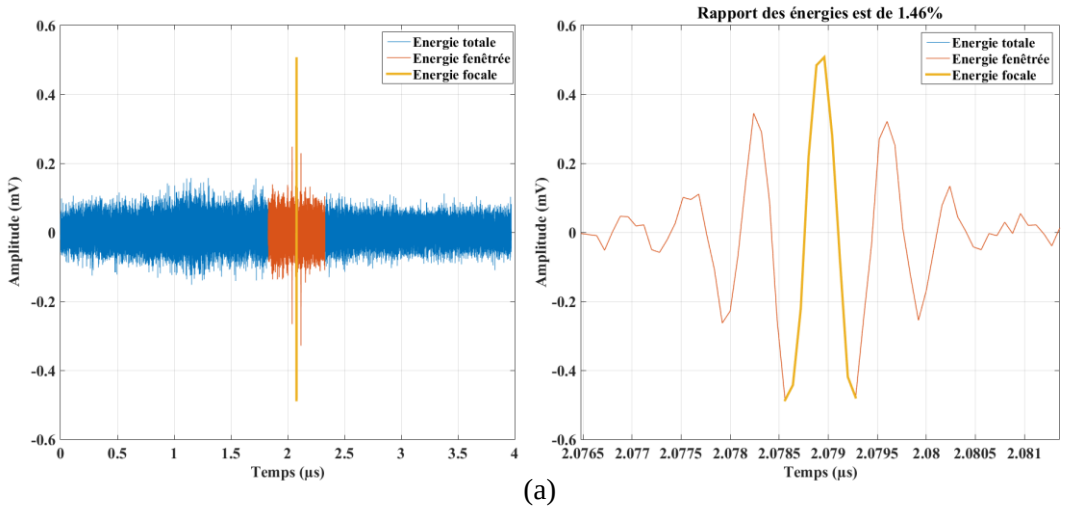
Pour mesurer l'énergie émise lors de la focalisation, nous introduisons un fenêtrage du signal reçu avec une durée τ égale à la durée du signal émise par la source. Cette énergie $E_{fenêtre}$ se trouve au dénominateur de l'équation (4.9). Nous définissons également l'énergie focale E_{focale} par le pic central du signal.

La figure 4.30 présente la façon de préciser le rapport énergétique pour une durée du signal de source initiale τ = 0.5 µs. Nous pouvons aussi voir l'énergie focale et fenêtrée. Nous remarquons que le rapport énergétique ξt pour une focalisation par déconvolution présente 1,46 % de l'énergie totale émise dans la cavité 1. Nous constatons aussi que la méthode de la focalisation par déconvolution normalisée permet d'avoir un rapport énergétique ξt égale à 1,26 %, ce qui est inférieur au cas précèdent. Ainsi la focalisation par un signal normalisé permet d'obtenir des niveaux d'amplitudes plus élevés, cependant la qualité de focalisation diminue. Ce résultat découle directement de l'approche de normalisation. En cas de focalisation « standard » (RT simple) par déconvolution il y a seulement quelques modes dominants dans la cavité qui contribuent considérablement à la focalisation. En cas de normalisation par l'enveloppe, on égalise la contribution de tous les modes présents dans la cavité. Ainsi l'amplitude au point focal devient plus grande, mais en même temps les modes incohérents et les bruits sont également amplifiés ce que diminue le « contraste » du pic central par rapport à son entourage. Pour cette raison les valeurs de ξ_t pour la focalisation normalisée sont systématiquement inférieures à celles du cas « standard ». Ce n'est pas le cas pour la cavité n°3 à cause de la mauvaise focalisation dans la zone B qui présente une symétrie importante.

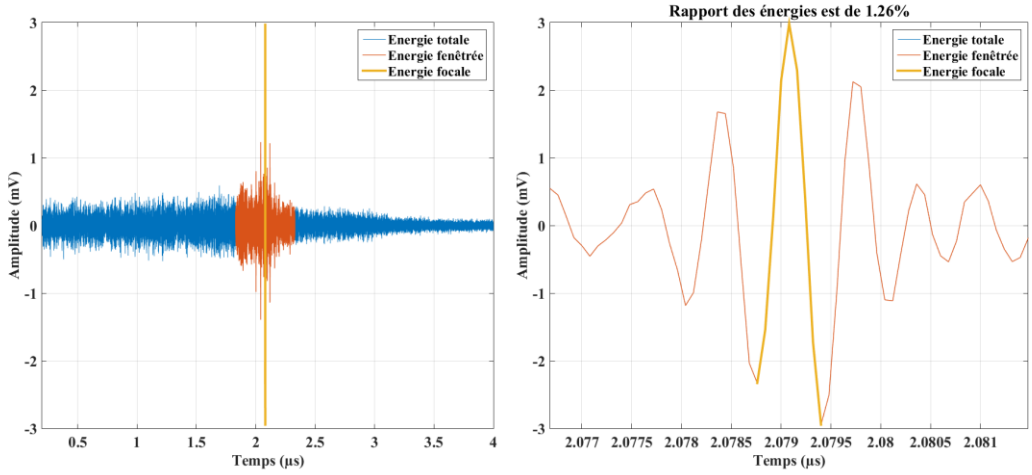
Dans la cavité 2, nous avons trouvé un rapport énergétique plus important que celle de la cavité 1 avec une valeur de 2.27 % pour une déconvolution non normalisée et de 1.59 % pour une déconvolution normalisée.

	Déconvolution non normalisée	*Déconvolution normalisée (1 bit)*
Cavité 1	1.46 %	1.26 %
Cavité 2	2.27 %	1.59 %
Cavité 3	0.30 %	0.73 %

Tableau 4.3 : Valeurs du rapport énergétique pour les 3 cavités.



(a)



(b)

Figure 4.30 : Rapport énergétique ξt dans le temps, (a) simple RT et (b) RT à 1 bit.

IV.8. Estimation d'atténuation dans la cavité :

L'estimation de facteur d'atténuation est effectuée à partir des enveloppes de signaux temporels des coefficients de réflexion S_{11} enregistrés pour une matrice de 16 transducteurs récepteurs déposés dans la zone A de la cavité et 5 émetteurs en face du même miroir (figure 4.31). Pour chaque récepteur la mesure est moyennée pour ces 5 émetteurs. Ainsi, la figure 4.31 présente les 80 courbes mesurés.

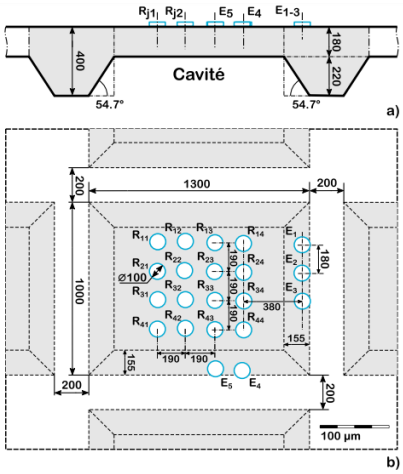


Figure 4.31 : Configuration géométrique de la microcavité en silicium : (a) vue latérale ; (b) vue de dessus.

Les signaux correspondant à chaque émetteur sont représentés par des couleurs différentes. Pour faciliter la perception visuelle de ce nombre important de courbes, celles-ci sont partiellement transparentes. Comme on peut l'observer, les signaux correspondent au résultat attendu des allers-retours multiples dont l'amplitude décroît à cause d'atténuation du matériau L'écartement de différentes impulsions sur la figure 4.32 est conditionné par l'épaisseur de la cavité. Cette décroissance d'amplitude permet d'estimer le facteur d'atténuation dans la cavité pour la gamme de fréquences utilisée.

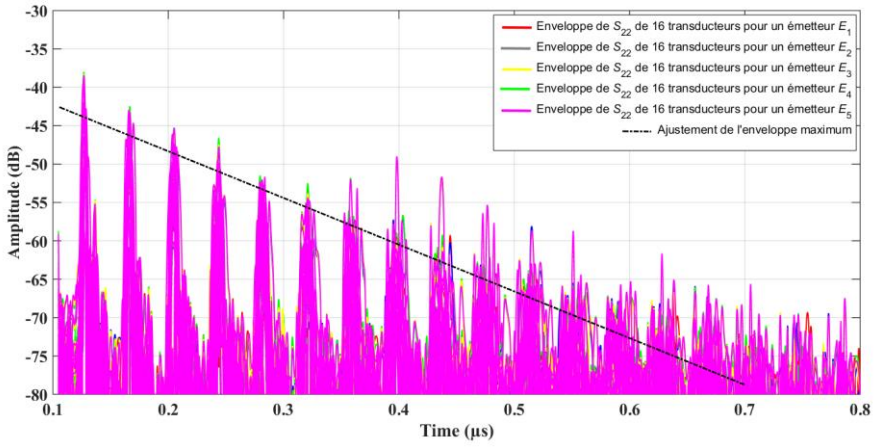


Figure 4.32 : Les enveloppes du paramètre $S_{22}(t)$ de 16 transducteurs récepteurs.

La ligne droite noire interrompue passe approximativement par les maximums des enveloppes, sa pente de -60.8 dB/µs permet d'estimer la valeur du facteur d'atténuation. L'affaiblissement du signal dans la cavité est de 60.8 dB/µs (6 dB pour 100 périodes). Cette valeur est assez élevée par rapport aux dimensions de la cavité, cela explique la faible durée de la coda et le faible rapport de compression temporelle.

