



Institut Langevin
ONDES ET IMAGES

ESPCI PARIS PSL



European
Research
Council

SORBONNE UNIVERSITÉ

MANUSCRIT DE THÈSE

Imagerie ultrasonore sans contact de la cornée

Auteur :

Antoine AMINOT

Co-directeurs de thèse :

Ros-Kiri ING

Mathias FINK

Membres du jury :

Quentin GRIMAL *Président*

Stefan CATHELIN *Rapporteur*

Phillippe PERNOD *Rapporteur*

Dominique CERTON *Examineur*

Mathieu LEGROS *Examineur*

Claire PRADA *Examinatrice*

Ros-Kiri ING *Co-directeur de thèse*

Mathias FINK *Co-directeur de thèse*

Pour obtenir le titre de Docteur de Sorbonne Université

École doctorale : Sciences mécaniques, acoustique, électronique et
robotique de Paris (ED 391)

Présentée et soutenue publiquement le 09 juillet 2020

« Man conquers the world by conquering himself »

Zeno of Citium

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier mes rapporteurs, Stefan Catheline et Philippe Pernord, ainsi que Dominique Certon, Quentin Grimal Mathieu Legros et Claire Prada qui m'ont tous fait l'honneur de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie sincèrement Ros-Kiri Ing et Mathias Fink pour leur encadrement, leur accompagnement et toutes les discussions et réflexions que nous avons eu ensemble !

Je remercie tout aussi chaleureusement Mathieu Legros pour tout ce qu'il m'a appris pendant mes travaux à Vermon. Je remercie également Rémi Dufait pour avoir permis ce projet de se prolonger au-delà de mon stage. Je remercie toute l'équipe du Bureau d'Etude pour son excellente ambiance !

Je remercie également Pavel pour tous ces moments passés ensemble dans la salle de manip'. Merci aussi à Christian qui m'a apporté une aide précieuse et à Safa avec qui j'ai énormément appris.

Je remercie Dominique Certon et toute son équipe une nouvelle fois pour nous avoir accueillis au GREMAN pour réaliser les mesures comparatives CMUT-PZT.

Je remercie Antonin Eddi et Lucie Domino pour les discussions que nous avons eues sur leur modèle et leurs expériences ainsi que pour le matériel qu'ils nous ont fourni.

Je remercie également l'Europe pour avoir financé ma thèse sous l'ERC Helmholtz ainsi que l'ESPCI Paris et l'Institut Langevin de m'avoir accueilli pour travailler.

Je remercie également toute l'équipe support du labo ainsi que sa direction pour leur excellente gestion du labo et leur aide au quotidien.

Je remercie aussi Vincent et William avec qui j'ai découvert d'autres parties du monde grâce à la science. Un grand merci également à Cécile, Kassandra et encore plus à Julie, avec qui j'ai énormément discuté.

Merci à toutes les personnes qui ont été au R31 en même temps que moi. Je remercie plus spécifiquement Aurélien Baelde qui m'a aidé à voir le monde différemment et à intégrer le Collège des Ingénieurs.

Merci à tous mes camarades du *MBA S&M9* notamment Koutedja, Mykyta, Sabrina, Florence et Clément. Sans eux avec qui aurais-je pu parler de P&L, d'EBITDA, de convention de branche, de cost driver et de réassurance ?

Je remercie mes parents qui m'ont apporté leur soutien dans mes études et tout le reste, sans qui je ne serais pas entièrement là. Merci à Aurore, ma sœur,

et Antoine d'être présent, mais aussi à leur petit Arthur pour son sourire ! Et enfin merci Alexandre, mon frère, pour l'exemple qu'il est pour moi.

Un énorme merci à tous mes amis : Thomas, Élo, Léa, Tony, Élé, Laureline, Nat'nat', Florian & Océane, Claire & Jo', Gillou & Martine (et son stylo !) mais aussi Norsk & Oups et tous ceux que je n'ai pas cité d'avoir été présents avec moi pendant toutes ces années.

Enfin, je remercie de tout mon cœur Annelise, la femme de ma vie, pour tout l'amour qu'elle m'apporte au quotidien et son soutien incommensurable dans toutes les épreuves que je traverse. Je t'aime.

Et pour finir, je remercie l'être qui a été le plus proche de moi pendant toute la rédaction : *Popsy*, mon chat. Tes ronrons m'ont énormément apporté. Merci.

Merci à vous tous.

Table des matières

Citation	ii
Remerciements	iii
Introduction générale	1
1 Etat de l’art	3
1.1 Imagerie de la cornée	3
1.1.1 Anatomie de l’œil et de la cornée	3
1.1.2 Pathologies de la cornée	5
1.1.3 Les examens médicaux sur la cornée	5
1.1.4 L’imagerie de la cornée en recherche	8
1.2 L’imagerie ultrasonore	11
1.2.1 Rappel sur l’imagerie médicale ultrasonore	11
1.2.2 Imageries ultrasonores aériennes	12
1.3 Les différentes technologies de transducteurs	14
1.3.1 Transducteurs piézoélectriques	14
1.3.2 Les CMUT	19
1.3.3 Lames actives, transducteurs ferroélectriques aériens et pMUT	21
1.4 Les ondes guidées pour étudier la cornée	21
1.4.1 Ondes de Lamb	21
1.4.2 Modélisation de la cornée immergée dans de l’eau	22
1.5 Conclusion	23
2 Modélisation des ondes guidées dans la cornée	25
2.1 Approche théorique	25
2.1.1 Développement à partir de l’équation de Navier	25
2.1.2 Conditions aux limites	28
2.2 Résolution semi-analytique du système	30
2.3 Paramètres élastiques de la plaque	31
2.4 Conclusion	32
3 Contraintes et solutions de l’imagerie aérienne	33
3.1 Contraintes physiques d’imagerie d’une surface spéculaire et courbe	33
3.1.1 Cahier des charges	33
3.1.2 Caractéristiques de l’imageur	33
3.1.3 La cornée, une surface courbe et spéculaire	34
3.2 Sondes médicales classiques	35
3.2.1 Impédance acoustique des sondes médicales	35

3.2.2	La géométrie des sondes d'imagerie médicale	36
3.3	Algorithme d'imagerie	37
3.3.1	Rappels sur la formation de voies (beamforming) et le retournement temporel	37
3.3.2	Algorithme d'imagerie à partir de la matrice de réflexion \mathbf{R}	39
3.3.3	Application de l'algorithme à une imagerie avec une sonde classique	41
3.3.4	Application de l'algorithme à notre imageur	42
3.3.5	Détermination de la vitesse du déplacement mesurée	43
3.4	Le <i>Surface Motion Camera</i> (SMC), imageur ultrasonore sans contact à $40kHz$	45
3.4.1	Panneau central du SMC	45
3.4.2	Panneaux latéraux du SMC	46
3.4.3	Comparaison à un vibromètre laser	46
3.4.4	Mouvement de balanciers	48
3.5	Conclusion	49
4	Développement de la technologie des transducteurs aériens	51
4.1	Détermination de la géométrie des émetteurs par simulations numériques	51
4.1.1	Présentation du modèle de simulations	52
4.1.2	Résultats	54
4.2	Étude d'un transducteur aérien de la société <i>The Ultran Group</i>	56
4.2.1	Description de leurs transducteurs	56
4.2.2	Étude de l'impédance électrique	57
4.2.3	Étude en pulse-echo	58
4.2.4	Conclusion	58
4.3	Développement du stack	59
4.3.1	Les contraintes liées à l'impédance acoustique de l'air	59
4.3.2	Simulation KLM	60
4.3.3	Choix du matériau piézoélectrique	64
4.3.4	Première lame d'adaptation d'impédance $L1$	65
4.3.5	Seconde lame d'adaptation d'impédance $L2$	65
4.3.6	Troisième lame d'adaptation d'impédance $L3$	68
4.3.7	La couche arrière, le backing	71
4.3.8	Conclusion - Stack final	73
4.4	Caractérisations des émetteurs et des récepteurs	74
4.4.1	Émetteurs	74
4.4.2	Récepteurs	80
4.5	Perspective : transducteur CMUT aérien	83
4.6	Conclusion	86
5	Approches expérimentales de la sonde d'imagerie sans contact	87
5.1	Expériences avec le SMC	87
5.1.1	Plaque de gel sur substrat d'eau	88
5.1.2	Surface courbe : le ballon de baudruche	91
5.2	Expériences à $300kHz$	92
5.2.1	Le vibromètre ultrasonore	93

5.2.2	Modélisation de l'imageur de la cornée à $300kHz$	96
5.2.3	Conclusion des expériences à 300 kHz	103
5.3	Conclusion	103
Conclusion générale et perspectives		105
A	Lames fabriquées (<i>LF</i>)	107
A.1	Processus de fabrication	107
A.2	Caractérisation acoustique et reproductibilité	108
A.2.1	Montage de caractérisation	108
A.2.2	Comparaison des lames 1A et 1B	109
A.2.3	Comparaison des lames 2A et 3A	110
A.2.4	Conclusion	111
B	Documentation du transducteur Ultrason NCG500-S13 400339	113
Table des figures		115
Liste des tableaux		119
Bibliographie		123
Résumé - <i>Abstract</i>		128

Introduction générale

Durant la première guerre mondiale, Paul Lanvegin inventa le sonar à l'ESPCI. Cette invention était destinée à la marine de guerre afin de repérer les sous-marins ennemis et les mines. Depuis, elle a donné naissance à des techniques d'imagerie ultrasonore sophistiquées en constante évolution. A l'origine, les ultrasons étaient principalement utilisés dans des fluides, aujourd'hui leur usage a été étendu aux milieux aériens. Les sonars de reculs des voitures en sont les exemples les plus courants.

L'imagerie ultrasonore est principalement utilisée dans le domaine médical et pour les CND. En médecine, les sondes ultrasonores peuvent comporter plusieurs milliers d'éléments transducteurs indépendants. Elles apportent des solutions diagnostiques aussi bien en oncologie, cardiologie et obstétrique.

Les ultrasons sont peu utilisés pour l'exploration de l'œil car c'est une technique qui nécessite habituellement un contact entre l'œil et la sonde, causant des désagréments au patient : vision floue ou aveugle du patient pendant plusieurs heures. La plupart des examens de routines chez un ophtalmologue sont réalisés à partir d'observation optique directe de l'œil du patient sous grossissement de binoculaire.

L'objectif de cette thèse est de développer une nouvelle technique d'imagerie médicale de la cornée sans contact, utilisant les ultrasons qui se propagent dans l'air et qui sont réfléchis par la surface de la cornée. Ce dispositif permettra in fine de réaliser un examen simple de mesure de l'élasticité de la cornée tout en minimisant les désagréments pour le patient.

Dans le premier chapitre, nous présentons l'état de l'art de l'imagerie médicale ophtalmologique. L'anatomie de l'œil, les différentes maladies qui l'affectent et les examens ophtalmologiques sont présentés. Puis les méthodes d'imagerie médicales sans contact sont décrites pour mieux comprendre leurs principes et leurs applications. Nous exposons les différents types de transducteurs d'imagerie ultrasonore en détaillant plus particulièrement les transducteurs piézoélectriques que nous avons utilisés tout au long de la thèse. Enfin, nous introduisons des notions théoriques pour mettre en relation la propagation d'ondes guidées dans une plaque libre et les propriétés mécaniques de celle-ci.

Dans le second chapitre, nous présentons un modèle théorique de dispersion des ondes guidées dans la cornée, représentée par une plaque posée sur un substrat fluide. C'est un modèle semi-analytique basé sur la théorie linéaire de l'élasticité. L'équation de dispersion permet de relier la vitesse des ondes guidées aux propriétés élastiques de la plaque. Ces ondes guidées seront mesurées avec notre imageur ultrasonore sans contact.

Le troisième chapitre traite des problématiques de l'imagerie dans l'air posées par la géométrie de l'œil, la réflexion spéculaire et les propriétés acoustiques

de l'air. Nous voyons pourquoi la géométrie et les impédances acoustiques des sondes ultrasonores classiques ne sont pas adaptées à une application aérienne. Enfin, nous présentons une solution d'imageur aérien de mouvements de surface, appelé Surface Motion Camera (SMC) qui fonctionne à 40kHz. Cette solution nous a servi de base de conception de notre imageur de la cornée.

Le quatrième chapitre est consacré au développement de la sonde ultrasonore sans contact haute fréquence. Une première modélisation numérique de la sonde est réalisée pour déterminer la configuration optimale de la sonde. Ensuite, nous décrivons les différents obstacles technologiques rencontrés ainsi que les méthodes utilisées pour les résoudre. Enfin, nous présentons une étude comparative de nos transducteurs avec des transducteurs CMUT développés au laboratoire GREMAN de l'université de Tours.

Enfin, le cinquième chapitre est dédié à l'imagerie des ondes guidées dans une plaque sur un substrat fluide. Malheureusement, la sonde haute fréquence développée au chapitre précédent et le système électronique permettant de la contrôler n'ont pas été livrés à la date de la rédaction de ce manuscrit. Nous présentons plusieurs approches expérimentales à plus basse fréquence en respectant le facteur d'échelle. Nous utilisons en substitut le SMC fonctionnant à 40kHz, un vibromètre ultrasonore mono-voie à 300kHz et un dispositif simplifié de notre imageur de la cornée fonctionnant en séquentiel et à 300kHz. Nous mesurons des ondes guidées qui se propagent dans des plaques de gel et de silicone posés tous deux sur de l'eau et des ondes circonférentielles se propageant en surface d'un ballon de baudruche. Nous démontrons l'accès au module de Young par ces mesures.

Chapitre 1

Etat de l'art

L'objectif de cette thèse est de développer un imageur ultrasonore sans contact pour déterminer les propriétés élastiques de la cornée par un suivi d'ondes guidées à sa surface. Le contrôle de l'élasticité de la cornée pourrait permettre d'améliorer le diagnostic du médecin. De plus, une mesure ultrasonore sans contact aurait l'avantage d'être rapide et peu coûteuse. Pour cela, nous devons dans un premier temps replacer la cornée dans son contexte anatomique et passer en revue les différents examens ophtalmologiques actuels. Le passage à une imagerie sans contact nécessite également de faire un point sur l'imagerie ultrasonore aérienne qui existe aujourd'hui. Le suivi d'ondes guidées que nous voulons réaliser par cette technologie impose de plus une introduction à la physique de ces ondes. La présentation du cas simple de la propagation d'ondes guidées dans une plaque libre permettra de comprendre la relation entre les ondes guidées et les propriétés du matériau dans lequel elles se propagent.