IV.9. Conclusion:

L'objectif de ce chapitre était de présenter la réalisation d'un microsystème acoustique permettant de valider la possibilité de focalisation par retournement temporel d'une onde acoustique UHF émise par un seul transducteur.

Une modélisation 2D du microsystème nous a permis de prédire que les signaux transmis aux transducteurs récepteurs présentant des codas pourront être utilisés en RT.

Pour passer à cette réalisation, nous avons utilisé une technique de gravure humide anisotrope qui permet d'avoir des miroirs d'angle 54.7 °, par rapport à la surface du wafer de silicium, sur le plan {1 1 1} du silicium. Ces miroirs permettent de diffuser des ondes acoustiques dans un espace de dimensions latérales (1 mm * 1.5 mm).

Nous avons ensuite réalisé des transducteurs sur la face arrière du substrat de silicium en positionnant les transducteurs émetteurs en face des miroirs de telle sorte que l'onde acoustique se diffuse dans la cavité.

Une mesure de l'amplitude de vibration sur la surface même d'un transducteur par un vibromètre laser montre que le ZnO ne permet pas de créer des niveaux de déplacement assez importants pour la détection optique HF. Nous avons donc dû remplacer une mesure optique quasiment continue de l'amplitude de vibration à la surface de l'échantillon par une mesure discrète, réalisée par le dépôt d'un réseau de transducteurs récepteurs.

Les mesures expérimentales sur le microsystème nous ont permis de valider l'efficacité de la cavité en montrant la forme des signaux transmis aux transducteurs récepteurs qui permettent d'avoir plus de trajets possibles avec des amplitudes importantes et exploitables.

Pour une cavité bien définie, nous avons fait des mesures sur des transducteurs situés sur deux zones différentes (A gravée et B non gravée). Nous avons alors constaté que la zone A gravée est plus favorable à la formation des signaux de type coda.

Ensuite, des expériences de focalisation ont été effectuées par la technique de retournement temporel. Nous avons montré qu'il était possible de focaliser une source acoustique de large bande (0.2 GHz – 2 GHz) en haute fréquence en utilisant une cavité en silicium avec des miroirs.

Dans le but de favoriser les modes de propagation de faibles amplitudes et de transmettre plus d'énergie dans la cavité, nous avons utilisé la méthode de retournement temporel 1-bit. Nous

avons donc remarqué que cette méthode, dans notre cas, permet d'augmenter l'amplitude du signal focalisé 6 fois par rapport au retournement temporel simple.

Nous avons ensuite réalisé d'autres mesures de RT sur des microsystèmes présentant des défauts de gravures et nous avons remarqué que les transducteurs récepteurs reçoivent un signal plus important qu'en absence de ces défauts.

De plus, la qualité de focalisation dans la zone B non gravée est moins importante que dans la zone A gravée. Nous expliquons cette différence par l'importante symétrie dans la zone B.

Le rapport énergétique de chaque signal focalisé dans les 3 cavités a été calculé. Le niveau de ce rapport est de l'ordre de ~ 2 % et il est plus important pour une focalisation simple.

Nous avons, de plus, pu estimer l'atténuation de la cavité à une valeur de 60.8 dB/µs.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse s'est concentré sur le développement d'un premier prototype d'un microsystème acoustique pour une future application d'imagerie surfacique haute fréquence (~1 GHz). La technique évaluée consiste en une matrice de transducteurs piézoélectriques déposés sur une cavité chaotique en silicium afin de focaliser toute l'énergie acoustique diffusée dans cette cavité sur un transducteur par la technique du retournement temporel.

L'étude bibliographie dans le premier chapitre a confirmé l'originalité de ce microsystème proposé dans le domaine de l'imagerie haute fréquence. De nombreuses applications ont été proposées au travers de plusieurs méthodes de fonctionnement dont les limites de résolution ont été explorées. La taille de notre dispositif et la fréquence ultrasonore utilisée lui confèrent son originalité. Dans le domaine de fréquence du gigahertz, la microscopie acoustique à balayage s'est révélée la plus utilisée, même si le dispositif est lourd, coûteux et lent.

L'objectif de ce travail a été d'étudier la possibilité d'appliquer au domaine haute fréquence la technique d'imagerie par retournement temporel déjà validée dans le domaine de fréquence de quelques mégahertz car l'état de l'art des technologies acoustiques ne permettent pas la réalisation de réseaux de transducteurs assez fins et de leur interfaçage électronique dans la gamme du GHz. Dans le deuxième chapitre, nous avons d'abord rappelé les différents types d'ondes, la notion d'élasticité ainsi que les différents phénomènes acoustiques en jeu dans la caractérisation des interfaces de deux matériaux. Ensuite, nous avons également analysé les transducteurs ultrasonores à base d'oxyde de zinc. Des simulations basées sur le modèle de Auld nous a permis de définir la géométrie du transducteur afin d'avoir une résonance d'environ 1 GHz. Nous avons aussi présenté les différentes étapes de micro-technologies que nous avons utilisées pour réaliser ces transducteurs.

Lors de la caractérisation du transducteur, nous avons montré la présence de deux modes de résonances (transversale et longitudinale). Cela est induit par une faible inclinaison de l'axe C du film de ZnO par rapport à la normale au substrat pendant le dépôt. Cette inclinaison permet d'exciter le mode de cisaillement mais le niveau reste très faible par rapport au mode longitudinal. Dans ce cas, nous avons pu estimer les coefficients de couplages électromécaniques pour les deux modes $K_s = 0,10$ et $K_L = 0,23$ grâce à l'algorithme de Nelder-Mead.

L'avantage principal de cette technologie est sa résonance sur une très large bande ce qui permet de réaliser des impulsions très courtes et donc de disposer d'une résolution axiale importante mais son inconvénient est principalement la faible sensibilité acoustique liée à la difficulté d'adaptation électrique. En effet, le transducteur analysé présente des pertes d'insertions de valeur 10 dB autour de la fréquence de résonance du mode longitudinal.

Dans beaucoup de sujets, il est important de pouvoir générer des ondes transversales de niveau exploitable. Dans ce cadre, à la fin de ce chapitre, nous avons présenté une méthode de dépôt de ZnO par pulvérisation magnétron permettant de fabriquer des transducteurs capables de générer les deux types d'onde (longitudinal et transversal) avec un niveau de cisaillement important. Cette technique se base sur l'ajout d'un cache rectangulaire en aluminium entre le substrat à déposer et la cible afin de réaliser une orientation cristalline du matériau sur certaines zones du substrat.

En lien avec les problèmes d'adaptation électrique des transducteurs et donc l'énergie réfléchie, nous avons consacré le troisième chapitre à l'étude de quelques méthodes d'adaptation afin de choisir la solution la plus efficace et réalisable en pratique à 1 GHz. Après l'étude du filtre de Tschebyshev, nous avons conclu que la bande ne s'élargit pas lors de l'adaptation et que pour des filtres passe-bas, seul ceux d'ordres pairs pouvaient convenir. L'ordre 2 parait le plus adéquat. De plus, ce type de filtre n'est applicable que pour une charge purement réelle. A sa fréquence de résonance ($LCW_0^2 = 1$), le transducteur se comporte comme une charge $R//C_0$. Nous pouvons considérer C_0 comme un élément du circuit d'adaptation car R est très grande devant 50 Ω. Pour une fréquence différente de la fréquence de résonance ($LCW_0^2 \neq 1$), la qualité de l'adaptation est moins bonne. Ainsi, pour éviter ce problème, nous avons étudié la méthode de Youla qui permet de considérer tous les éléments réactifs de la charge comme faisant partie du circuit d'adaptation. Cependant, cette méthode n'admet de solutions que si certains critères sont vérifiés, ce qui n'est le cas pour notre transducteur à cause de sa faible valeur de la capacité statique C_0.

Nous avons également utilisé un transformateur LC composé de deux composants réactifs pour une charge complexe. Mais dans le cas réel, on trouve difficilement les composants de valeurs adéquates, de plus, ils peuvent présenter des effets négatifs comme les interférences électromagnétiques causées par les sections proches et les couplages parasites.

Une autre méthode qui se base sur la répartition des réflexions sur chaque cellule « Theory of Small Reflections » par des lignes coplanaires, a présenté des bons résultats de simulation sur

QUCS mais la longueur du circuit est importante ce qui peut introduire des effets électromagnétiques et des pertes parasites en haute fréquence.

Dans le cas pratique, pour obtenir une adaptation efficace, il est nécessaire de prendre en compte la connexion au plot du circuit d'adaptation, que nous avons réalisée à l'aide d'un fil d'or de diamètre 25 µm. Ce dernier a largement modifié le comportement électrique du transducteur par un effet clairement inductif mais également d'autres effets que nous n'avons pas pu traduire en circuit électrique équivalent.

Nous avons finalement décidé d'utiliser un composant discret sous forme d'une bobine de 8.6 nH afin de compenser la partie imaginaire équivalente au circuit transducteur/connexion. Malgré les problèmes importants rencontrés lors de la réalisation comme les effets de soudure et de fil, l'adaptation a été bien réalisée. Ceci s'est traduit par la diminution des pertes d'insertion et l'obtention d'une bande passante de 250 MHz associée à un gain de 8 dB par rapport au transducteur non adapté. L'utilisation d'un banc de caractérisation hyperfréquence composé des pointes RF a introduit de nombreuses difficultés de mesure, en particulier la mesure de déplacement mécanique par un vibromètre laser. Ainsi, le deuxième but d'adaptation a été d'intégrer ces transducteurs de petites tailles dans un circuit connecté par une fiche SMA afin de pouvoir le manipuler.

Le quatrième et dernier chapitre a été consacré à la réalisation et l'analyse du dispositif. Nous avons d'abord commencé par présenter les résultats de modélisation 2D du microsystème. Ces résultats nous ont permis de prédire que les signaux transmis dans une cavité de silicium avec des miroirs d'angle 54.7 ° présentent des codas qui peuvent être utilisées dans la focalisation de l'énergie par Retournement Temporel.

Pour réaliser ces miroirs, nous avons gravé un substrat de silicium de 400 µm d'épaisseur par voie chimique en utilisant le KOH 20 % pour 3 heures afin d'avoir une profondeur de 210 µm. Cette gravure nous a permis d'avoir des miroirs acoustiques d'angle 54.7 ° sur le plan {1 1 1} du silicium. Ainsi, la cavité chaotique finale a des dimensions latérales (1 mm * 1.5 mm) et est constituée d'une zone A gravée, une zone B non gravée et des miroirs. Nous avons ensuite déposé des transducteurs sur la face arrière du substrat gravé en positionnant les émetteurs en face des miroirs. Nous avons estimé l'atténuation de la cavité à une valeur de 60.8 dB/us, l'équivalent de 6 dB pour 100 périodes.

Nous avons montré par les mesures d'un interféromètre Laser que le ZnO ne permet pas d'avoir des niveaux de déplacement suffisant. Nous n'avons pu dépasser la puissance RF appliquée de

10 dBm pour une amplitude de déplacement maximale de 30 pm. Afin d'obtenir une preuve de concept, nous avons déposé des transducteurs récepteurs et nous avons réalisé la caractérisation à l'aide de deux pointes de mesures RF. L'analyse de la mesure du coefficient de transmission $S_{12}(t)$ avant d'effectuer la focalisation, nous a permis de clairement constater que la zone A gravée est plus favorable à la formation des signaux de type coda car cette zone présente une faible symétrie. Ainsi, comme premier essai, nous avons choisi un transducteur récepteur localisé en face de cette zone pour appliquer la focalisation. Afin de transmettre plus d'énergie dans la cavité, nous avons appliqué la méthode de RT 1-bit et avons pu remarquer que le passage du simple RT au RT à 1-bit permet de multiplier par 6 l'amplitude focalisée.

Lors de la réalisation de la cavité, la longue durée de la gravure par le KOH a provoqué des défauts dans certaines parties du substrat du silicium. Nous avons exploité l'un de ces défauts pour refaire la même expérience, ce qui nous a conduits à de bons résultats. Pour mieux quantifier l'étude, nous avons calculé un rapport énergétique du signal focalisé qui était de l'ordre de 2 %.

Ce travail de thèse présente une première étape du développement d'un microsystème d'imagerie surfacique en haute fréquence. Nous avons pu valider la focalisation de l'énergie sur un point de la cavité par la technique de RT. Cependant, il nous a été impossible d'évaluer la résolution spatiale à cause de la limite de détection de déplacement par le vibromètre laser. Pour tester réellement l'application d'imagerie, il est nécessaire de trouver un moyen permettant d'augmenter les amplitudes de déplacement sur la zone à focaliser ou d'abaisser le seuil de l'appareil de mesure.

Comme perspectives, nous proposons de modéliser le comportement RF des transducteurs couplés à des lignes d'adaptation par composants répartis afin de choisir une géométrie convenable du circuit d'adaptation et de s'affranchir des connexions par fil d'or.

L'exploitation des transducteurs qui sont capables de générer les deux types d'onde pour avoir une coda résultant de plus de réflexions pourraient être étudiés.

Nous devrons également optimiser la forme de la cavité par modélisation des réflexions multiples grâce aux méthodes d'éléments finis.

Afin d'améliorer le rapport signal/bruit des mesures de déplacement par vibromètre laser, nous proposons d'y intégrer des techniques utilisées en RT (focalisation itérative).

Pour scanner la surface à étudier et parvenir à enregistrer des niveaux de faibles amplitudes nous proposons d'étudier et de réaliser des pointes de mesure piézoélectriques suffisamment sensibles.

Nous proposons également l'étude et l'utilisation des matériaux piézoélectriques avec un rendement important : meilleure tenue en puissance, adaptation électrique plus aisée et conversion électromécanique importante.

Annexes

Annexe 1 : Les coefficients du filtre Butterworth.

n	Polynôme de Butterworth B_n(p) pour $w_c = 1$
1	$(p+1)$
2	$(p^2 + 1.4142p + 1)$
3	$(p+1)(p^2 + p + 1)$
4	$(p^2 + 0.7654p + 1)(p^2 + 1.8478p + 1)$
5	$(p+1)\,(p^2 + 0.6180p + 1)(p^2 + 1.6180p + 1)$
6	$(p^2 + 0.5176p + 1)(p^2 + 1.4142p + 1)(p^2 + 1.9319p + 1)$
7	$(p+1)\,(p^2 + 0.4450p + 1)(p^2 + 1.2470p + 1)(p^2 + 1.8019p + 1)$
8	$(p^2 + 0.3902p + 1)(p^2 + 1.1111p + 1)(p^2 + 1.6629p + 1)(p^2 + 1.9616p + 1)$

Tableau 5.1 : Polynôme de Butterworth pour n = [1-8].

n	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
2	1.4142	1								
3	2.0000	2.0000	1.0000							
4	2.61312	3.4142	2.6131	1.0000						
5	3.2360	5.2360	5.2360	3.2360	1.0000					
6	3.8637	7.4641	9.1416	7.4641	3.8637	1.0000				
7	4.4939	10.0978	14.5917	14.5917	10.0978	4.4939	1.0000			
8	5.1258	13.13707	21.8461	25.6883	21.8461	13.1370	5.1258	1.0000		
9	5.7587	16.5817	31.1634	41.9863	41.9863	31.1634	16.5817	5.7587	1.0000	
10	6.3924	20.4317	42.8020	64.8823	74.2334	64.8823	42.8020	20.4317	6.3924	1.0000

Tableau 5.2 : Les coefficients du filtre Butterworth.

Annexe 2 : Tables des polynômes de Tschebyshev.

n	Dénominateur (le numérateur est à 1)
2	$(0.3017p^2 + 0.7158p + 1)$
3	$(0.5918p^2 + 0.5736p + 1)(1.0310p + 1)$
4	$(0.7518p^2 + 0.3972p + 1)(1.6053p^2 + 2.0475p + 1)$
5	$(0.8368p^2 + 0.2787p + 1)(1.5725p^2 + 1.3712p + 1)(1.8550p + 1)$

Tableau 5.3 : Table des polynômes pour ε=0.1 dB.

n	Dénominateur (le numérateur est à 1)
2	$(0.6595p^2 + 0.9402p + 1)$
3	$(0.8753p^2 + 0.5483p + 1)(1.5960p + 1)$
4	$(0.9402p^2 + 0.3297p + 1)(2.8057p^2 + 2.3755p + 1)$
5	$(2.0974p^2 + 1.2296p + 1)(0.9650p^2 + 0.2161p + 1)(2.7590p + 1)$

Tableau 5.4 : Table des polynômes pour ε=0.5 dB.

n	Dénominateur (le numérateur est à 1)
2	$(0.9070p^2 + 0.9956p + 1)$
3	$(1.0058p^2 + 0.4970p + 1)(2.0230p + 1)$
4	$(1.0136p^2 + 0.2828p + 1)(3.5791p^2 + 2.4113p + 1)$
5	$(2.3293p^2 + 1.0911p + 1)(1.0118p^2 + 0.1610p + 1)(3.4540p + 1)$

Tableau 5.5 : Table des polynômes pour ε=1 dB.

Annexe 3 : Suite de la méthode de Youla.

Etape 2-4 :

- Déterminer la bande passante et le gain optimaux
- Déterminer le coefficient de réflexion nécessaire pour calculer l'impédance du quadripôle (**figure 5.1**).
- Calculer l'impédance du quadripôle.

Ces étapes sont regroupées parce qu'elles suivent toutes, à quelques variations prés, la technique de Youla [117].

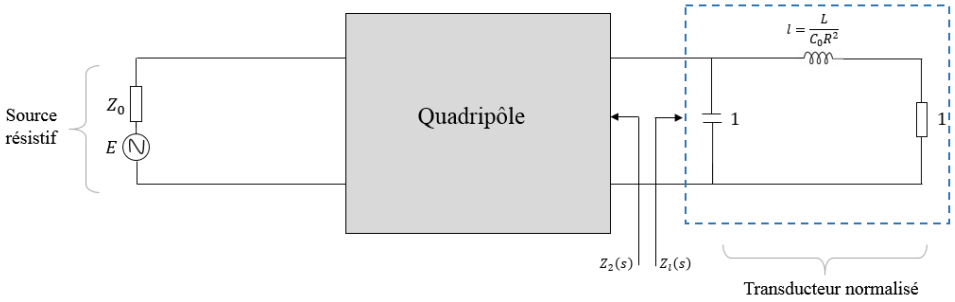


Figure 5.1 : Un filtre généralisé.