1.1 Imagerie de la cornée

1.1.1 Anatomie de l'œil et de la cornée

1.1.1.1 Anatomie générale de l'œil

L'œil est un organe essentiel à l'un des cinq sens de l'Homme, la vue. Il assure pour cela la réception des rayons lumineux provenant de ce qu'il observe, les focalise et les transforme en informations exploitables par notre cerveau.

Le globe oculaire peut être assimilé à une sphère de diamètre 2.5 cm et d'environ 8 grammes. Il est composé de différents organes qui ont chacun leur rôle dans l'acquisition de l'information lumineuse (fig.1.1). En premier lieu, et fonctionnant comme un rempart extérieur de l'œil, se trouvent les paupières. Elles le protègent des agressions externes (projections de particules de poussières, de sable, de fluides,...). Elles assurent aussi mécaniquement un rôle protecteur en cas de trop forte intensité lumineuse et le réhydratent à l'aide des glandes lacrymales qui produisent les larmes.

À l'interface avec l'air, la cornée compose la face avant de l'œil, le protégeant des différentes agressions extérieures. La cornée a également un rôle essentiel à la vision, celui de focaliser une première fois les rayons lumineux dans l'œil. Les rayons traversent ensuite la pupille qui est l'orifice contrôlé par l'iris, permettant d'adapter l'intensité lumineuse entrante. Les rayons lumineux sont par la suite focalisés sur la rétine par le cristallin qui peut être déformé au moyen

d'un jeu de muscles (processus d'accommodation). La rétine est composée de photorécepteurs qui captent les rayons lumineux et les transforment en signaux électriques transportés par le nerf optique vers le cerveau.

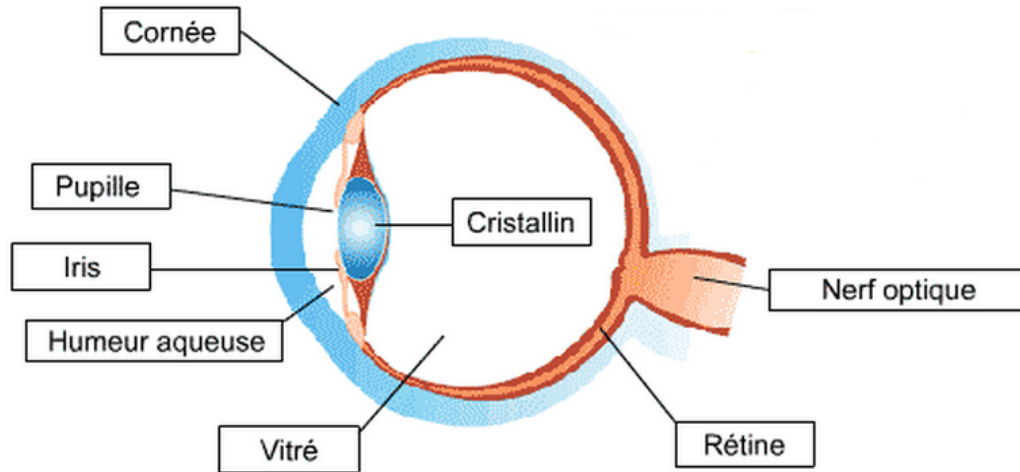


FIGURE 1.1 – Anatomie de l'œil.

1.1.1.2 La cornée

Une cornée saine a une épaisseur moyenne de $500\mu m$ au centre et de $1mm$ sur la périphérie et un rayon de courbure d'environ $8mm$. Elle est composée de plusieurs couches de cellules au-dessus de l'humeur aqueuse. Cette dernière est une poche d'eau qui permet d'hydrater les cellules de la cornée et de leur apporter les nutriments nécessaires. Sauf pathologie, il n'y a pas de vascularisation de la cornée saine.

La cornée peut être subdivisée en quatre couches et deux membranes (fig. 1.2) :

- l'épithélium, composé de cellules, qui a un rôle de barrière mécanique avec le monde extérieur ;
- la membrane de Bowman, composée uniquement de collagène qui ne peut pas être régénéré naturellement ;
- le stroma cornéen, la majeure partie de la cornée (environ $400\mu m$), composé de cellules et d'une matrice extracellulaire et innervée, et qui joue le rôle de lentille fixe ;
- la couche de Dua, récemment découverte [1], composée de collagène sans cellule (environ $10\mu m$) ;
- la membrane de Descemet, à la base de l'endothélium, très élastique et imperméable à l'eau (l'humeur aqueuse) ;
- l'endothélium cornéen, monocouche de cellules, qui permet le transfert des nutriments de l'humeur aqueuse vers les couches supérieures.

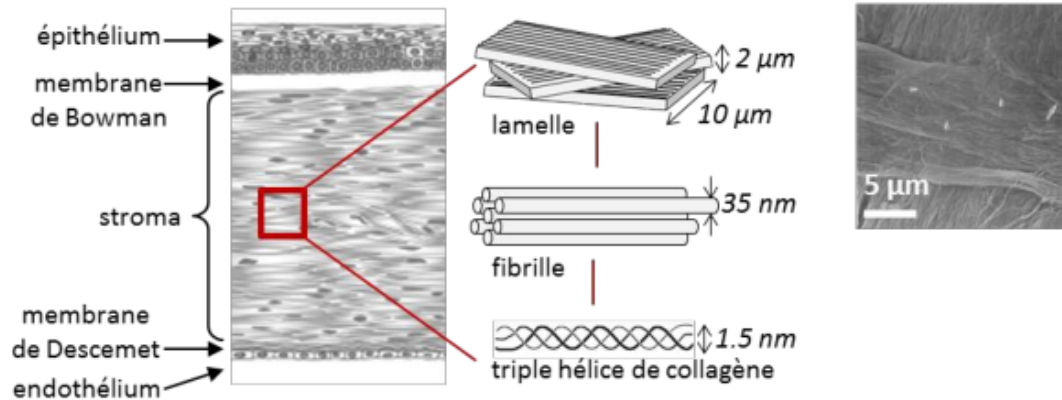


FIGURE 1.2 – Coupe de la cornée (à gauche), microstructure du stroma (au centre) et collagène du stroma sous microscope électronique à balayage [2] (à droite).

1.1.2 Pathologies de la cornée

La cornée est à l'interface entre le corps humain et le monde extérieur, elle peut être amenée à être infectée ou blessée.

Une inflammation de l'œil est appelée une kératite (fig.1.3a). L'inflammation peut être traumatique (par exemple une brûlure chimique ou un choc mécanique) mais peut aussi être liée à une infection, par exemple une kératite herpétique (due à un herpès).

Un ulcère cornéen (fig.1.3b) est un problème grave qui nécessite un suivi et un traitement urgent : c'est une infection de l'œil créant une plaie ouverte où se développent des bactéries ou des champignons (révélés par la coloration verte sur la figure). De telles pathologies entraînent par ailleurs des modifications des propriétés mécaniques de la cornée, par exemple une rigidification ou un assèchement. Ces modifications influent sur l'élasticité de la cornée et c'est ce que nous proposons de définir quantitativement. Les traitements actuels nécessitent un prélèvement sur la plaie, une mise en culture et un traitement adapté selon la culture observée. Une greffe de la cornée peut être réalisée si la situation le nécessite.

L'inflammation n'est pas toujours de mise, par exemple le kératocône (fig.1.3c) est à l'origine d'une surpression intra-oculaire ce qui entraîne un allongement de la cornée et une forte modification de l'acuité visuelle.

Ces pathologies présentées sont parmi bien d'autres et montrent bien que, soit par déformation, soit par modification des propriétés élastiques, la vision est atteinte et l'état de la cornée doit être contrôlée.

1.1.3 Les examens médicaux sur la cornée

1.1.3.1 Les examens classiques chez l'ophtalmologue

Généralement, parmi les premiers examens de l'œil, il y a le test de la **planche de Snellen** [3] (aussi appelé tableau de Snellen, fig.1.4), nommé d'après l'ophtalmologiste néerlandais Herman Snellen (1834-1908). Ce test consiste à mettre à une distance fixée de 6 mètres une planche avec des lettres de

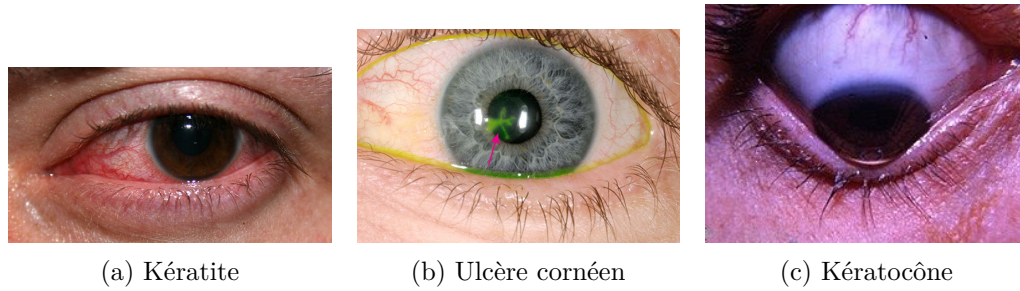


FIGURE 1.3 – Différentes maladies de la cornée.

différentes dimensions et de demander au patient de les lire avec un seul œil à la fois. Ce test donne des résultats notés en dixième pour chaque œil : 10/10 équivaut à un œil sain, 1/10 équivaut à un œil qui voit à 6m ce qu'un œil sain voit à 61m. Cette mesure donne une information sur la qualité de la vue du patient mais n'informe pas sur l'origine des défauts sous-jacents.

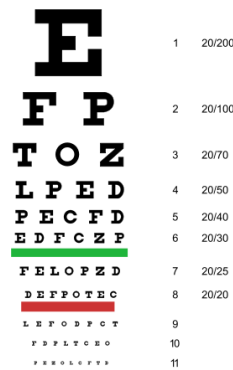


FIGURE 1.4 – Tableau de Snellen

Cette méthode est appliquée par les médecins du monde entier, cependant elle reste peu reproductible et peu fiable.

A l'inverse, l'**autoréfractométrie**, ou aussi appelée examen automatique de réfraction, est une méthode plus fiable et aisément reproductible. Lors de cet examen, le patient se place devant l'instrument qui mesure le pouvoir de convergence de son œil.

Ces mesures de routine sont généralement complétées par une mesure effectuée avec un **phoroptère** lorsque le patient nécessite d'avoir des lunettes. Le phoroptère est un instrument qui permet de positionner différentes lentilles devant les yeux du patient et ainsi de valider les focales et les sphéricités des lentilles nécessaires au patient.

Lors de problèmes de santé à l'œil, l'examen de la **lampe à fente** permet une observation de celui-ci par le médecin. La lampe à fente est un microscope binoculaire qui permet d'observer l'œil dans sa globalité : les paupières, les tissus autour de l'œil et la surface de la cornée jusqu'à celle de la rétine. Elle est notamment utilisée pour l'observation d'infections de la cornée (fig.1.5a).

Enfin, un dernier examen classique chez l'ophtalmologue est la **tonométrie** (fig.1.5b). Cet examen permet de mesurer la pression intra-oculaire. Celle d'une



(a) Lampe à fente



(b) Tonomètre Canon TX

FIGURE 1.5 – Deux appareils de routine chez un ophtalmologue.

personne saine se situe entre 8 et 21 $mmHg$. Le tonomètre mesure la déflexion d'un rayon lumineux sur l'œil suite à une courte sur-pression exercée sur l'œil, généralement un jet d'air. On parle alors d'un tonomètre à air pulsé. Cette mesure est peu précise et très discutée mais elle reste encore largement utilisée aujourd'hui. Une mesure par tonomètre est notamment réalisée lorsqu'un glaucome est suspecté car une élévation de la pression intra-oculaire en est l'un des symptômes.

1.1.3.2 Les examens plus complexes

Certains examens, généralement réalisés pour monitorer certaines maladies, demandent du matériel plus sophistiqué. La **tomographie à cohérence optique**, plus connu sous le nom d'OCT (pour Optical Coherence Tomography en anglais), est de plus en plus utilisée de nos jours pour réaliser une image du fond de l'œil. Cet examen permet d'observer l'œil dans toute sa profondeur (de l'iris à la rétine en passant par la cornée et la lentille) avec une résolution spatiale entre 1 et 10 μm . Il est essentiellement utilisé pour observer la rétine et notamment pour détecter et monitorer la DMLA (dégénérescence maculaire dans la région centrale de la rétine liée à l'âge) et le glaucome (surpression dans l'œil qui entraîne une dégénérescence du nerf optique de manière irréversible). L'OCT ne peut plus être utilisée lorsqu'un trouble opaque apparaît dans l'œil. Ce trouble opaque, qui empêche la mesure par OCT mais également par l'observation directe de l'ophtalmologue, peut être une hémorragie.

Dans les cas où ces mesures ne sont pas possibles ou aussi pour réaliser des mesures complémentaires (obtenir les dimensions de l'œil, dépister les maladies

telles que le décollement de la rétine ou détecter les corps étrangers), l'ophtalmologue réalise une **échographie de l'œil**. Pour cela, il pose en contact une sonde échographique sur l'œil du patient. L'œil a été préalablement anesthésié à l'aide de gouttes anesthésiantes. La sonde a une fréquence centrale de 1 à 10MHz. L'échographie fonctionne généralement en mode B-Scan (fig.1.6).

Une utilisation des ultrasons à plus haute fréquence permet d'étudier de manière plus fine les structures de l'œil. L'UBM, pour Ultrasound BioMicroscopie, travaille entre 20 et 50MHz et permet notamment la détection de lésions tumorales bénignes et le suivi de l'œil après une chirurgie.

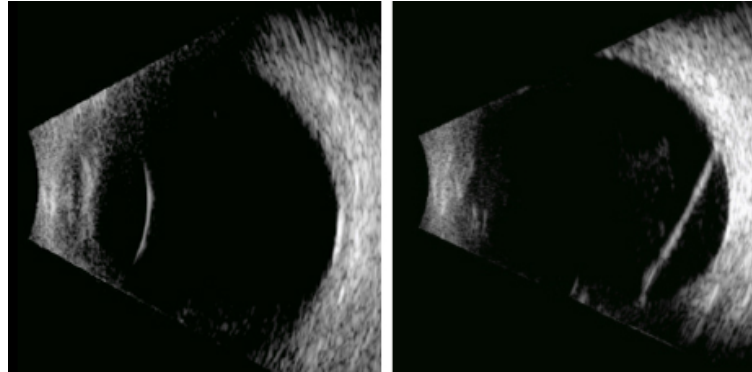


FIGURE 1.6 – Échographie de l'œil en contact. À gauche : image échographique d'un globe oculaire sans particularité ; à droite la ligne blanche correspond à un décollement de rétine.

1.1.4 L'imagerie de la cornée en recherche

1.1.4.1 Élastographie séquentielle de la cornée en contact

Une équipe de médecins et de chercheurs [4] a développé une technique d'**élastographie ultrasonore en contact par onde de surface** en 2007. Ils mesurent la vitesse de propagation d'une onde de Rayleigh entre deux points distants de quelques millimètres. Pour cela deux transducteurs en contact avec la cornée mesurent le passage des ondes (fig.1.7). A partir de la mesure de la vitesse de propagation des ondes, certaines propriétés élastiques, comme le module de Young, peuvent être calculées. Cette mesure permet d'avoir des valeurs locales de la cornée. Pour obtenir une mesure de l'ensemble de la cornée il est nécessaire de balayer mécaniquement la surface de l'œil.

1.1.4.2 Élastographie 2D de la cornée par ultrasons en contact

En 2012, dans le cadre de sa thèse réalisée à l'Institut Langevin sur l'imagerie de l'œil [5], Thu-Mai Nguyen a caractérisé les propriétés élastiques de tissus millimétriques, tels que la peau et la cornée. Pour cela, elle a utilisé l'Aixplorer de **SuperSonic Imagine**, le premier imageur ultrasonore ultrarapide, avec des sondes de 15MHz et de 20MHz. Ce système nécessite un contact entre la sonde et le tissu étudié, qui peut être réalisé par du gel ou en immergeant l'œil dans l'eau. (fig.1.8). L'Aixplorer est utilisé pour mesurer notamment la

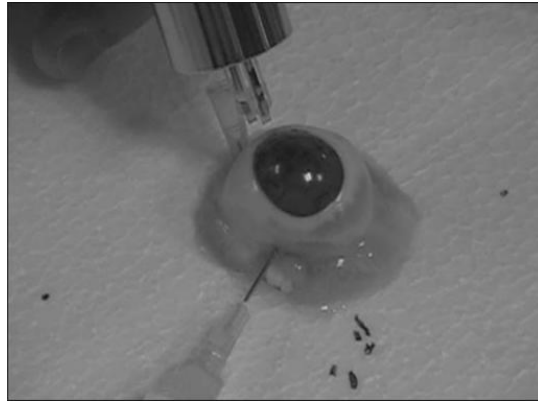


FIGURE 1.7 – Montage de mesure élastographique de la cornée, en contact et point par point [4].

vitesse de groupe d'ondes guidées dans la cornée et un module d'Young de la dizaine de kPa . Elle a également réalisé une analyse théorique sur les propriétés mécaniques de la cornée. Nous présentons ces travaux théoriques dans la section 1.4 de ce chapitre.

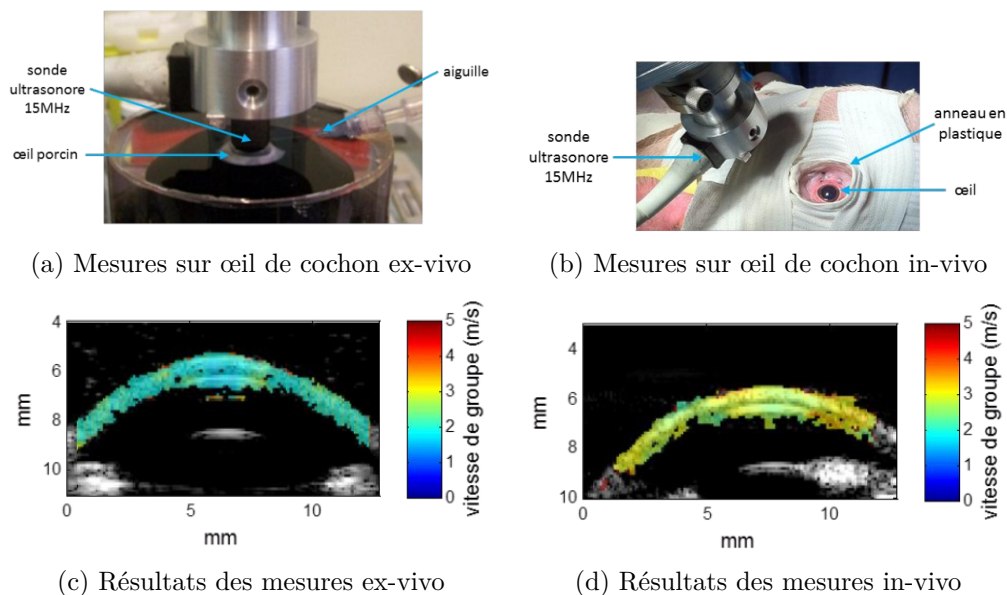


FIGURE 1.8 – Deux montages de mesures sur un œil ex-vivo (A) et un œil in-vivo (B). Cartes de vitesses de groupe des ondes de surface dans la cornée de l'œil ex vivo (C) et de l'œil in-vivo (D) [5].

1.1.4.3 Élastographie de la cornée sans contact par laser

Lorsque les mesures ne sont pas ultrasoniques, elles peuvent être optiques. Les principaux avantages des dispositifs optiques par laser sont une meilleure résolution spatiale et une mesure sans contact avec l'œil.

FF-OCT De nombreuses études [6] ont été réalisées sur des mesures de fond de l'œil avec un montage FF-OCT : **full field optical coherence tomography**, tomographie à cohérence optique plein champ. Ces montages (fig.1.9) permettent d'observer les cellules du fond de la rétine et les différentes couches de l'œil.

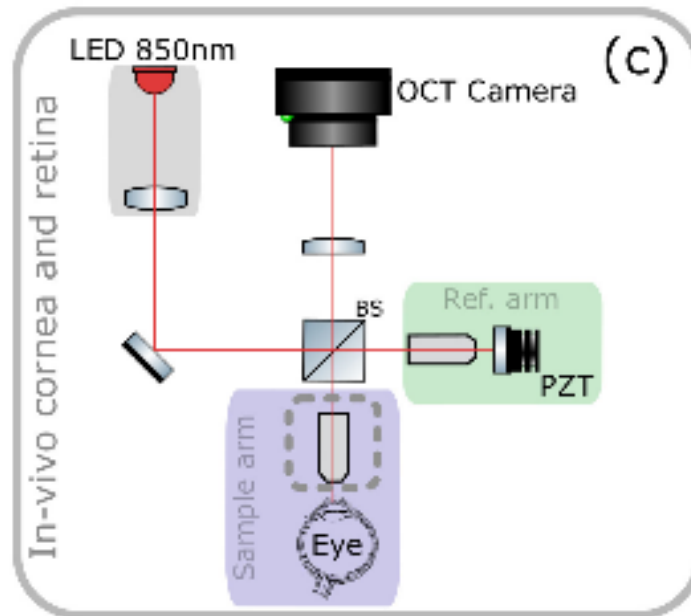


FIGURE 1.9 – Montage de mesure du fond de l'œil [6].

Micro-tapping L'équipe d'O'Donnell [7] combine les technologies ultrasonore et optique. Ils réalisent un "micro-tapping" avec des ultrasons : une surpression très localisée est appliquée sur la cornée à l'aide d'un transducteur ultrasonore focalisé et les déplacements normaux à la surface de la cornée sont mesurés à l'aide d'un montage de tomographie en cohérence optique (fig.1.10). Ainsi, ils observent la propagation d'ondes guidées sur la surface de l'œil.

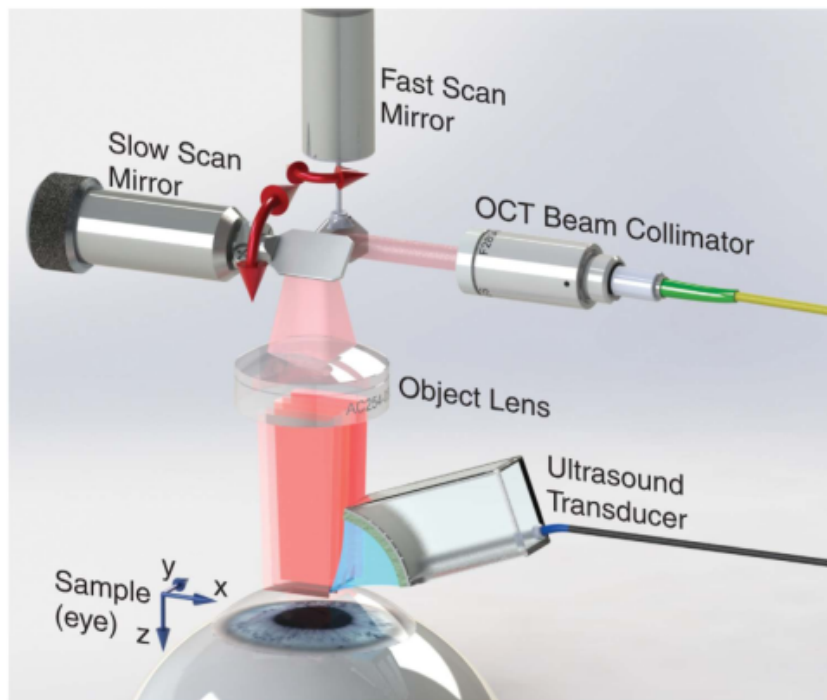


FIGURE 1.10 – Montage de mesure élastographique de la cornée, sans contact avec un laser [7].

1.2 L'imagerie ultrasonore

Les sondes ultrasonores utilisées en contact sont courantes dans l'imagerie médicale. A l'inverse les applications aériennes des sondes ultrasonores sont beaucoup plus rares.

1.2.1 Rappel sur l'imagerie médicale ultrasonore

L'imagerie médicale ultrasonore a commencé au *XXe* siècle en Angleterre avec Wild et Reid et aux Etats Unis avec Howry. A l'époque, les sujets devaient avoir la partie du corps étudiée complètement immergée et ils ne devaient pas bouger pendant un long moment. Puis les armoires à calculs ont été développées. Les médecins branchaient alors dessus une sonde qui avait besoin uniquement de gel médical de contact entre la peau et la sonde. Jusque dans les années 2000, pour reconstruire une image échographique, la sonde ultrasonore focalisait sur une succession de points et donc de directions par un processus de formation de voies (beamforming) en émission (fig.1.11). Les signaux étaient ensuite traités électroniquement par un beamforming en réception. L'image obtenue affichait une coupe du milieu étudié, la profondeur étant déduite du temps de vol. L'hypothèse sous-jacente au beamforming est que la vitesse des ondes ultrasonores reste constante quels que soient les milieux qu'elles traversent.

Dans les années 1990, l'équipe de Mathias Fink a développé la technique de l'onde plane et de l'imagerie ultrarapide (fig.1.12). Cette technique permet d'augmenter fortement la cadence d'imagerie (au début de quelques dizaines de Hertz, il est possible d'atteindre à présent 10kHz) et la qualité des images. Elle

consiste à émettre des ondes planes dans le milieu étudié et à recevoir les échos sur toute la profondeur. Ensuite un beamforming en émission et en réception est réalisé en post-traitement. Par rapport à une émission successive d'ondes focalisées, envoyer une succession d'ondes planes permet d'accélérer la cadence.

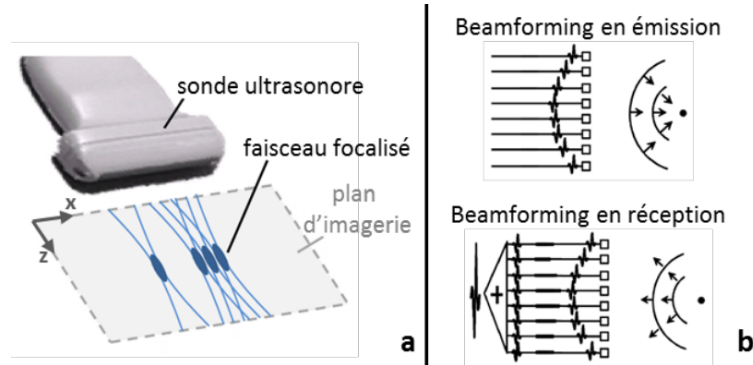


FIGURE 1.11 – Imagerie classique,, fréquence d'imagerie jusqu'à 100 Hz [5].

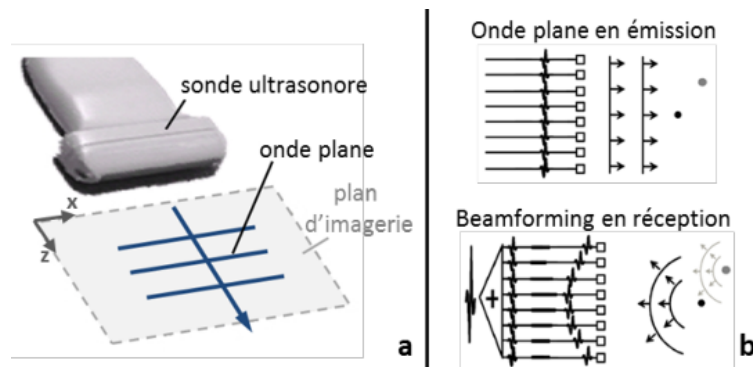


FIGURE 1.12 – Imagerie en ondes planes, fréquence d'imagerie jusqu'à 10 kHz [5].

1.2.2 Imageries ultrasonores aériennes

1.2.2.1 Un exemple de détection ultrasonore sans contact

Les *radars de recul* (fig.1.13), qui interviennent le plus souvent dans l'aide au stationnement, permettent au conducteur d'être averti de l'environnement. Ce sont des transducteurs 40 kHz placés à l'arrière et/ou à l'avant de la voiture (voire maintenant tout autour de la voiture). Ils sont en réalité des *sonars* car ils utilisent des ultrasons et non des ondes électromagnétiques. Leur fonctionnement est le suivant : ils envoient un signal ultrasonore bref, en cas d'objet devant (voiture, piéton, poteau,..) ils reçoivent alors un écho. Le temps Δt de l'écho est proportionnel à la distance d (par l'équation $2d = c \times \Delta t$), et le système d'aide au stationnement indique au conducteur la distance de l'objet, généralement par des *bips* audio dont la fréquence est dépendante de la distance à l'objet.