Le gain de puissance du transducteur se définit par Youla comme suit :

$$G(w^2) = 1 - |S_{22}(jw)|^2 \tag{5.1}$$

Avec $S_{22}(jw)$ le coefficient de réflexion en sortie de quadripôle, égal à :

$$S_{22}(s) = \frac{Z_2(s) - Z_l(-s)}{Z_2(s) + Z_l(s)} \tag{5.2}$$

$Z_2(s)$ est l'impédance regardant dans le port de sortie du quadripôle lorsque le port d'entrée est déterminé dans Z_0 et $Z_l(s)$ est l'impédance du transducteur. Le gain de puissance du transducteur est lié aux coefficients de transmission et de réflexion par l'équation :

$$G(w^2) = |S_{21}(jw)|^2 = |S_{12}(jw)|^2 = 1 - |S_{11}(jw)|^2 = 1 - |S_{22}(jw)|^2 \tag{5.3}$$

Avec $S_{11}(jw)$ le coefficient de réflexion en entrée du quadripôle, $S_{21}(jw)$ et $S_{12}(jw)$ sont les coefficients de transmission en entrée et en sortie du quadripôle. Les pôles de $S_{22}(s)$ sont déterminés par $Z_l(-s)$ comme indiqué dans l'équation (5.2).

avec les pôles notés s_i $(i = 1, 2, 3, \dots, n)$ de $Z_l(-s)$.

$$b(s) = \prod_{i=1}^{n} \frac{s - s_i}{s + s_i} \tag{5.4}$$

Alors on note le coefficient de réflexion réel borné $\rho(s)$:

$$\rho(s) = b(s)\, \frac{Z_2(s) - Z_l(-s)}{Z_2(s) + Z_l(s)} \tag{5.5}$$

L'équation (5.1) peut être écrite comme suit :

$$G(w^2) = 1 - |\rho(jw)|^2 \tag{5.6}$$

L'expression de l'impédance électrique du transducteur est :

$$Z_l(s) = \frac{ls + 1}{ls^2 + s + 1} \tag{5.7}$$

$b(s)$ est une fonction développée à partir des pôles $Z_l(\, s)$ situés à $(s_1, s_2) = \left(\frac{1-\sqrt{1-4l}}{2l}, \frac{1+\sqrt{1-4l}}{2l}\right)$,

$$b(s) = \prod_{i=1}^{2} \frac{s - s_i}{s + s_i} = \frac{(s - s_1)(s - s_2)}{(s + s_1)(s + s_2)} = \frac{ls^2 - s + 1}{ls^2 + s + 1} \tag{5.8}$$

La différence entre la fonction $b(s)$ et le coefficient de réflexion $\rho(s)$ est comme suit :

$$b(s) - \rho(s) = \frac{2\, r_l(s)\, b(s)}{Z_2(s) + Z_l(s)} = \frac{f(s)}{Z_2(s) + Z_l(s)} \tag{5.9}$$

Avec $r_l(s)$ la partie paire de l'impédance de transducteur :

$$r_l(s) = \frac{[Z_l(s) + Z_l(-s)]}{2} = \frac{2}{(ls^2 + 1)^2 - s^2} \tag{5.10}$$

Et

$$f(s) = \frac{2}{(ls^2 + s + 1)^2} \tag{5.11}$$

D'après l'équation (5.9), on peut déterminer l'expression de l'impédance du quadripôle :

$$Z_2(s) = \frac{f(s)}{b(s) - \rho(s_L)} - Z_l(s) \tag{5.12}$$

Les contraintes de base imposées au coefficient de réflexion normalisé $\rho(s)$ par une impédance de charge $Z_l(s)$ sont exprimées le plus succinctement en termes de coefficients des expansions en série de Laurent des fonctions $\rho(s)$, $b(s)$ et $f(s)$ autour de chaque zéro de transmission [118] :

$$\rho(s) = \sum_{m=0}^{\infty} \rho_m (s - s_0)^m \tag{5.13.a}$$

$$b(s) = \sum_{m=0}^{\infty} b_m (s - s_0)^m \tag{5.13.b}$$

$$f(s) = 2\, r_l(s)\, b(s) = \sum_{m=0}^{\infty} f_m (s - s_0)^m \tag{5.13.c}$$

Pour le zéro de transmission à l'infini :

$$\rho(s) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\rho_m}{s^m} \tag{5.14.a}$$

$$b(s) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{b_m}{s^m} \tag{5.14.b}$$

$$f(s) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{f_m}{s^m} \tag{5.14.c}$$

En fonction de la classification du zéro de transmission, l'un des quatre ensembles de conditions de coefficients suivants doit être satisfait :

Classe I : Pour $x = 0,1,2, \dots, k-1$,

$$b_x = \rho_x \tag{5.15}$$

Classe II : ($b_x = \rho_x$) pour $x = 0,1,2, \dots, k-1$,

$$\frac{A_k - \rho_k}{F_{k+1}} \geq 0 \tag{5.16}$$

Classe III : ($b_x = \rho_x$) pour $x = 0,1,2, \dots, k-1$, k ≥ 2 et

$$\frac{A_{k-1} - \rho_{k-1}}{F_k} \geq 0 \tag{5.17}$$

Classe IV : ($b_x = \rho_x$) pour $x = 0,1,2, \dots, k-1$,

$$\frac{F_{k-1}}{A_k - \rho_k} \geq a_{-1} \tag{5.18}$$

Avec a_{-1} est le résidu de $Z_l(s)$ à l'origine $(s = jw_0)$

En normalisant la fonction de la partie paire $r_l(s)$ par rapport à l'impédance de charge $Z_l(s)$, on peut introduire la fonction auxiliaire suivante :

$$w(s) = \frac{r_l(s)}{Z_l(s)} \tag{5.19}$$

L'expression du coefficient de réflexion peut s'écrire comme [119] :

$$\rho(s) = \frac{s^n + a_{n-1}\delta s^{n-1} + a_{n-2}\delta^2 s^{n-2} + \cdots a_1 \delta^{n-1} s \ + \delta^n}{s^n + a_{n-1} w_c s^{n-1} + a_{n-2} {w_c}^2 s^{n-2} + \cdots a_1 + {w_c}^n} \tag{5.20}$$

n = l'ordre du filtre Butterworth, w_c la bande passante normalisée à 3 dB, $\delta = w_c . k$ avec $k = (1-K)^{\frac{1}{2n}}$ or K est le gain de la bande passante.

D'après l'expression 8, $\boldsymbol{s = \infty}$ est un zéro de transmission de classe II de l'ordre 3.

On obtient les équations suivantes :

$$k = 1 - \frac{2}{l\, w_c\, a_1} \tag{5.21}$$

Et

$$w_{c\,max} = \frac{2 \sin\left(\frac{\pi}{2n}\right)}{(1 - k_{max})^l} \tag{5.22}$$

Or

$${k_{max}}^2 + D_{n(l)}\, k_{max} + 1 = 0 \tag{5.23}$$

Avec

$$D_{n(l)} = \frac{\left[1 - \frac{a_1^3\, l}{2\, a_3}\right]}{\left[1 + \frac{a_1^3\,(l-1)}{4\, a_3}\right]} \tag{2.24}$$