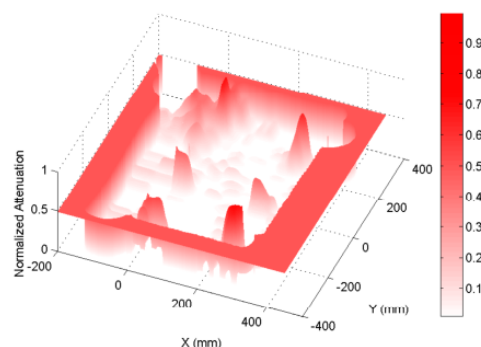
FIGURE 1.13 – Photo de *radar de recul* à l'arrière d'une voiture.

1.2.2.2 Études d'imagerie ultrasonore aérienne

De nombreuses études portent sur l'utilisation des ultrasons aériens car ils permettent d'étudier un milieu sans être intrusif ni être au contact. Par exemple, l'équipe d'**Hayward** [8] (fig.1.14) montre que l'on peut détecter des défauts dans des plaques de métal en étudiant le temps de vol des ultrasons. Si la plaque est homogène, les ultrasons auront une atténuation identique en tout point. Mais s'il y a un défaut, il y aura une inhomogénéité dans l'atténuation. Les auteurs mettent en avant ce robot pour une application dans le domaine de l'aviation, notamment pour inspecter des zones inaccessibles par l'homme. Leur système permet de faire une mesure locale et doit balayer mécaniquement la plaque étudiée pour réaliser une cartographie de celle-ci.



(a) Le robot possède trois roues pour se déplacer et deux transducteurs aériens (à droite du robot).



(b) L'atténuation du signal reçu en fonction de la position du robot sur la plaque.

FIGURE 1.14 – Robot de CND sans contact (A) permettant de détecter des inhomogénéités (B) dans des plaques de métal [8].

Une équipe espagnole [9] a réalisé une étude sur des morceaux de viande avec des transducteurs ultrasonores à 1MHz . En plaçant deux transducteurs de chaque côté de l'échantillon de viande, les ultrasons traversent l'échantillon

et son support et permettent de détecter les différents milieux de l'échantillon. Un B-Scan est réalisé en balayant l'échantillon sur sa longueur. La figure 1.15 montre deux B-Scan de deux échantillons différents : du jambon sec à gauche et du chorizo à droite. Les deux échantillons font 10mm de long, le jambon sec (4mm d'épaisseur) possède deux régions bien distinctes : une partie de gras et une partie de muscle tandis que le chorizo (1mm d'épaisseur) a une structure plus hétérogène. Les lignes en pointillés représentent la limite entre les échantillons et le verre sur lequel ils sont posés.

Pour réaliser ces imageries ultrasonores aériennes, il est important d'avoir une sonde adaptée qui émet et reçoit les ultrasons dans le milieu étudié. Différentes technologies comme la piézoélectricité et les CMUT permettent de le faire.

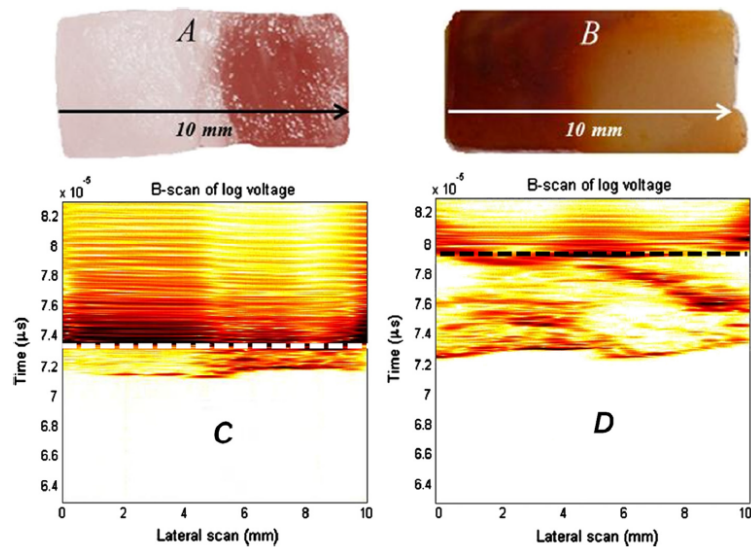


FIGURE 1.15 – Photos et B-Scan des échantillons de jambon sec (respectivement A et C) et de chorizo (resp. B et D). Les lignes en pointillés représentent la limite entre l'échantillon et son support. [9].

1.3 Les différentes technologies de transducteurs

1.3.1 Transducteurs piézoélectriques

1.3.1.1 Céramique piézoélectrique

Un transducteur ultrasonore génère des ultrasons grâce à son matériau actif. Ils sont généralement issus des céramiques piézoélectriques. Sous une différence de tension, la céramique se contracte et entre en vibration. Les mouvements mécaniques de la céramique sont transmis au milieu qui l'entoure et se propagent jusqu'à atténuation totale. Ainsi en appliquant un signal électrique connu, il est possible de générer des ondes mécaniques. Ces ondes mécaniques sont appelées

des ondes ultrasonores lorsque la fréquence est suffisamment élevée pour ne plus être audible par l'homme. Par ailleurs, sous une contrainte, une pièce piézocéramique se polarise électriquement. Ainsi, un même transducteur piézoélectrique peut agir en tant qu'émetteur (génération d'ondes ultrasonores à partir d'un signal électrique) ou récepteur (génération d'un signal électrique à partir d'ondes ultrasonores qui le traversent et le mettent en mouvement). Le matériau actif intégré au transducteur peut être de la céramique piézoélectrique pure ou composite (fabriquée à partir de céramique piézoélectrique et de résine de polymère). La fréquence centrale f_c de résonance de la pièce piézoélectrique est telle que son épaisseur e est égale à $\lambda/2$ avec λ la longueur d'onde. En notant c la célérité des ultrasons dans la céramique, nous avons :

$$e = \frac{\lambda}{2} = \frac{c}{2f_c} \quad (1.1)$$

1.3.1.2 Le stack d'un transducteur

L'ensemble des couches d'un transducteur piézoélectrique est appelé un **stack** pour "empilement", (fig.1.16). Le stack est composé d'un backing, d'un matériau actif (type piézocéramique), de deux reprises de contacts électriques, de lames d'adaptation d'impédance et parfois d'une lentille. La lentille n'est pas forcément présente dans le transducteur, elle permet de focaliser à une distance fixe le signal acoustique du transducteur.

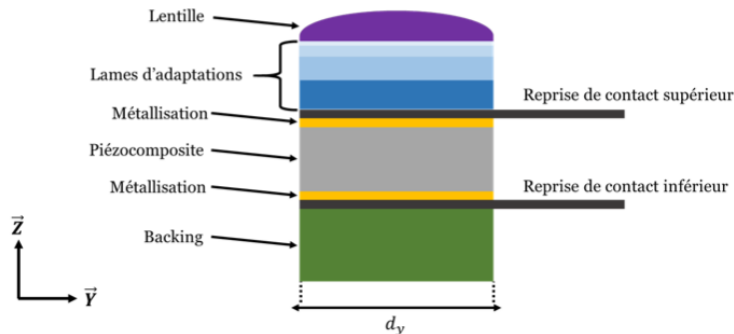


FIGURE 1.16 – Stack classique d'un transducteur piézoélectrique [10].

Le backing permet d'atténuer les ondes que la céramique piézoélectrique génère dans la direction inverse. En effet, lorsque la céramique est excitée, sa contraction génère des ondes dans les deux sens de son axe car la céramique piézoélectrique est symétrique dans l'axe de polarisation. Ainsi pour éviter des échos qui perturberaient le signal souhaité et réduiraient la bande fréquentielle, il est souvent placé derrière la céramique un backing qui atténue fortement les ondes dans la mauvaise direction.

Autour de la céramique se situent les reprises de contacts électriques. Elles sont constituées de fines couches métalliques qui relient la céramique piézoélectrique à l'électronique de contrôle du transducteur.

Ensuite, devant la céramique il y a les lames d'adaptation d'impédance. Pour expliquer leur rôle, nous devons expliquer la notion de l'impédance acoustique.

1.3.1.3 Impédance acoustique

L'impédance acoustique [11], notée généralement Z , est définie au niveau des particules par le rapport entre la pression acoustique p appliquée sur la particule et la vitesse v de cette particule :

$$Z = \frac{p}{v} \quad (1.2)$$

L'impédance se mesure en $Pa.s/m$ ou plus couramment en *Rayls*. L'impédance acoustique est un paramètre qui caractérise la résistance d'un milieu à la propagation d'une onde acoustique, en analogie avec l'impédance électrique.

Dans un milieu homogène donné et pour une onde plane et progressive, la formule de l'impédance acoustique du milieu est simplifiée et se calcule à partir de la masse volumique ρ du milieu et de la célérité c des ondes dans ce milieu :

$$Z = \rho \times c \quad (1.3)$$

Ainsi, un milieu à faible densité (tel que l'air) aura une impédance plus faible qu'un solide (tel qu'une piézocéramique). Les sondes médicales sont en contact avec de l'eau ou la surface d'un organe. La célérité des ultrasons dans les tissus biologiques et la densité de ces tissus peuvent être assimilées à celles de l'eau. Les valeurs d'impédance des piézocéramiques, de l'eau et de l'air sont résumées dans le tableau 1.1.

Milieu	Impédance	Célérité
Matériau piézoélectrique	15-40 MRayl	2000-5000 m/s
Eau	1.5 MRayl	1500 m/s
Air (@20°C, 1 atm)	420 Rayl	345 m/s

TABLE 1.1 – Impédances typiques de différents milieux.

A partir des impédances de différents milieux, il est possible de calculer le coefficient de transmission en intensité entre ces deux milieux lorsqu'une onde acoustique traverse leur interface (eq.1.4) [12].

$$T_{1-2} = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (1.4)$$

Avec Z_i l'impédance du milieu i .

L'impédance acoustique permet donc de caractériser la transmission de l'onde acoustique entre deux milieux. Pour deux milieux à impédances proches, l'onde va avoir une transmission proche de 1, pour deux milieux à impédances très différentes, la transmission sera proche de zéro. Les valeurs de transmissions en intensité entre différents matériaux sont présentées dans le tableau (table 1.2).

Ainsi, d'après le tableau 1.2 nous voyons que la transmission entre la piézocéramique et l'eau est faible et celle entre la piézocéramique et l'air est quasi nulle. Il est nécessaire d'améliorer la transmission pour avoir un transducteur efficace. Pour cela, des matériaux entre la piézocéramique et le milieu externe

Milieux	Transmission en intensité
PZT - Eau	25.9%
PZT - Air	0.00085 %
Eau - Air	0.11%

TABLE 1.2 – Transmission en intensité entre la piézocéramique (PZT) et l'eau ou l'air, avec $Z_{PZT} = 20MRayl$, $Z_{eau} = 1.5MRayl$ et $Z_{air} = 420Rayl$

avec des impédances décroissantes sont ajoutés pour permettre une transmission plus importante entre les deux milieux. Ce sont les lames d'adaptation d'impédance. Elles sont généralement fabriquées à partir de résines. Des adjuvants sont ajoutés pour augmenter ou diminuer leur densité et la célérité des ultrasons et donc leur impédance acoustique.

1.3.1.4 Fabrication des piézotransducteurs

La fabrication d'un piézotransducteur suit un processus bien défini. Nous développons ici celui qui a été réalisé dans l'entreprise Vermon S.A. à Tours au cours de cette thèse.

La piézocéramique est découpée aux dimensions du transducteur et mise à la bonne épaisseur selon la fréquence centrale souhaitée pour le transducteur. Ensuite les reprises de contacts électriques, les lames et le backing sont collés sur le piézocomposite en une ou plusieurs étapes successives mais toutes identiques : de la colle est étalée sur les couches à coller puis celles-ci sont posées sur la pièce piézoélectrique. Enfin le tout est mis sous pression dans une étuve pour plusieurs heures. La pression exercée et la température de l'étuve sont contrôlées et choisies selon un processus interne à Vermon qui permet d'éviter la présence de bulles entre les couches (ce qui détruirait la transmission des ultrasons entre les couches), de maximiser le contact entre les couches superposées et de minimiser l'épaisseur de la couche de colle.

L'avant dernière étape consiste à souder les reprises de contacts électriques à la connectique sur laquelle se branche le câble de contrôle du transducteur. Enfin, c'est l'assemblage final. Le transducteur est installé dans sa coque qui sera le manche de maintien pour l'opérateur de la sonde. Puis chaque sonde est testée pour vérifier que la fabrication est réussie, pas de bulle ni de décollement de lame par exemple.

1.3.1.5 Piézotransducteur aérien

Pour réaliser un transducteur adapté à l'air, il faut des lames d'adaptation d'impédance qui optimise la transmission des ultrasons de la céramique piézoélectrique à l'air. D'après le tableau 1.1, nous avons vu que la différence entre les impédances du piézocomposite et de l'air est d'un rapport d'environ 50 000. L'équipe de Kino [13] a développé une théorie permettant de calculer les impédances des lames d'adaptation d'impédance d'un transducteur selon son nombre de lames. L'équation (1.5) propose la valeur d'impédance pour la i ème lame :

$$Z_i = (Z_{PZT}^{n+1-i} \times Z_{ext}^i)^{1/(n+1)} \quad (1.5)$$

Avec Z_i l'impédance de la couche i , Z_{PZT} l'impédance du piézocomposite, Z_{ext} l'impédance du milieu extérieur et n le nombre de lames totales. Dans notre cas, le milieu extérieur est l'air.

Ainsi, nous pouvons retrouver les valeurs des impédances nécessaires dans le tableau suivant selon le nombre de lames et les impédances du piézocomposite et de l'air.

n lames	lame i/n	Z_i (MRayl)
1	1/1	0.092
2	1/2	0.55
2	2/2	0.015
3	1/3	1.3
3	2/3	0.092
3	3/3	0.0062
4	1/4	2.3
4	2/4	0.27
4	3/4	0.031
4	4/4	0.0036

TABLE 1.3 – Impédances des lames d'adaptation théoriques avec $Z_{PZT} = 20MRayl$ et $Z_{air} = 420Rayl$, i le numéro de la lame et n le nombre de lames total, dans le cas de quatre stacks différents : à une, deux, trois ou quatre lames.