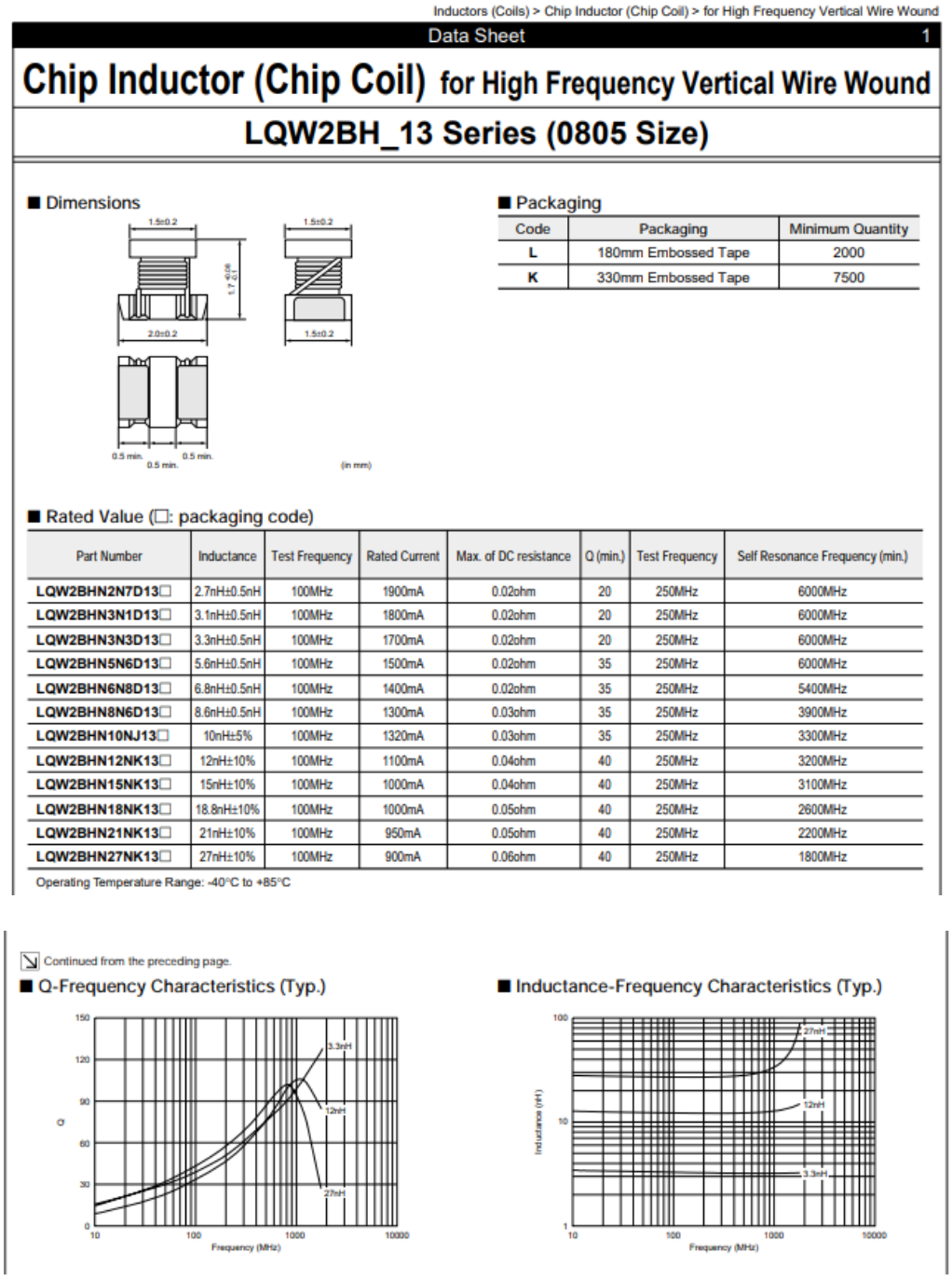
Etape 5 : Synthèse de l'impédance de quadripôle $Z_2(s)$

La procédure de Youla garantit que l'impédance de quadripôle $Z_2(s)$ est une réelle positive et peut être synthétisée, comme l'impédance d'entrée d'un port sans perte se terminant par une résistance R. Le gain de puissance du transducteur Butterworth peut être réalisé avec un réseau d'échelle LC avec des bras de dérivation capacitifs et des bras inductifs, en supprimant séquentiellement les branches capacitives et inductives comme la synthèse d'un réseau LC en utilisant la méthode de Cauer. La réalisation se termine par RL en série, pour n impair, ou RC en parallèle, pour n pair.

Etape 6 : Transformation **passe-bas/passe bande**

La dernière étape consiste à inverser la transformation utilisée à **l'étape 1** dans le chapitre 3, il est facile de transformer le réseau passe-bas normalisé synthétisé à **l'étape 5** en un réseau de transducteur de bande passante désirée résultant en un circuit équivalent pour le transducteur.

Annexe 4 : La fiche technique de l'inductance.



Inductors (Coils) > Chip Inductor (Chip Coil) > for High Frequency Vertical Wire Wound

Data Sheet 1

Chip Inductor (Chip Coil) for High Frequency Vertical Wire Wound

LQW2BH_13 Series (0805 Size)

■ Dimensions

■ Packaging

Code	Packaging	Minimum Quantity
L	180mm Embossed Tape	2000
K	330mm Embossed Tape	7500

■ Rated Value (□: packaging code)

Part Number	Inductance	Test Frequency	Rated Current	Max. of DC resistance	Q (min.)	Test Frequency	Self Resonance Frequency (min.)
LQW2BHN2N7D13□	2.7nH±0.5nH	100MHz	1900mA	0.02ohm	20	250MHz	6000MHz
LQW2BHN3N1D13□	3.1nH±0.5nH	100MHz	1800mA	0.02ohm	20	250MHz	6000MHz
LQW2BHN3N3D13□	3.3nH±0.5nH	100MHz	1700mA	0.02ohm	20	250MHz	6000MHz
LQW2BHN5N6D13□	5.6nH±0.5nH	100MHz	1500mA	0.02ohm	35	250MHz	6000MHz
LQW2BHN6N8D13□	6.8nH±0.5nH	100MHz	1400mA	0.02ohm	35	250MHz	5400MHz
LQW2BHN8N6D13□	8.6nH±0.5nH	100MHz	1300mA	0.03ohm	35	250MHz	3900MHz
LQW2BHN10NJ13□	10nH±5%	100MHz	1320mA	0.03ohm	35	250MHz	3300MHz
LQW2BHN12NK13□	12nH±10%	100MHz	1100mA	0.04ohm	40	250MHz	3200MHz
LQW2BHN15NK13□	15nH±10%	100MHz	1000mA	0.04ohm	40	250MHz	3100MHz
LQW2BHN18NK13□	18.8nH±10%	100MHz	1000mA	0.05ohm	40	250MHz	2600MHz
LQW2BHN21NK13□	21nH±10%	100MHz	950mA	0.05ohm	40	250MHz	2200MHz
LQW2BHN27NK13□	27nH±10%	100MHz	900mA	0.06ohm	40	250MHz	1800MHz

Operating Temperature Range: -40°C to +85°C

Continued from the preceding page.

■ Q-Frequency Characteristics (Typ.)

■ Inductance-Frequency Characteristics (Typ.)

Figure 5.2 : La fiche technique de la bobine.

Communications scientifiques et publications

- **Communication internationale avec acte (Présentation orale) :**

"**Study of a dual longitudinal and shear acoustic wave ZnO transducer in the gigahertz frequency range: Application to viscosity measurement and first step for device integration**" H. Dahmani, I. Zaaroura, P. Campistron, J. Carlier, M. Toubal, B. Nongaillard. **BEST PAPER AWARD**

2019 IEEE International Conference on Design & Test of Integrated Micro & Nano-Systems (DTS), Gammarth, Tunisie, mai 2019, DOI: 10.1109/DTSS.2019.8914906.

- **Communication internationale avec acte (Présentation par affiche) :**

"**Device integration of transducer in the gigahertz frequency range and the first step to achieve ultrasound imaging by time reversal"** H. Dahmani, P. Campistron, J. Carlier, N. Smagin, M. Toubal, B. Nongaillard. **BEST POSTER AWARD**

The International conference on Advanced Materials for Photonics, Sensing and Energy AppliCAtions (AMPSECA 2019), Nov 2019, Marrakech.

- **Revues scientifiques :**

"**Fabrication and optimization of high frequency ZnO transducers for both longitudinal and shear emission: Application of viscosity measurement using ultrasound**" H. Dahmani, I. Zaaroura, A. Salhab, P. Campistron, J. Carlier, M. Toubal, S. Harmand, V. Thomy, M. Neyens, B. Nongaillard. Advances in Science, Technology and Engineering Systems Journal (ASTESJ). Volume 5, Issue 6, Page No 1428--1435, 2020. DOI: 10.25046/aj0506173.

"**Identification of Ultra High Frequency Acoustic Coda Waves using Deep Neural Networks**" V.B. Thati, N. Smagin, H. Dahmani, J. Carlier, I. Alouani, IEEE Sensors Journal, 2021, DOI:10.1109/JSEN.2021.3099078.

"Focusing of UHF acoustic waves in a reverberating silicon cavity by time reversal" H. Dahmani, N. Smagin, P. Campistron, J. Carlier, B. Nongaillard, Article en cours de redaction. **Article en cours de soumission**.

DTS
CERTIFICATE
BEST AWARD 2019
Of Best Paper Award
THIS CERTIFICATE IS PROUDLY PRESENTED TO
HATEM DAHMANI
For participating to the 2019 IEEE international conference
on Design & Test of integrated micro & nano-Systems (DTS'2019),
which was held in Gammarth-Tunis, Tunisia from April 28th to May 01st 2019.
Gammarth, May 01st 2019
Pr. Mohamed Masmoudi
Chair, IEEE DTS'2019

The Best poster award
TO
Hatem DAHMANI
3rd International Congress on Advanced Materials for Photonics, Sensing, and Energy
Applications, AMPSECA 2019, held in Marrakech, Morocco
October 30-November 01, 2019
AWARDS
Prof. Yahia Boughaleb
AMPSECA CHAIR
Prof. Youssef EL Kouari
AMPSECA CHAIR

Bibliographie

[1] P . Langevin et C. Chilowsky, ‘‘Procédés et appareils pour la production de signaux dirigés et pour la localisation d’obstacles sous-marins.’’, Brevet français n°502913 du 29 mai 1916.

[2] J.P. Lefebvre, P. Lasaygue, C. Potel, J.F de Belleval, P. Gatignol, ‘‘L’acoustique ultrasonore et ses applications, 2ième partie.’’ Prêt print, Acoustique et techniques, n°36, 12-19, 2004.

[3] J. Wild, J. Reid, ‘‘Diagnostic use of ultrasound.’’, Br J Physi Med 1956; 19: 248-57.

[4] P.A. Patlan-Rosales “A robotic control framework for quantitative ultrasound elastography,” rapport de thèse, université de Rennes 1, (2018).

[5] M.I. Haller, B.T. Khuri-Yakub, “A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer”, Proc. IEEE Ultrason. Symp, pp. 1241–1244, (1994).

[6] A. S. Ergun, B. Temelkuran, E. Ozbay, A. Atalar. “A new detection method for capacitive micromachined ultrasonics transducers”. IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Controls, Vol 48, pp. 1-6, (1996).

[7] O. Oralkan, A. S. Ergun, J. A. Johnson, M. Kuraman, U. Demirci, K. Kaviani, T. H. Lee, B. T. Khuri-Yakub. “Capacitive micromachined ultrasonic transducers: Next generation arrays for capacitive imaging”. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 49, No. 11, November 2002.

[8] X. Jin, I. Ladabaum, B. T. Khuri-Yakub. “The microfabrication of capacitive ultrasonic transducers”. Journal of Microelectromechanical Systems, Vol. 7, No. 3, septembre 1998.

[9] P. C. Eccardt, K. Niederer. “Micromachined ultrasound transducers with improved coupling factors from a CMOS compatible process”. Ultrasonics, Vol. 38, (2000).

[10] D.M. Mills, L.S. Smith, “Real-time in-vivo imaging with capacitive micromachined ultrasound transducer (cMUT) linear arrays”, in: Proceedings IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 568–571, (2003).

[11] S. Panda, C. Daft, P. Wagner, I. Ladabaum, P. Pellegretti, F. Bertora, “Capacitive microfabricated ultrasonic transducer (CMUT) probes: imaging advantages over PZT probes”, Presented at 3rd International Workshop on Micromachined Ultrasonic Transducers, Lausanne, Switzerland, June 26–27, (2003).

[12] O. Oralkan, A.S. Ergun, C.H. Cheng, J.A. Johnson, M. Karaman, T.H. Lee, B.T. Khuri-Yakub, “Volumetric ultrasound imaging using 2-D CMUT arrays”, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr Freq. Control 50 (11), pp. 1581–1594, (2003).

[13] J.G. Knight, F.L. Degertekin, “Fabrication and characterization of CMUTs for forward looking intravascular ultrasound imaging”, in: Proceedings IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 577–580, (2003).

[14] A. Caronti, G. Caliano, R. Carotenuto, A. Savoia, M. Pappalardo, E. Cianci, V. Foglietti. “Capacitive micromachined ultrasonic transducer (CMUT) arrays for medical imaging”. Microelectronics Journal 37. 770–777. (2006).

[15] H. Choi, Dalakoti A., and B. Susmita “Influence of top electrode design on pmuts performance”. Sensors and Actuators A: Physical, 135:613–619, (2006).

[16] Z. Wang, W. Zhu, H. Zhu, J. Miao, C. Chao, C. Zhao, and O. Kiang Tan. “Fabrication and characterization of piezoelectric micromachined ultrasonic transducers with thick composite pzt films.” 52(12):2289–2297, (décembre 2005).

[17] P. Muralt, N. ledermann, J. Boaborowski, A. Barzegar, S. Gentil, B. Belgacem, d Bosseboeuf-A. Petitgrand, S. a, and N Setter. “Piezoelectric micromachined ultrasonic transducers based on pzt thin films.” IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., 52:2276–2288, (2005).

[18] Z. Wang, J. Miao, and W. Zhu. “Piezoelectric thick films and their application in mems.” Journal of the european ceramic society, 27:3759–3764, (2007).

[19] S. Sadeghpour, P. Pobedinskas, K. Haenen and R. Puers. “A Piezoelectric Micromachined Ultrasound Transducers (pMUT) Array, for Wide Bandwidth Underwater Communication Applications.” Eurosensors 2017 Conference, (août 2017).

[20] Dausch, D.E., Gilchrist, K.H., Carlson, J.B., Hall, S.D., Castellucci, J.B., von Ramm, O.T. “In vivo real-time 3-D intracardiac echo using PMUT arrays.” IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control 2014, 61, 1754–1764.

[21] B. Chen, F. Chu, X. Liu, Y. Li, J. Rong, and H. Jiang, “Applied Physics Letters.” 103(3), 031118. (2013).

[22] G. Montaldo, D. Palacio, M. Tanter, M. Fink, “Time reversal kaleidoscope: A smart transducer for three-dimensional ultrasonic imaging,” Applied Physics Letters. doi:10.1063/1.1738186. (2004).

[23] G. Montaldo, D. Palacio, M. Tanter, and M. Fink, “Building threedimensional images using a time-reversal chaotic cavity”, Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on, 52(9) :14891497, (2005).

[24] N. Quieffin, S. Catheline, Ros Kiri Ing and M. Fink, “Real-time focusing using an ultrasonic one channel time-reversal mirror coupled to a solid cavity”, J. Acoust. Soc. Am. 115 (5), pp 1955-1960, (2004).

[25] J. L. Moretti. CA.C .I .U .S. “Caméra de type C d’imagerie ultrasonore contribution à son étude et à sa réalisation.” Centre d’Etudes Nucléaires de Saclay, Rapport CEAR-5074. (page 46). (1980).

[26] Z. M. Connor, M. E. Fine, J. D. Achenbach, and M. E. Seniw. « Using scanning acoustic microscopy to study subsurface defects and crack propagation in materials.” 50. (page 46)

[27] A. Briggs, “Acoustic Microscopy Clarendon Press”, Oxford, (1992).

[28] H. Farah. “Etude des Propriétés Mécaniques et de L’atténuation des Ondes de Surface dans le Si Poreux en Utilisant un Capteur à Lentilles Annulaires.” Université de Constantine, rapport de thèse. pp : 47, 49, 51, 51, 52, 68. (2014).

[29] K. Miura, H. Nasu & S. Yamamoto. “Scanning acoustic microscopy for characterization of neoplastic and inflammatory lesions of lymph nodes.” SCIENTIFIC REPORTS, (novembre 2013).

[30] P. Kruizinga, Pim van der Meulen, A. Fedjajevs, F. Mastik, G. Springeling, Nico de Jong, J.G. Bosch, G. Leus, “Compressive 3D ultrasound imaging using a single sensor,” Science Advances, doi:10.1126/sciadv.1701423. (2017).

[31] C. C. Paige, M. A. Saunders, “LSQR: An algorithm for sparse linear equations and sparse least squares.” ACM Trans. Math. Softw. 8, 43–71. (1982).

[32] S. S. Chen, D. L. Donoho, M. A. Saunders, “Atomic decomposition by basis pursuit.” SIAM Rev. Soc. Ind. Appl. Math. 43, 129–159. (2001).

[33] N. Etaix, M. Fink, R.K. Ing, “Acoustic imaging device with one transducer,” The Journal of the Acoustical Society of America, doi:10.1121/1.3699533. (2012).

[34] M. Fink. “Time Reversal of Ultrasonic Fields - Part 1: Basic Principles.” IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 39(5): 555–566, (septembre 1992).

[35] F. Wu, J.-L. Thomas, and M. Fink. “Time reversal of ultrasonic fields Il: Experimental results.” IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 39(5):567 – 578, (septembre 1992).

[36] D. Cassereau and M. Fink. “Time-reversal of ultrasonic fields III: Theory of the closed time-reversal cavity.” IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 39(5):579 –592, (septembre 1992).

[37] M. Fink. “Time reversal mirrors.” Journal of Physics D: Applied Physics, 26(9), (1993).

[38] A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, J. L. Thomas, M. Fink, D. Cassereau and F. Wu. « Time reversed acoustics.” Reports on Progress in Physics, 63(12), (2000).

[39] P. Kosmas and C.M. Rappaport. “Time reversal with the fdtd method for microwave breast cancer detection.” IEEE Transactions on Microwave Theory and Tec"hniques, 53(7):2317 – 2323, (juillet 2005).

[40] Luzhou XU. Jian LI., Guo Bin. “Time-reversal-based microwave hyperthermia treatment of cancer”, (novembre 2006).

[41] J. L. Thomas, F. Wu, and M. Fink. “Time reversal focusing applied to lithotripsy.” Ultrasonic Imaging, 18(2):106 – 121, (1996).

[42] G. Montaldo, P. Roux, A. Derode, C. Negreira, and M. Fink. “Ultrasound shock wave generator with one-bit time reversal in a dispersive medium, application to lithotripsy.” 80(5):897–899, (2002).

[43] Q. Liu C. Larmat, J. Tromp and J.-P. Montagner. “Time reversal location of glacial earthquakes.” Journal of geophysical research, 113, (2008).

[44] P. Vincent, M. Saillard and G. Micolau. “Reconstruction of buried objects surrounded by small inhomogeneities.” Inverse Problems, 16(5), (2000).

[45] G.F. Edelmann, T. Akal, W.S. Hodgkiss, Seongil Kim, W.A. Kuperman, and Hee Chun Song. “An initial demonstration of underwater acoustic communication using time reversal.” IEEE Journal of Oceanic Engineering, 27(3):602 – 609, (juillet 2002).

[46] G.F. Edelmann, H.C. Song, S. Kim, W.S. Hodgkiss, W.A. Kuperman, and T. Akal. “Underwater acoustic communications using time reversal.” IEEE Journal of Oceanic Engineering, 30(4):852 –864, oct. (2005).