Cette théorie propose des matériaux aux valeurs d'impédances très basses. Nous verrons dans le chapitre 4 les solutions utilisées pour mener à bien la fabrication de notre sonde ultrasonore aérienne. Un second problème se pose lors de l'utilisation d'ultrasons aériens : leur atténuation dans l'air. Le calcul d'atténuation des ultrasons dans l'air se fait d'après [14, 15] avec la formule (1.6) qui permet de calculer l'atténuation α_{air} (en dB/m) des ultrasons en fonction de leur fréquence f (en Hertz) dans des conditions atmosphériques normales. La formule (1.7) permet de calculer l'atténuation α_{eau} des ultrasons dans l'eau [16].

$$\alpha_{air} = 1.63 \times 10^{-10} \times f^2 \quad (1.6)$$

$$\alpha_{eau} = 2.17 \times 10^{-13} \times f^2 \quad (1.7)$$

D'après les formules (1.6) et (1.7) nous en déduisons que l'atténuation est de 40.8 dB/m dans l'air à 500kHz alors que dans l'eau l'atténuation est de 0.054 dB/m à la même fréquence. L'atténuation est directement liée au milieu, nous ne pouvons pas la modifier.

1.3.2 Les CMUT

Les transducteurs CMUT (pour *capacitive micromachined ultrasonic transducers*) [17] sont basés sur une technologie très différente de la technologie piézoélectrique.

1.3.2.1 Détails d'un transducteur CMUT

Une sonde multi-éléments CMUT est composée de plusieurs réseaux multicellulaires. Chaque réseau est l'équivalent d'un élément piézoélectrique et est composé d'un ensemble de cellules.

Les cellules qui composent les réseaux sont les unités qui produisent les ultrasons. Elles sont généralement de $50\mu m$ de côté (fig.1.17). Les cellules peuvent avoir plusieurs formes (fig.1.18), selon les applications auxquelles elles sont destinées. Seule, une cellule n'est pas suffisante pour générer des ultrasons suffisamment énergétiques, elles sont donc regroupées pour former un réseau de cellules en parallèle (fig.1.19).

Chaque réseau correspond à l'équivalent d'un élément piézoélectrique. C'est la distance entre deux éléments qui donne le pas de la sonde (fig.1.20). Chaque élément est contrôlable électroniquement de façon indépendante. Le nombre et la disposition des éléments permettent de créer un transducteur mono-élément, linéaire ou matriciel.

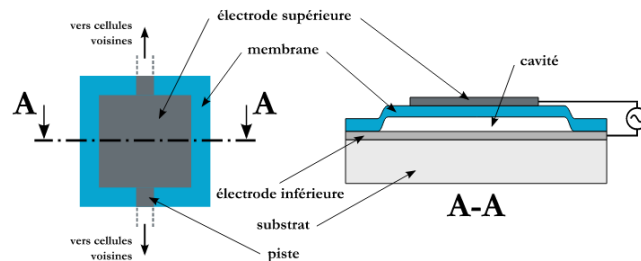


FIGURE 1.17 – Cellule de CMUT [18].

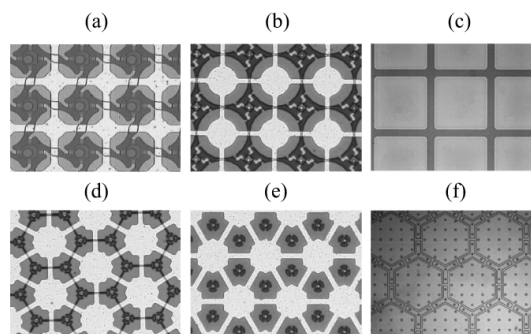


FIGURE 1.18 – Différentes formes de cellules CMUT [19, 20].

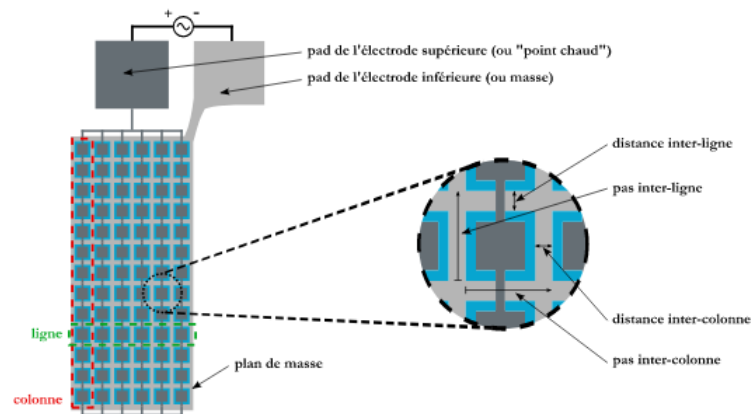
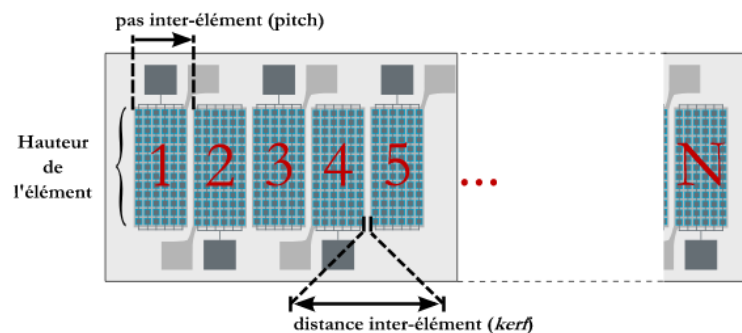


FIGURE 1.19 – Un réseau de cellules CMUT [18].

FIGURE 1.20 – Transducteur CMUT de plusieurs réseaux contrôlables indépendamment les uns des autres [18]. Il y a N éléments indépendants dans ce transducteur.

1.3.2.2 Fonctionnement d'une cellule CMUT

Les CMUT nécessitent une tension continue de polarisation V_{DC} , qu'ils soient utilisés en émission ou en réception. Pour générer des ultrasons, une tension alternative V_{AC} est aussi appliquée à la fréquence ultrasonore. Cette tension V_{AC} s'ajoute à V_{DC} et permet de défléchir la membrane de la cellule (fig.1.17). C'est le mouvement de la membrane qui va mettre en mouvement les particules du milieu environnant et ainsi générer les ultrasons. La réponse de la membrane est dépendante du milieu environnant. Ainsi, comme nous montre la figure suivante (fig.1.21), un même CMUT possède un large spectre dans l'eau et un spectre étroit dans l'air.

Il existe différentes techniques pour permettre aux CMUT d'avoir un large spectre dans l'air. Nous pouvons notamment citer les travaux de l'équipe de D. Certon [21] qui a pu obtenir des bandes passantes de plus de 100% pour des CMUT de fréquences centrales de quelques MégaHertz. Nous parlerons plus en détail de ces CMUT et de ces travaux dans la suite de la thèse.

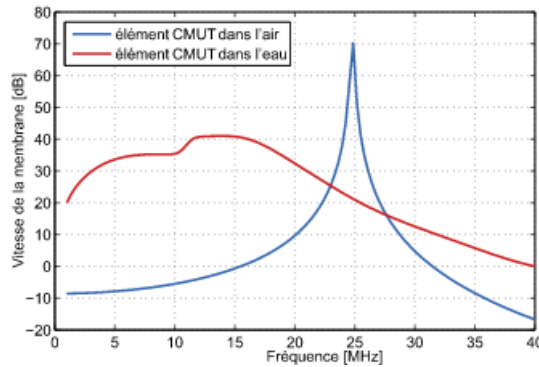


FIGURE 1.21 – Différentes réponses d'un transducteur CMUT selon s'il est dans l'eau ou dans l'air [18].

1.3.3 Lames actives, transducteurs ferroélectriques aériens et pMUT

Différentes équipes de recherche ont publié sur d'autres technologies permettant d'émettre et de recevoir des ultrasons dans l'air à relativement haute fréquence. Notamment, l'équipe de Gomez [22] qui a travaillé sur les lames actives. Ceux sont des lames d'adaptation d'impédance qui sont contrôlées électriquement comme le matériau piézoélectrique. Ainsi l'association du piézoélectrique et de la lame permet une meilleure transmission des ultrasons dans l'air. D'autres technologies comme les ferroélectriques [23] ou les pMUT ont également été étudiées. Mais ces technologies ont beaucoup d'inconvénients tels que leurs processus de fabrication et une électronique de contrôle plus complexes. Les CMUT et surtout les céramiques piézoélectriques sont les plus utilisées pour les applications dans l'air.

1.4 Les ondes guidées pour étudier la cornée

1.4.1 Ondes de Lamb

Dans notre étude, nous cherchons à déterminer les propriétés élastiques de la cornée. Dans les tissus biologiques, certaines de leurs propriétés élastiques, comme le module de Young et le coefficient de cisaillement, sont reliées aux vitesses longitudinales et transverses des ondes qui s'y propagent [24]. Pour mesurer ces paramètres, nous étudions alors les ondes guidées dans la cornée. Un cas simple d'ondes guidées peut être présenté avec les ondes de Lamb qui sont des ondes guidées dans une plaque libre.

Le champ de déplacement \vec{u} des particules dans une plaque homogène et isotrope où se propagent les ondes guidées peut être décrit à partir d'un potentiel scalaire Φ et d'un potentiel vecteur $\vec{\Psi}$ selon la décomposition d'Helmholtz [25]. Dans le cas des ondes de Lamb, ce champ de déplacement est décrit par les équations de propagation (1.8) et (1.9).

$$\Delta^2 \Phi - \frac{1}{V_L^2} \frac{\delta^2 \Phi}{\delta t^2} = 0 \quad (1.8)$$

$$\Delta^2 \vec{\Psi} - \frac{1}{V_T^2} \frac{\delta^2 \vec{\Psi}}{\delta t^2} = 0 \quad (1.9)$$

Avec V_T et V_L les vitesses transverses et longitudinales des ondes, propres au milieu de propagation. Le développement de ces formules [25] permet de montrer qu'il existe deux familles de modes de vibration de la plaque : symétrique ou antisymétrique (fig.1.22 et fig.1.23). Le mode A0 est un mode de flexion que nous souhaitons détecter avec notre imageur. Il présente une équation de dispersion décrite par l'équation (1.10), avec ω , k , h et V_p respectivement la pulsation, le vecteur d'onde, l'épaisseur du milieu et la vitesse de plaque. La vitesse de plaque se définit à partir des vitesses transverses et longitudinales des ondes dans la plaque, elle est propre à la plaque et permettrait de remonter aux propriétés élastiques de la plaque.

$$\omega = \frac{V_p}{\sqrt{3}} k^2 h \quad (1.10)$$

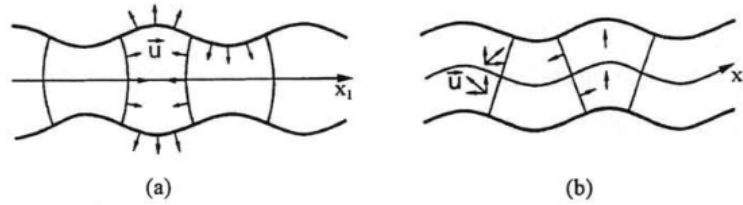


FIGURE 1.22 – Mode S0 et A0 des ondes de Lamb, respectivement symétrique (a) et antisymétrique (b) [25].

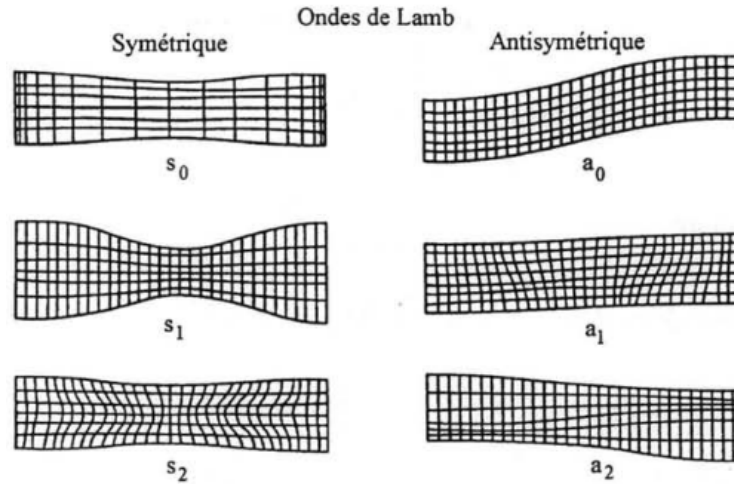


FIGURE 1.23 – Les premiers modes symétriques et antisymétriques des ondes de Lamb [25].

1.4.2 Modélisation de la cornée immergée dans de l'eau

En plus de ses mesures avec l'Aixplorer de **SuperSonic Imagine**, Thu-Mai Nguyen a également travaillé sur l'élasticité de la cornée à partir d'un modèle

théorique [5]. Son modèle est basé sur les ondes de Lamb à la différence que la plaque est immergée dans l'eau. Son modèle est résolu avec trois approches différentes : semi-analytiquement, par une approximation analytique et par des simulations de différences finies. Les résultats des trois approches sont présentés dans la figure 1.24.

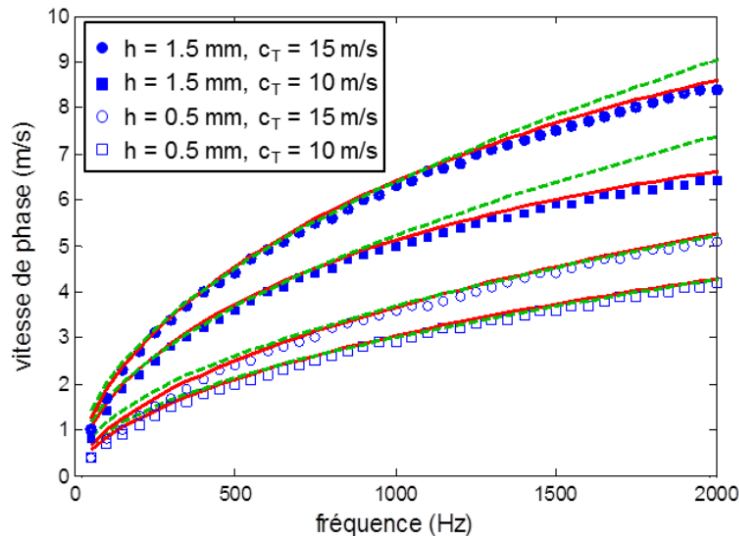


FIGURE 1.24 – Courbes de dispersion de plaques immergées dans l'eau pour différentes épaisseurs et différentes élasticités obtenues par simulations en différences finies (marqueurs bleus), résolution semi-analytique (ligne rouge) et approximation analytique (pointillés vert) [5].

Les conditions aux limites dans ce cas d'étude sont des interfaces libres sur les deux faces de la plaque. Dans le cas de la cornée, les deux milieux l'entourant sont différents, nous ne pouvons plus parler d'ondes de Lamb au sens strict [26, 27]. Nous avons consacré le chapitre suivant au développement de la formule de dispersion des ondes guidées dans une plaque sur un substrat fluide.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que l'œil est un organe complexe. De nombreuses maladies peuvent toucher la cornée et il est essentiel de pouvoir les étudier. Les systèmes d'imagerie de l'œil ne sont pas forcément dédiés à la cornée, ils sont généralement utilisés pour la rétine et le cristallin. Les méthodes cliniques actuelles pour observer la cornée consistent essentiellement à l'observation quasi-directe de celle-ci par le médecin (par exemple avec la lampe à fente).

Les techniques ultrasonores développées sont des méthodes en contact, ce qui complexifie la mesure et perturbe le milieu étudié. L'imagerie ultrasonore aérienne permettrait de résoudre ces problèmes, mais elle est encore à ses balbutiements et différentes technologies de transducteurs sans contact sont encore en cours de développement. Cette imagerie ultrasonore sans contact se ferait

par le suivi des ondes guidées à la surface de la cornée. Le comportement de ces ondes guidées doit tout d'abord être modélisé. Dans le chapitre suivant, nous modélisons ces ondes guidées dans la cornée pour pouvoir extraire son module de Young et son coefficient de cisaillement.

Chapitre 2

Modélisation des ondes guidées dans la cornée

Notre imageur ultrasonore sans contact va nous permettre de suivre la propagation d'ondes guidées à la surface de la cornée afin de déterminer ses propriétés mécaniques. Pour cela, nous devons modéliser la relation entre ces propriétés et les ondes guidées qui s'y propagent.

Une onde est dite guidée lorsqu'elle se propage dans un guide, par exemple une plaque. Cette propagation guidée est généralement multimodale et dispersive. Dans le cas d'une plaque libre, ces ondes sont appelées ondes de Lamb, du nom du chercheur qui a étudié et théorisé leur propagation au début du *XXe* siècle.

La cornée est à l'interface entre de l'air à l'extérieur et l'humeur aqueuse à l'intérieur de l'œil. Les conditions aux limites sont donc spécifiques et nous n'avons pas des ondes de Lamb au sens strict. Il est nécessaire de développer une approche théorique propre à notre situation.

2.1 Approche théorique

La cornée est un tissu composé de plusieurs couches qui peuvent être simplifiées d'un point de vue mécanique à la couche la plus épaisse, le stroma, composée de cellules et d'une matrice extra-cellulaire. L'humeur aqueuse, situé sous la cornée, est globalement de l'eau avec les nutriments nécessaires à la survie des cellules de celle-ci. Nous pouvons donc en première approche représenter la cornée par un modèle simple d'une plaque d'épaisseur e sur un substrat semi-infini liquide (fig.2.1). Dans cette représentation, nous ne prenons pas en compte la courbure de la cornée.

2.1.1 Développement à partir de l'équation de Navier

L'équation de Navier (2.1) décrit le champ de déplacement \vec{u} des particules dans un milieu isotrope homogène.

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = V_L^2 \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}(\vec{u})) - V_T^2 \overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{u})) \quad (2.1)$$

avec V_T et V_L les vitesses transverse et longitudinale des particules dans le milieu. V_T et V_L sont définies à partir du tenseur des constantes élastiques c_{11}



FIGURE 2.1 – Illustration de la plaque sur un substrat liquide.
Le substrat liquide est supposé semi-infini en x_2 .

et c_{66} [25].

$$\left\{ \begin{array}{l} V_T = \sqrt{\frac{c_{66}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \\ et \\ V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \end{array} \right. \quad (2.2)$$

avec ρ la masse volumique du milieu, μ le module de cisaillement et λ le premier coefficient de Lamé.

Suivant la décomposition d'Helmholtz, le champ de déplacement \vec{u} peut être représenté par un potentiel scalaire Φ et un potentiel vecteur $\vec{\Psi}$:

$$\vec{u} = \overrightarrow{grad}\Phi + rot\vec{\Psi} \quad (2.3)$$

En remplaçant l'équation (2.3) dans l'équation (2.1) nous obtenons deux équations découplées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta^2 \vec{\Psi} - \frac{1}{V_T^2} \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = 0 \\ \Delta^2 \Phi - \frac{1}{V_L^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \end{array} \right. \quad (2.4)$$

Nous supposons une onde guidée monochromatique se propageant dans le plan x_1Ox_2 et dans la direction Ox_1 (fig.2.1). Suivant la méthode des ondes partielles, les solutions recherchées sont inhomogènes et de la forme :

$$\Phi(x_1, x_2, t) = \Phi(x_2)e^{j(\omega t - kx_1)} \quad (2.5)$$

$$\vec{\Psi}(x_1, x_2, t) = \vec{\Psi}(x_2)e^{j(\omega t - kx_1)} \quad (2.6)$$

en notant j le nombre imaginaire. Nous supposons également une onde polarisée dans le plan de propagation, ce qui annule la composante u_3 . En fonction des potentiels, les composantes de déplacements s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} u_1 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} + \frac{\partial \Psi_3}{\partial x_2} \\ u_2 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} - \frac{\partial \Psi_3}{\partial x_1} \\ u_3 = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Nous posons :

$$-jk = \frac{\partial}{\partial x_1} \quad (2.8)$$

$$-\omega^2 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

avec ω la pulsation angulaire et k le vecteur d'onde. En remplaçant (2.7), (2.8), et (2.9) dans (2.4), nous obtenons deux équations découplées en Φ et Ψ :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_2^2} + p^2 \Phi = 0 \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_2^2} + q^2 \Psi = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

avec

$$q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2 \quad (2.11)$$

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \quad (2.12)$$

Dans la plaque, les solutions (Φ_s, Ψ_s) du système (2.10) sont de la forme (2.13).

$$\begin{cases} \Phi_s = Ae^{jp_s x_2} + Be^{-jp_s x_2} \\ \Psi_s = Ce^{jq_s x_2} + De^{-jq_s x_2} \end{cases} \quad (2.13)$$

Avec p_s et q_s les paramètres p et q dans la plaque (s pour solide) et A, B, C et D les coefficients de combinaisons linéaires. Physiquement, elles représentent pour Φ, Ψ la combinaison linéaire de deux ondes partielles.

Dans le liquide, le potentiel vectoriel est nul et nous avons $\vec{u}_L = \overrightarrow{\text{grad}} \Phi_L$. Comme précédemment la solution Φ_L solution à (2.10) s'écrit :

$$\Phi_L = Fe^{jp_L x_2} + Ge^{-jp_L x_2} \quad (2.14)$$

en posant p_L le paramètre p dans le liquide et avec F et G deux coefficients de combinaison linéaire.

Les solutions aux équations (2.10) étant définies elles doivent en outre satisfaire les conditions aux limites.

2.1.2 Conditions aux limites

A l'interface entre la plaque et l'air en $x_2 = -e$, les contraintes sont nulles. Nous avons alors :

$$\begin{cases} T_{12}^S(x_2 = -e) = 0 \\ T_{22}^S(x_2 = -e) = 0 \end{cases} \quad (2.15)$$

A l'interface entre la plaque et le liquide ($x_2 = 0$), nous considérons que l'eau est non visqueuse, que nous avons continuité des contraintes et des déplacements normaux à l'interface et que la contrainte tangentielle est nulle en surface du solide.

$$\begin{cases} T_{12}^S(x_2 = 0) = 0 \\ T_{22}^S(x_2 = 0) = T_{22}^L(x_2 = 0) \\ u_2^S(x_2 = 0) = u_2^L(x_2 = 0) \end{cases} \quad (2.16)$$

Nous obtenons 5 équations (eq. (2.15) et (2.16)) or nous avons 6 inconnues (A, B, C, D, E et F). Pour résoudre le problème, nous considérons dans le liquide une seule onde partielle, celle qui pourrait rayonner de la plaque dans le liquide. Nous annulons pour cela arbitrairement un des coefficients, nous choisissons $F = 0$. Cette hypothèse est valide si l'on considère le liquide semi-infini, ce qui est notre cas. Ce choix implique également une solution d'onde guidée avec $Im(p_L) > 0$ pour avoir son confinement au niveau de l'interface liquide-solide et non un rayonnement propagatif de cette onde dans le liquide.

Suivant Royer et Dieulesaint [25], T_{12} et T_{22} s'écrivent :

$$\begin{cases} T_{12} = 2\mu \left(2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1 \partial x_2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_2^2} \right) \\ T_{22} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_2^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_2^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1 \partial x_2} \right) \end{cases} \quad (2.17)$$

Les dérivés partielles nécessaires aux calculs s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Psi}{\partial x_1} = -jk\Psi \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1^2} = -k^2\Psi \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1 \partial x_2} = kp(Ae^{ipx_2} - Be^{-ipx_2}) \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_2^2} = -p^2(Ae^{ipx_2} + Be^{-ipx_2}) \\ \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} = -jk\Phi \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2} = -k^2\Phi \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1 \partial x_2} = kq(Ce^{iqx_2} - De^{-iqx_2}) \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_2^2} = -q^2(Ce^{iqx_2} + De^{-iqx_2}) \end{array} \right. \quad (2.18)$$

Avec les équations (2.13), (2.14), (2.17) et (2.18), nous obtenons pour T_{12}^S , T_{22}^S et T_{22}^L :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{12}^S = 2\mu_s \left[2kp_s(Ae^{ip_s x_2} - Be^{-ip_s x_2}) + (k^2 - q_s^2)(Ce^{iq_s x_2} + De^{-iq_s x_2}) \right] \\ T_{22}^S = -\lambda_s(k^2 + p_s^2)(Ae^{jp_s x_2} + Be^{-jp_s x_2}) \\ \quad - 2\mu_s p_s^2(Ae^{jp_s x_2} + Be^{-jp_s x_2}) \\ \quad - 2\mu_s kq_s(Ce^{jq_s x_2} - De^{-jq_s x_2}) \\ = -\left[\lambda_s(k^2 + p_s^2 + 2\mu_s p_s^2) \right] (Ae^{jp_s x_2} + Be^{-jp_s x_2}) \\ \quad - 2\mu_s kq_s(Ce^{jq_s x_2} - De^{-jq_s x_2}) \\ T_{22}^L = -\lambda_L(k^2 + p_L^2)Ee^{jp_L x_2} \end{array} \right. \quad (2.19)$$

A partir des formules (2.7), (2.13) et (2.14), les déplacements dans le solide u_2^S et dans l'eau u_2^L s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_2^S = jp_s(Ae^{jp_s x_2} - Be^{-jp_s x_2}) + jk(Ce^{jq_s x_2} + De^{-jq_s x_2}) \\ u_2^L = jp_L Ee^{jp_L x_2} \end{array} \right. \quad (2.20)$$

Finalement les conditions aux limites s'écrivent :

En $x_2 = -e$, les contraintes sont nulles, $T_{12}^S = 0$ et $T_{22}^S = 0$ (2.15). A partir de (2.19) nous obtenons

$$\begin{cases} 2kp_s(Ae^{-jp_s e} - Be^{jp_s e}) + (k^2 - q_s^2)(Ce^{-jq_s e} + De^{jq_s e}) = 0 \\ \left[\lambda_s(k^2 + p_s^2) + 2\mu_s p_s^2 \right] (Ae^{-jp_s e} + Be^{jp_s e}) \\ \quad + 2\mu_s k q_s (Ce^{-jq_s e} - De^{jq_s e}) = 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

En $x_2 = 0$, nous avons $T_{12}^S = 0$ et $T_{22}^S = T_{22}^L$ et $u_2^S = u_2^L$ (2.16). A partir de (2.19) et après simplification, nous avons :

$$\begin{cases} 2kp_s(A - B) + (k^2 - q_s^2)(C + D) = 0 \\ \left[\lambda_s(k^2 + p_s^2) + 2\mu_s p_s^2 \right] (A + B) + 2\mu_s k q_s (C - D) = \lambda_L(k^2 + p_L^2)E \\ p_s(A - B) + k(C + D) = p_L E \end{cases} \quad (2.22)$$

Au bout du compte, nous obtenons le système (2.23) de cinq équations à cinq inconnues en posant :

$$\begin{aligned} \alpha &= 2kp_s \\ \beta &= (k^2 - q_s^2) \\ \gamma &= \lambda_s(k^2 + p_s^2) + 2\mu_s p_s^2 \\ \delta &= 2\mu_s k q_s \\ \epsilon &= \lambda_L(k^2 + p_L^2) \\ X &= e^{-jp_s e} \\ Y &= e^{-jq_s e} \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} \alpha X & -\alpha/X & \beta Y & \beta/Y & 0 \\ \gamma X & \gamma/X & \delta Y & -\delta/Y & 0 \\ \alpha & -\alpha & \beta & \beta & 0 \\ \gamma & \gamma & \delta & -\delta & -\epsilon \\ p_s & -p_s & k & k & -p_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{pmatrix} = 0 \quad (2.23)$$

2.2 Résolution semi-analytique du système

Le déterminant du système (2.23) est nul car les coefficients A, B, C, D et E sont linéairement dépendants. Sa résolution aboutit à la relation de dispersion. Elle est réalisée avec Matlab® pour finalement obtenir les couples (ω, k) satisfaisant cette annulation. L'ensemble des couples (ω, k) représente la dispersion des ondes guidées.

La figure 2.2 montre la dispersion de notre modèle dans le cas d'une plaque mince d'épaisseur $e = 500\mu m$. Nous observons l'existence de deux modes de propagation. Le mode peu dispersif peut être assimilé au mode S_0 , un mode principalement de compression. D'après Yu et al. [26], le deuxième mode plus dispersif est assimilable à un mode de Scholte et nommé à l'occasion quasi-Scholte. Pour information, l'onde de Scholte est une onde guidée d'interface

entre un solide et un liquide tous deux semi-infinis. Le mode quasi-Scholte est comparable au mode A_0 .