[47] W. J. Higley, Philippe Roux, W. A. Kuperman, W. S. Hodgkiss, H. C. Song, T. Akal, and Mark Stevenson. “Synthetic aperture time-reversal communications in shallow water: Experimental demonstration at sea.” The Journal of the Acoustical Society of America, 118(4):2365–2372, (2005).

[48] T. Leutenegger and J. Dual. “Non-destructive testing of tubes using a time reverse numerical simulation (trns) method.” Ultrasonics, 41(10):811 – 822, (2004).

[49] T. Leutenegger and J. Dual. “Detection of defects in cylindrical structures using a time reverse method and a finite-difference approach.” Ultrasonics, 40(1-8):721 – 725, (2002).

[50] N. Chakroun, M.A. Fink, and F. Wu. “Time reversal processing in ultrasonic nondestructive testing.” IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 42(6):1087 –1098, (novembre 1995).

[51] Yi Jiang, D.D. Stancil, and Jian-Gang Zhu. “Antenna Array Detection in Highly Cluttered Environment Using Time Reversal Method.” In Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTTS International, pages 1731–1734, Honolulu, (juin 2007).

[52] J. M. F. Moura and Y. Jin. “Detection by Time Reversal: Single Antenna.” IEEE Transactions on Signal Processing, 55(1):187 –201, (janvier 2007).

[53] J. Y. Zhang, “Réseaux de transducteurs haute fréquence (100-300 MHz) à déphasage réalisés à partir des technologies MEMS” , thèse de doctorat soutenu à l’université de Valenciennes, (octobre 2011).

[54] J. de Rosny and M. Fink. “Overcoming the diffraction limit in wave physics using a time-reversal mirror and a novel acoustic sink”. Physical Review Letters, 89(12). VI, 38, 39. (2002).

[55] E. Kerbrat, C. Prada, D. Cassereau and M. Fink, “Ultrasonic Nondestructive Testing of Scattering Media using the Decomposition of the Time Reversal Operator,” IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr. 49 (8), pp 1103-1113, (2002).

[56] E. Kerbrat, C. Prada, D. Cassereau and M. Fink, “Imaging in the presence of Grain Noise using the Decomposition of the Time Reversal Operator,” J. Acoust. Soc. Am. 113 (3), pp 1230-1240, (2003).

[57] P. Roux, B. Roman, an M. Fink, “Time-reversal in an ultrasonic waveguide,” Appl; Phys. Let. 70 (14), pp. 1811-1813

[58] R. K. Ing and M. Fink, “Time reversed Lamb waves,” IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr. 45 (4), pp. 1032-1043, (1998).

[59] R. K. Ing and M. Fink, “Ultrasonic Imaging Using Spatio-Temporal Matched Field (STMF) Processing – Applications to liquid and Solid Waveguides,” IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr. 48 (2), pp. 374-386, (2001).

[60] W. A. Kuperman, W. S. Hodgkiss, H. C. Song, T. Akal, C. Ferla, and D.Jackson, “Phase conjugation in the ocean: Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror,” J. Acoust. Soc. Am., vol. 103(6), pp. 25–40, (1998).

[61] Draeger, C. and Fink, M., “One-channel time reversal of elastic waves in a chaotic 2D-silicon cavity.” Physical Review Letters, 79, 407–410. (1997).

[62] Cassereau, D. and Fink, M., “Time-reversal of ultrasonic fields. Part III: theory of the closed time-reversal cavity.” IEEE Transactions UFFC, 39, 579–592. (1992).

[63] Draeger, C. and Fink, M., “One-channel time-reversal in chaotic cavities: theoretical limits.” Journal of the Acoustic Society of America, 105, 611–617. (1999).

[64] Blomgren, P., Papanicolaou, G. and Zhao, H, “Super-resolution in time-reversal acoustics.” Journal of the Acoustic Society of America, 111, 230–248. (2002).

[65] D. Royer, E. Dieulesaint, P-G. de Gennes (préface), ‘‘Ondes élastiques dans les solides, Tome 1: propagation libre et guidée.’’, Ed. Masson, (1997).

[66] R.E. Newnham, “Properties of Materials: Anisotropy, Symmetry, Structure.” Oxford University Press, (2004).

[67] Y. Kumashiro, “Electric Refractory Materials”. CRC Press, (2000).

[68] B. A. Auld, “Acoustic Fields and Waves in Solids-Wiley”, New York, Vol. 1, Chap. 9. (1973).

[69] https://cnx.org/contents/m7vjnKhA@2/Chemical-Vapor-Deposition

[70] https://studylibfr.com/doc/3247751/d%C3%A9p%C3%B4t-chimique-en-phase-vapeur

[71] J. Choma and W. K. Chen, “Feedback networks: Theory and Circuit Applications.” World Sciences, (2007).

[72] Y.Deblock, P.Campistron, M.Lippert, and C.Bruneel. “Electrical characterization of plate piezoelectric transducers bonded to a finite substrate.” J. Acoust. Soc. Am., 111 (6): 2681–2685, (2002).

[73] P. Campistron, J. Carlier, N. Saad, J. Gao M. Toubal, L. Dupont, G. Nassar, and B. Nongaillard. “High frequency ultrasound, a tool for elastic properties measurement of thin films fabricated on silicon.” Advanced Materials Research, 324:277–281, (2011).

[74] M. Link. “Study and realization of shear wave mode solidly mounted film bulk acoustic resonators (FBAR) made of c-axis inclined zinc oxide (ZnO) thin films: application as gravimetric sensors in liquid environments.” thèse de doctorat, université Henri-Poincaré, Nancy I, (Octobre 2006).

[75] M. Link, M. Schreiter, J. Weber, R. Primig, D. Pitzer, R. Gabl, “Solidly mounted ZnO shear mode film bulk acoustic resonators for sensing applications in liquids,” IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, doi:10.1109/TUFFC.2006.1593389. (2006).

[76] S. Bensmaine, L. Le Brizoual, O. Elmazria, J.J. Fundenberger, B. Benyoucef, “Deposition of ZnO inclined c-axis on silicon and diamond by r.f. magnetron sputtering,” in Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science, doi:10.1002/pssa.200776322. (2007).

[77] M. Link, M. Schreiter, J. Weber, D. Pitzer, R. Primig, M.B. Assouar, O. Elmazria, “C-axis inclined ZnO films deposited by reactive sputtering using an additional blind for shear BAW devices,” in Proceedings - IEEE Ultrasonics Symposium, doi:10.1109/ULTSYM.2005.1602831. (2005).

[78] W. K. Chen, “The Circuits and Filters Handbook”, by CRC Press LLC, (2003).

[79] H. Takahasi, “On the ladder-type filter network with Tchebysheff response,” J. Inst. Elec. Commun. Engrs. Japan, vol. 34, pp. 65–74, (1951).

[80] PETER A. RIZZI, « Microwave Engineering Passive Circuit », Englewood Cliffs. New Jersy : Pretence-Hall. (1988).

[81] R.N Thurston “Effect of Electrical and Mechanical Terminating Resistances on Loss and Bandwidth According to the Conventional Equivalent Circuit of a Piezoelectric Transducer” IRE Trans. Ultrasonics Eng. (621.3805 IRTY), UE-7, 16-25. (1960).

[82] R. E. Collin, “Foundations for Microwave Engineering”, 2nd edition, McGraw-Hill, New York. (1992).

[83] https://www.iemn.fr/plateformes/connectique.

[84] https://www.knowlescapacitors.com/getattachment/Products/Single-Layer-Capacitor/Bicap/Wirebonding-Application-Notes.pdf.aspx

[85] J. Sadler, M.J. Garter, C.H. Ahn, S. Koh, A.L. Cook, “Reflectivity of micromachined {1 1 1} – oriented silicon mirrors for optical input/output couplers”, J. Micromech. Microeng. 7 (1997) 263–269.

[86] M. Hoffmann, E. Vogaes, “Bulk silicon micromachining for MEMS in optical communication systems, J. Micromech. Microeng”. 12 (2002) 349–360.

[87] D. Resnik, D. Vrtacnik, U. Aljancic, M. Mozek, S. Amon, “The role of triton surfactant in anisotropic etching of {1 1 0} reflective planes on (1 0 0) silicon”, Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 15, Number 6. (2005).

[88] J. Gao, J. Carlier, S. Wang, P. Campistron, D. Callens, S. Guo, X. Zhao, B. Nongaillard, “Lab-on-a-chip for high frequency acoustic characterization,” Sensors and Actuators, B: Chemical, doi:10.1016/j.snb.2012.11.037. (2013).

[89] R. C. Jaeger, “Introduction to Microelectronic Fabrication,” 2 ed. Auburn, Upper Saddle River - Prentice Hall. (2002).

[90] Zubel I, Kramkowska M, “Possibilities of extension of 3D shapes by bulk micromachining of different Si (hkl) substrates.” J Micromech Microeng 15(3):485–493. (2005).

[91] Yang EH, Yang SS, Han SW, Kim SY, “Fabrication and dynamic testing of electrostatic actuators with p+ silicon diaphragms.” Sens Actuators A phys 50:151–156. (2005).

[92] Pal P, Sato K, “Complex three dimensional structures in Si{100} using wet bulk micromachining.” J Micromech Microeng 19(10):105008. (2009).

[93] Xu YW, Michael A, Kwok CY, “Formation of ultra-smooth 45 micromirror on (100) silicon with low concentration TMAH and surfactant: techniques for enlarging the truly 45 portion.” Sens Actuators A Phys 166(1):164–171. (2011).

[94] Lee S, Park S, Cho D, “The surface/bulk micromachining (SBM) process: a new method for fabricating released microelectromechanical systems in single crystal silicon.” J Microelectromech Syst 8:409–416. (1999).

[95] Pal P, Gosalvez MA, Sato K, “Silicon micromachining based on surfactant-added tetramethyl ammonium hydroxide: etching mechanism and advanced application.” Jpn J Appl Phys 49:056702. (2010).

[96] Gosalvez MA, Pal P, Ferrando N, Hida H, Sato K, “Experimental procurement of the complete 3D etch rate distribution of Si in anisotropic etchants based on vertically micromachined wagon wheel samples”. J Micromech Microeng 21(12):125007. (2001).

[97] Sato K, Shikida M, Matsushima Y, Yamashiro T, Asaumi K, Iriye Y, Yamamoto M, “Characterization of orientation-dependent etching properties of single-crystal silicon: effects of KOH concentration.” Sens Actuators A Phys 61(1):87–93. (1998).

[98] Seidel H, Csepregi L, Heuberger A, Baumgärtel H, “Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions I. Orientation dependence and behavior of passivation layers.” J Electrochem Soc 137(11):3612–3626. (1990).

[99] Dutta S, Imran M, Kumar P, Pal R, Datta P, Chatterjee R, “Comparison of etch characteristics of KOH, TMAH and EDP for bulk micromachining of silicon (110).” Microsyst Technol 17(10–11):1621–1628. (2011)

[100] H. Tanaka, S. Yamashita, Y. Abe, M. Shikida, K. Sato. “Fast etching of silicon with a smooth surface in high temperature ranges near the boiling point of KOH solution.” Sens Actuators A Phys 114 (2) : 516–520. (2004).

[101] P. Pal, K. Sato. “Fabrication methods based on wet etching process for the realization of silicon MEMS structures with new shapes.” Microsyst Technol 16 (7) :1165–1174. (2010).

[102]https://www.ece.ucdavis.edu/~anayakpr/Papers/Wet%20and%20Dry%20Etching_submitted.pdf

[103] P. Normand, K. Beltsios, A. Tserepi, K. Aidinis, D,. Tsoukalas, and C. Cardinaud, "A new masking method for protecting silicon surfaces during anisotropic silicon wet etching," Microelectronic Engineering, vol. 61-62, pp. 895-900, Jul. (2002).

[104] https://www.microchemicals.com/technical_information/silicon_etching.pdf

[104] Hoffmann M and Vogaes, “Bulk silicon micromachining for MEMS in optical communication systems.” Journal of Micromechanics and Microengineering. Vol. 12, pp. 349–360, (juillet 2002).

[106] Ishikawa K, Zhang J, Tuantranont A, Bright V M and Lee Y-C « An integrated micro-optical system for VCSEL-to-fiber alignment », Sensors Actuators A103, pp. 109–115. (2003)

[107] Sadler J D, Garter M J, Ahn C H, Koh S and Cook A L « Optical reflectivity of micromachined {111}-oriented silicon mirrors for optical input–output couplers », Journal of Micromechanics and Microengineering. Vol 7. pp. 263–269. (Décember 1997).

[108] M. Elwenspoek and H. V. Jansen, “Silicon Micromachining”, pp. 416. ISBN 0521607671. Cambridge, UK : Cambridge University Press, Vol. -1. (2004).

[109] S. Hobha, K. Lamichhane and M. R. Lamsal, “Etching of Crystalline Silicon in Thermal Environment”, Himalayan Physics, vol. 2, pp. 38-42. (2011).

[110] Silicon Processing for the VLSI Era.

[111] D. Resnik, D. Vrtacnik, U. Aljancic, M. Mozek, and S. Amon, “The role of Triton surfactant in anisotropic etching of {1 1 0} reflective planes on (1 0 0) silicon”, Journal of Micromechanics and Microengineering, vol. 15, pp. 1174-1183, (2005).

[112] D. Fall, M. Duquennoy, M. Ouaftouh, N. Smagin, B. Piwakowski, F. Jenot, “Non-destructive characterization of surfaces and thin coatings using a large-bandwidth interdigital transducer”, Review of Scientific Instruments, 2018, doi:10.1063/1.5045213.

[113] N. Smagin, L. Djoumi, E. Herth, M. Vanotti, D. Fall, V. Blondeau-Patissier, M. Duquennoy and M. Ouaftouh. Fast time-domain laser Doppler vibrometry characterization of surface acoustic waves devices. Sensors and Actuators A: Physical *264*, 96–106. (2017).

[114] A. Derode, A. Tourin et M. Fink. “Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering”. In: Journal of applied physics 85.9, p. 6343-6352. (1999).

[115] E. Larose et al. “Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields”. In: Journal of Applied Physics 95.12, p. 8393-8399. (2004).

[116] T. J. Ulrich, Brian Anderson, Pierre-Yves Le Bas, Cedric Payan, Johannes Douma, and Roel Snieder “Improving time reversal focusing through deconvolution: 20 questions.” Proceedings of meetings on acoustics Acoustical Society of America 16(1). Conference: XVII Conference on Nonlinear Elasticity in Materials. DOI: 10.1121/1.4764487]. (Juillet 2012).

[117] D. C. Youla, "A New Theory of Broadband Matching," IEEE Trans. Circuit Theory CT-11, 30-50 (1964).

[118] J. Andersen and L. Wilkins, "The Design of Optimum Lumped Broadband Equalizers for Ultrasonic Transducers," IEEE Ultrasonic Symp. 422-427 (1977).

[119] W. K. Chen, “Passive, Active, and digital filters”, (Published by CRC Press (2006).

Résumé

Étude et réalisation de MEMS dédié à la focalisation d'ondes acoustiques UHF par retournement temporel contribuant au développement de dispositifs d'imagerie monotransducteur.

Dans les systèmes d'imagerie basés sur l'exploitation d'ondes ultrasonores, la résolution dépend fortement de la fréquence de résonance des capteurs piézoélectriques.
Ainsi, pour atteindre une résolution importante, il est nécessaire d'utiliser des transducteurs fonctionnant en ultra haute fréquence. De plus, le développement des systèmes d'imagerie multi-éléments dont la fréquence de fonctionnement est supérieure à 100 MHz soulève de nombreuses difficultés telles que la limite technologique pour la fabrication des capteurs multi-éléments de petites dimensions, les problèmes d'adaptations électrique et mécanique, ainsi que le système de retard de phase à haute fréquence.
Nous avons proposé dans ce travail l'étude d'un microsystème permettant la génération et la focalisation d'ondes acoustiques ultra haute fréquence (1 GHz) en intégrant des transducteurs piézoélectriques à base de ZnO en face d'une cavité chaotique en silicium. Le principe de fonctionnement de ce dispositif se base principalement sur la focalisation d'ondes acoustiques par la technique de retournement temporel (RT).
La validation de l'étude est réalisée par l'exploitation des signaux reçus sur des transducteurs récepteurs de diamètre submillimétrique positionnés en différents points d'une zone d'analyse pré-définie.
Cette thèse porte donc sur trois aspects spécifiques :

- L'optimisation de la sensibilité acoustique de transducteurs submillimétriques par adaptation électrique.
- La réalisation d'une cavité chaotique dans le silicium par gravure chimique.
- La validation du concept de RT en ultra haute fréquence par focalisation de l'énergie acoustique sur un transducteur récepteur.

Mots-clefs : Microsystèmes acoustiques, MEMS, Ultrasons, Ultra Haute fréquence, Adaptation d'Impédance, Imagerie Surfacique, Cavité Chaotique, Retournement Temporel.

Abstract

Study and realization of MEMS dedicated to the focusing of UHF acoustic waves by time reversal contributing to the development of single-transducer imaging devices.

In imaging systems based on the use of ultrasonic waves, the resolution depends strongly on the resonance frequency of the piezoelectric sensors.

Thus, to achieve a high resolution, it is necessary to use transducers operating at ultra-high frequency. In addition, the development of multi-element imaging systems with operating frequencies above 100 MHz raises many difficulties such as the technological limitation for the fabrication of small size multi-element sensors, the electrical and mechanical matching problems, as well as the high frequency phase delay system.

In this work, we have proposed the study of a microsystem allowing the generation and focusing of ultra-high frequency (1 GHz) acoustic waves by integrating ZnO-based piezoelectric transducers in front of a chaotic silicon cavity. The operating principle of this device is mainly based on the focusing of acoustic waves by the time-reversal technique (TR).

The validation of the study is carried out by the exploitation of the signals received on transducers receivers of submillimeter diameter positioned in various points of a pre-defined zone of analysis.

This thesis therefore focuses on three specific aspects:

- The optimization of the acoustic sensitivity of sub-millimeter transducers by electrical adaptation.
- The realization of a chaotic cavity in silicon by chemical etching.
- The validation of the concept of TR in ultra-high frequency by focusing the acoustic energy on a receiving transducer.

Keywords: Acoustic microsystems, MEMS, Ultrasound, Ultra-high frequency, Impedance matching, Surface imaging, Chaotic cavity, Time reversal.