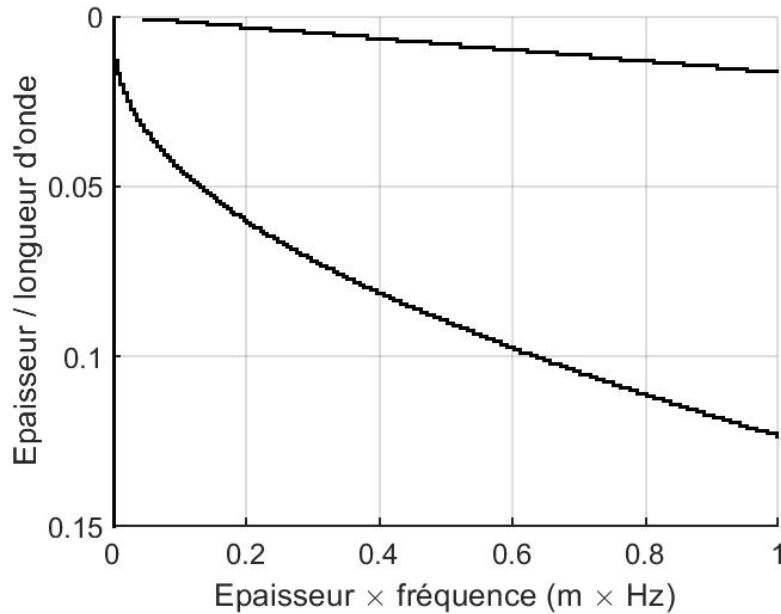


FIGURE 2.2 – Dispersion des ondes guidées résolues semi-analytiquement dans le cas d'une plaque mince $e = 500\mu\text{m}$ avec $V_T = 30\text{m/s}$, $V_L = 3000\text{m/s}$, $\rho_L = 1000\text{kg/m}^3$ et $\rho_s = 965\text{kg/m}^3$.

2.3 Paramètres élastiques de la plaque

Cette modélisation de propagation d'ondes guidées peut être comparée à une expérience à partir de leur courbe de dispersion respective. La correspondance entre ces courbes de dispersions théoriques et expérimentales est obtenue lorsque les paramètres sont identiques. Il faut alors déterminer les paramètres inconnus du modèle : λ_s , ρ_s et μ_s . Ces paramètres sont en réalité les propriétés mécaniques de la plaque. Le premier coefficient de Lamé λ_s et la masse volumique ρ_s sont généralement fixés car la cornée est un milieu biologique assimilable à de l'eau avec une vitesse longitudinale et une densité comparables. Le module de cisaillement μ_s est le dernier paramètre inconnu qui intervient dans le modèle, il est calculé à partir de la vitesse transverse (eq.(2.2)) qui est déterminée par une recherche itérative de correspondance de la courbe de dispersion théorique sur la courbe expérimentale. Nous nous intéressons également au module de Young E_s de la cornée. Dans les tissus mous, le module de Young E_s est relié au module de cisaillement par la formule suivante : $E_s \sim 3\mu_s$. Ainsi, l'équation (2.24) donne la relation entre l'élasticité de la cornée et la vitesse transverse des ondes dans celle-ci.

$$E_s \sim 3\mu_s = 3V_T^2\rho_s \quad (2.24)$$

2.4 Conclusion

Nous avons modélisé la propagation d'une onde guidée dans un modèle de cornée en utilisant une approche théorique. Ses résultats seront confrontés à des mesures expérimentales dans le chapitre 5. In fine, ils nous permettront de déterminer expérimentalement le module de Young des plaques de tests.

Chapitre 3

Contraintes et solutions de l'imagerie aérienne

Pour suivre sans contact les ondes guidées dans la cornée que nous avons décrites dans le chapitre précédent, nous devons réaliser un imageur aérien. Pour cela, nous devons prendre en compte les problématiques auxquelles nous faisons face et qui nous ont amenés à ne pas utiliser les sondes médicales classique ni leur algorithme classique d'imagerie. L'algorithme d'imagerie que nous utilisons est exposé. Et nous présentons ensuite un imageur ultrasonore sans contact qui répond également à ces contraintes et qui a été développé pour l'étude de la respiration et du battement cardiaque chez l'Homme [28].

3.1 Contraintes physiques d'imagerie d'une surface spéculaire et courbe

3.1.1 Cahier des charges

L'imagerie ultrasonore de la surface de l'œil présente différentes contraintes. Elles sont présentées dans la liste ci-dessous.

1. La fréquence centrale de l'imageur doit être suffisamment petite pour limiter l'atténuation des ultrasons dans l'air,
2. L'ouverture en réception, la longueur d'onde de l'imageur et sa distance à l'œil doivent être telles que sa tache focale soit suffisamment petite par rapport à la longueur d'onde de l'onde se propageant sur la cornée,
3. L'imageur doit avoir une fréquence d'imagerie suffisamment élevée pour respecter la condition de Nyquist-Shannon dans le domaine fréquentiel,
4. L'œil a une surface courbée d'un diamètre de 25mm, la sonde ultrasonore doit être capable d'illuminer le plus de surface possible avec le maximum d'angles. A la surface de la cornée, la réflexion est spéculaire, elle est régie par les lois de Snell-Descartes.

3.1.2 Caractéristiques de l'imageur

L'atténuation des ultrasons dans l'air est une forte contrainte sur le choix de la fréquence centrale. En effet, l'atténuation dans l'air est dépendante du carré de la fréquence [14, 15]. À $500kHz$ l'atténuation est de $4dB/cm$ et à $1MHz$

l'atténuation est quatre fois plus importante, $16dB/cm$. La seconde contrainte sur le choix de la fréquence est la largeur à mi-hauteur de la tache focale de la réception de l'imageur. D'après l'équation (3.1) et la figure 3.1, plus la fréquence est élevée, plus la tache focale est petite. L'atténuation est proportionnelle au carré de la fréquence tandis que la tache focale est inversement proportionnelle à la fréquence.

$$a = 1.8 \frac{\lambda F}{D} \quad (3.1)$$

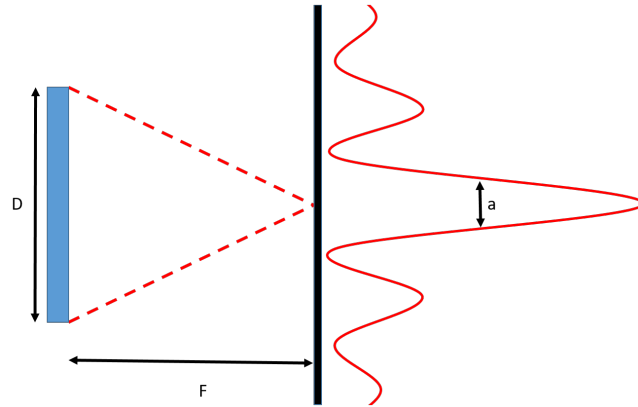


FIGURE 3.1 – Illustration de la tache focale. D est l'ouverture de l'imageur, F la distance focale entre l'imageur et la surface, a la largeur de la tache focale à mi-hauteur.

Pour une fréquence de $500kHz$ (soit $\lambda_{500kHz}^{air} = 690\mu m$), une distance focale $F = 15mm$ entre l'imageur et l'œil et avec une ouverture de $D = 15mm$, la tache focale est de $a = 1.2mm$. L'atténuation de l'onde acoustique à $500kHz$ sur l'aller-retour de $30mm$ entre la sonde et la cornée est de $12.0dB$. Nous choisissons de travailler à $500kHz$ pour limiter l'impact de l'atténuation et car la résolution est suffisante.

En effet, nous souhaitons mesurer des ondes guidées de fréquences entre 1 et $500Hz$ [5, 29, 7], donc en premier point d'après la condition de Nyquist-Shannon nous devons avoir une fréquence d'imagerie supérieure à $1kHz$, idéalement supérieure à $5kHz$. Et en second point, la résolution millimétrique permet d'observer finement (environ une dizaine de points) une longueur d'onde complète d'onde guidée sur la cornée.

3.1.3 La cornée, une surface courbe et spéculaire

Dans nos conditions de travail, la surface de la cornée est spéculaire. En effet, la rugosité de la surface de l'œil est très inférieure à la longueur d'onde des ultrasons dans l'air ($\lambda_{500kHz}^{air} = 690\mu m$). Or la réflexion d'une onde plane

sur une surface spéculaire conserve son front d'onde et suit les lois de Snell-Descartes. Tandis qu'en réflexion diffusante l'onde réfléchie a un profil aléatoire (fig.3.2).

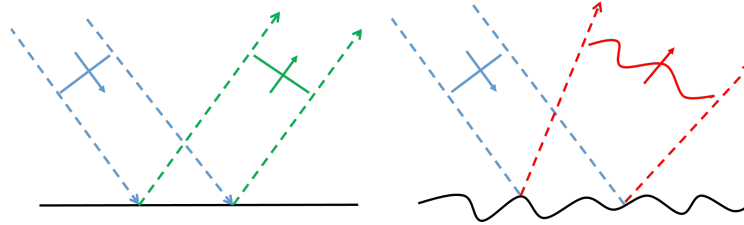


FIGURE 3.2 – Comparaison d'une réflexion spéculaire (à gauche) ou diffusante (à droite). En bleu un front d'onde plat est envoyé sur les deux surfaces. Le front d'onde est conservé dans le cas d'une surface spéculaire (en vert) et ne l'est pas dans le cas d'une surface diffusante (en rouge).

Dans le cas de la cornée, la surface est courbe. Donc la réflexion spéculaire augmente la divergence des faisceaux incidents (fig.3.3). Il est donc important d'éclairer la cornée sous le bon angle afin de recevoir l'écho sur les récepteurs. La solution retenue est de séparer les émetteurs et les récepteurs.

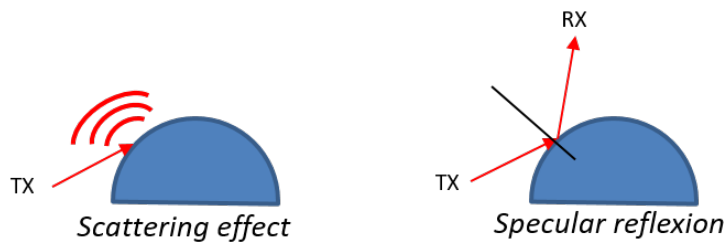


FIGURE 3.3 – Diffusion (scattering effect) à gauche et réflexion spéculaire (specular reflexion) à droite d'un faisceau incident. La surface spéculaire et courbée rend cruciale la position des émetteurs et des récepteurs.

3.2 Sondes médicales classiques

3.2.1 Impédance acoustique des sondes médicales

L'atténuation des ultrasons dans l'air est très importante. Pour recevoir un signal réfléchi, il est essentiel que ce signal ait été envoyé avec une énergie suffisante dans l'air. Pour cela, il faut dans un premier temps que la transmission entre le matériau actif et l'air soit la plus importante possible. Or, les sondes médicales sont adaptées pour un couplage avec de l'eau. Le rapport d'impédance entre l'eau et l'air étant supérieur à 10^3 , la transmission en intensité est plus de 10^3 fois moindre dans l'air avec les sondes médicales. Les sondes d'imagerie médicale ne semblent pas adaptées sur ce premier point.

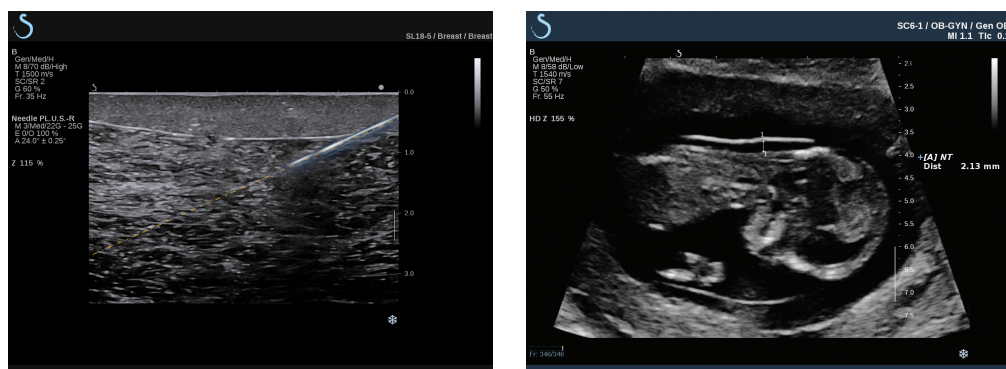
3.2.2 La géométrie des sondes d'imagerie médicale

Outre les aspects d'adaptation d'impédance et d'atténuation acoustiques, les sondes d'imagerie médicale ont une grande diversité de géométries. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4 les sondes peuvent être mono-élément, en barrette (éléments indépendants disposés en ligne) ou matricielles (éléments indépendants disposés sur plusieurs lignes et colonnes).

Chacune de ces sondes peuvent être plates ou convexes selon les applications, par exemple les barrettes plates peuvent être utilisées en échographie mammaire (fig.3.5a) et les barrettes convexes en échographie obstétrique (fig.3.5b). Plus rarement en imagerie les sondes sont concaves, elles permettent de focaliser géométriquement en un point, elles sont plus souvent utilisées en thérapie acoustique.



FIGURE 3.4 – Exemples de sondes [30]. Elles peuvent être mono-élément, en barrette ou matricielle, mobile ou fixe, concave ou plate.



(a) Échographie mammaire par une sonde plate avec une aiguille visible à droite de l'image [31].

(b) Échographie obstétrique par une sonde convexe [31].

FIGURE 3.5 – Échographies avec une sonde plate et une sonde convexe.

D'après nos besoins décrits dans la section précédente et dans celle-ci, les sondes disponibles sur le marché ne satisfont ni nos critères de géométrie ni notre

problème d'impédance acoustique pour une émission/réception dans l'air. Nous devons donc construire notre propre sonde. Cette sonde devra avoir une technologie adaptée à l'air, une géométrie permettant d'imager une surface spéculaire et courbe et un algorithme d'imagerie associé à sa configuration.

3.3 Algorithme d'imagerie

3.3.1 Rappels sur la formation de voies (beamforming) et le retournement temporel

3.3.1.1 Beamforming

Le beamforming consiste littéralement à *former les voies pour réaliser un faisceau*. Plus exactement il consiste à recréer un front d'onde donné en retardant adéquatement les signaux des voies d'émission et/ou réception.

Avec l'hypothèse d'une vitesse ultrasonore homogène dans le milieu, il est alors possible de réaliser un front d'onde convergent ou divergent pour simuler une focalisation en émission ou en réception [32] (fig.3.6).

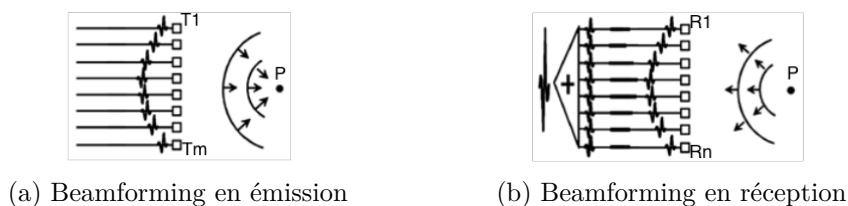


FIGURE 3.6 – Illustrations du beamforming en émission et en réception, avec respectivement M émetteurs et N récepteurs.

L'émission (a) et la réception (b) sont focalisées au point P .

Sur la figure 3.6a, le beamforming en émission est réalisé en excitant les émetteurs (T_i avec $i \in \llbracket 1; M \rrbracket$) par des impulsions électriques décalées suivant la loi de délai variable pour créer un front d'onde convergent. Un beamforming en émission avec un front d'onde convergent est une focalisation, ici sur le point P .

Lorsque le point P rétro-diffuse l'onde incidente, les différents récepteurs (R_j avec j de 1 à N) reçoivent le signal $s_j(t)$ avec un retard d'onde d'origine géométrique. Le beamforming en réception consiste à ajouter un délai supplémentaire τ_j différent pour chaque récepteur ($s_j(t) \otimes \delta(t - \tau_j)$), et donc un déphasage de chaque composante fréquentielle du signal d'une valeur de $e^{-j\omega\tau_j}$. Lorsque les délais τ_j sont choisis pour compenser la divergence du front d'onde, alors la somme des signaux retardés $\sum_{j=1}^N s_j(t) \otimes \delta(t - \tau_j)$ se fait en phase (fig.3.6b).

3.3.1.2 Retournement temporel

Le retournement temporel est une technique utilisée de nos jours en imagerie médicale. Elle permet de focaliser un signal acoustique spatialement et temporellement avec un nombre limité d'émetteurs et de récepteurs. Par ailleurs le retournement temporel est aussi utilisé dans d'autres domaines, tels que le

contrôle non destructif (CND) par ultrasons et la télécommunication avec les ondes électromagnétiques.

La propagation des ondes dans un milieu de dimensions infinies et supposé non dissipatif suit l'équation des ondes suivante :

$$\rho_0(\vec{r}) \operatorname{div} \left(\frac{1}{\rho_0(\vec{r})} \operatorname{grad}(\Phi(\vec{r}, t)) \right) - \frac{1}{c_0(\vec{r})^2} \frac{\delta^2 \Phi(\vec{r}, t)}{\delta t^2} = 0 \quad (3.2)$$

Où $\Phi(\vec{r}, t)$ est le potentiel acoustique en fonction de la position \vec{r} et du temps t , ρ est la masse volumique du milieu en fonction de sa position, c_0 est la vitesse des ondes dans le milieu. Φ est la solution de l'équation (3.2). Cette équation montre qu'il y a invariance par renversement du temps car Φ est en dérivée seconde par rapport au temps. C'est à dire qu'une transformation $t \rightarrow -t$ peut être appliquée et que si $\Phi(\vec{r}, t)$ est solution alors $\Phi(\vec{r}, -t)$ est aussi solution.

La théorie a été initialement développée par Mathias Fink [33]. Pour démontrer et expérimenter ce phénomène, Mathias Fink et Didier Cassereau ont réalisé l'expérience du miroir à retournement temporel [34].

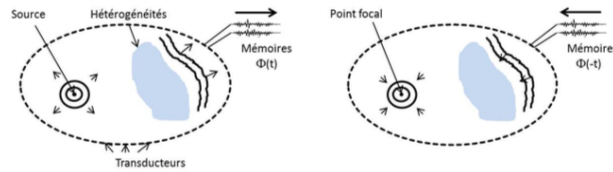


FIGURE 3.7 – Cavité à retournement temporel [35].

Dans la cavité à retournement temporel (fig.3.7), la source est bornée par des transducteurs piézoélectriques qui ont la capacité de recevoir et d'émettre des ultrasons, ce qui forme une cavité autour de la source. Lorsque celle-ci émet un signal $e(t)$ depuis sa position \vec{r}_s . Les récepteurs en \vec{r} de la cavité reçoivent $s(\vec{r}, t)$. Soit G la fonction de Green du milieu, la réponse reliant la source en \vec{r}_s et le récepteur en \vec{r} au temps t . Le signal reçu par le récepteur placé en \vec{r} est :

$$s(\vec{r}, t) = G(\vec{r}_s, \vec{r}, t) \otimes e(t) \quad (3.3)$$

D'après le théorème de Helmholtz-Kirchhoff, nous pouvons exprimer le champ acoustique en tout point d'un volume qui contient la source en fonction du champ acoustique sur la surface de ce volume (eq.3.4).

$$\Phi(\vec{r}, t) = \iint_S \left(G(\vec{r}_s, \vec{r}, t) \otimes \frac{\delta \Phi(\vec{r}_s, t)}{\delta \vec{n}_s} - \frac{G(\vec{r}_s, \vec{r}, t)}{\vec{n}_s} \otimes \Phi(\vec{r}_s, t) \right) dS \quad (3.4)$$

Ainsi, avec la cavité qui englobe la source et les inhomogénéités du milieu, il est possible de focaliser les ondes acoustiques vers la source en re-propageant selon $-t$ les signaux reçus par les transducteurs sans connaître ce qu'il se passe exactement dans la cavité ni intervenir dedans.

Malheureusement, une cavité parfaite est compliquée à réaliser car il faudrait un très grand nombre de transducteurs sur toute la cavité, c'est pourquoi le principe du miroir à retournement temporel (MRT) (fig.3.8) a été développé.

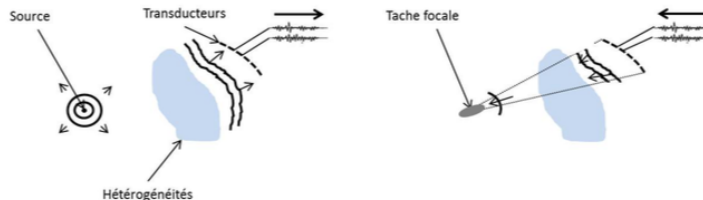


FIGURE 3.8 – Miroir à retournement temporel [35].

Le miroir est une portion de la cavité. Il est composé d'un nombre limité de transducteurs généralement une simple ligne ou un segment et reçoit donc une partie du signal. Ce signal, retourné temporellement et réémis, permet de focaliser au point source avec une tache focale à mi-hauteur proportionnelle à $\lambda.F/D$ avec λ la longueur d'onde, F la distance entre la source et le miroir et D l'ouverture géométrique du miroir. L'ouverture finie du MRT entraîne une perte de l'information acoustique. Cependant, il est possible d'augmenter cette ouverture par différents moyens. Soit en usant des guides d'ondes [36] soit en plaçant des diffuseurs devant le MRT ou encore en mettant le MRT dans une cavité de géométrie chaotique.

3.3.2 Algorithmes d'imagerie à partir de la matrice de réflexion \mathbf{R}

3.3.2.1 Réponses inter-éléments et acquisition de la matrice de réflexion \mathbf{R}

Nous considérons une sonde ultrasonore avec M émetteurs et N récepteurs indépendants qui enregistre $r_{ij}(t)$ la réponse inter-éléments du milieu entre l'émetteur i et le récepteur j . Les réponses $r_{ij}(t)$ sont enregistrées successivement, nous considérons que le milieu étudié n'a pas évolué pendant le temps de la mesure.

L'ensemble des spectres des réponses inter-éléments est noté sous forme matricielle avec la matrice $\mathbf{R}(\omega)$ de dimension $N \times M$, avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation. \mathbf{R} est nommée la matrice de réflexion. La matrice \mathbf{R} contient la réponse du milieu entre chaque émetteur et récepteur.

3.3.2.2 Calcul des retards

Nous souhaitons à présent étudier la réflectivité d'un point P particulier du milieu. Pour cela, nous pouvons appliquer successivement un beamforming en émission puis un beamforming en réception sur les réponses inter-éléments. L'application des deux beamformings est possible car la célérité des ultrasons dans le milieu est supposée homogène, et les positions de chaque émetteur et récepteur sont connues.

Il est alors possible de calculer les retards associés entre le point P et l'émetteur i et entre le point P le récepteur j , respectivement $\tau_i^T(P)$ et $\tau_j^R(P)$ à partir de leur position et de la vitesse des ultrasons dans le milieu. Nous obtenons ainsi l'ensemble des retards à appliquer en émission \mathbf{P}_T (eq.(3.5)) et en réception \mathbf{P}_R (eq.(3.6)), respectivement de dimension $M \times 1$ et $1 \times N$.

$$\mathbf{P}_T(P, \omega) = \begin{bmatrix} e^{+j\omega\tau_1^T(P)} \\ e^{+j\omega\tau_2^T(P)} \\ \vdots \\ e^{+j\omega\tau_M^T(P)} \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{P}_R(P, \omega) = \begin{bmatrix} e^{-j\omega\tau_1^R(P)} & e^{-j\omega\tau_2^R(P)} & \dots & e^{-j\omega\tau_N^R(P)} \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

3.3.2.3 Résultat du beamforming en émission

Calculons $q_j^P(t)$ le signal résultant du beamforming en émission sur le point P et reçu sur le récepteur j . Il s'écrit :

$$q_j^P(t) = \sum_{i=1}^M r_{ij}(t) \otimes \delta(t + \tau_i^T(P)) \quad (3.7)$$

Notons $\mathbf{Q}(P, \omega)$ la matrice de dimension $N \times 1$ qui rassemble l'ensemble des spectres de $q_j^P(t)$. L'équation (3.7) devient en notation matricielle $\mathbf{Q}(P, \omega)$ et se calcule selon l'équation (3.8) à partir de $\mathbf{R}(\omega)$ et de (3.5).

$$\mathbf{Q}(P, \omega) = \mathbf{R}(\omega) \times \mathbf{P}_T(P, \omega) \quad (3.8)$$

3.3.2.4 Résultat du beamforming en réception

Les signaux reçus par l'ensemble des récepteurs sont retardés et sommés pour réaliser une focalisation au point P (fig.3.9). Nous obtenons le signal $s^P(t)$ qui s'écrit :

$$s^P(t) = \sum_{j=1}^N q_j^P(t) \otimes \delta(t - \tau_j^R(P)) \quad (3.9)$$

A partir de l'équation (3.7), nous obtenons :

$$s^P(t) = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^M r_{ij}(t) \otimes \delta(t + \tau_i^T(P)) \otimes \delta(t - \tau_j^R(P)) \quad (3.10)$$

Notons $\mathbf{S}(P, \omega)$ le spectre de $s^P(t)$ en notation matricielle et à partir de (3.5), (3.6) nous obtenons :

$$\mathbf{S}(P, \omega) = \mathbf{P}_R(P, \omega) \times \mathbf{Q}(P, \omega) \quad (3.11)$$

$$\mathbf{S}(P, \omega) = \mathbf{P}_R(P, \omega) \times \mathbf{R}(\omega) \times \mathbf{P}_T(P, \omega) \quad (3.12)$$

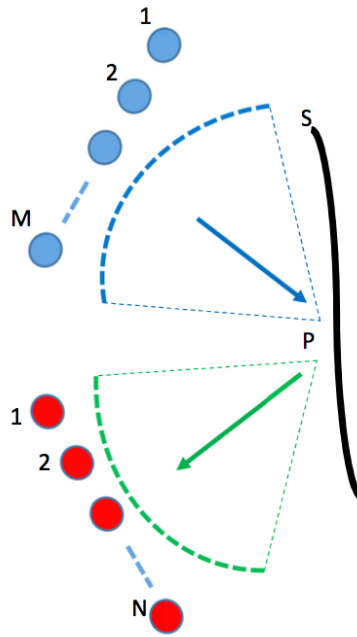


FIGURE 3.9 – Illustration du beamforming en émission et en réception sur le point P d'une surface S par une sonde avec M émetteurs (en bleu) et N récepteurs (en rouge).

3.3.3 Application de l'algorithme à une imagerie avec une sonde classique

Avec une sonde classique, les éléments d'émission et de réception sont les mêmes, il y a autant d'émetteurs que de récepteurs ($M = N$) et leurs positions sont connues. La focalisation au point P entraîne alors des retards identiques quand $i = j$.

$$\tau_i^T(P) = \tau_i^R(P) \quad \forall i \in \llbracket 1; M \rrbracket \quad (3.13)$$

Les retards à appliquer en fréquentiel sont :

$$\mathbf{P}_R(P, \omega) = \mathbf{P}_T^{t*}(P, \omega) \quad (3.14)$$

Avec t* la notation de matrice transposée et conjuguée. L'équation (3.12) se simplifie ainsi :

$$\mathbf{S}(P, \omega) = \mathbf{P}_T^{t*}(P, \omega) \times \mathbf{R}(\omega) \times \mathbf{P}_T(P, \omega) \quad (3.15)$$

L'équation (3.15) montre qu'il est possible d'obtenir numériquement la réflectivité d'un point P particulier du milieu à partir uniquement de la réponse inter-éléments du milieu et de la position des éléments de la sonde. Il suffit d'appliquer cette équation à l'ensemble des points à étudier pour obtenir la réflectivité du milieu.

3.3.4 Application de l'algorithme à notre imageur

Dans le cas de notre imageur, les émetteurs et les récepteurs sont distincts et en nombres inégaux. Les matrices de passage \mathbf{P}_T et \mathbf{P}_R sont donc distinctes. De plus, par construction de notre imageur (expliquée dans la section suivante), les positions des émetteurs sont inconnues. Donc nous ne pouvons pas réaliser une focalisation en émission.

En revanche, une onde divergente partant d'un point correspond à une focalisation sur ce point. Donc par un traitement des signaux en émission, il serait possible de générer un front d'onde divergent sur les récepteurs (fig.3.10). Nous souhaitons également que ce front d'onde soit bref dans le temps, ce qui permet de réaliser une compression du signal et ainsi d'avoir un meilleur rapport signal à bruit. Nous formalisons cette onde divergente dans la section suivante en faisant appel au processus de retournement temporel.

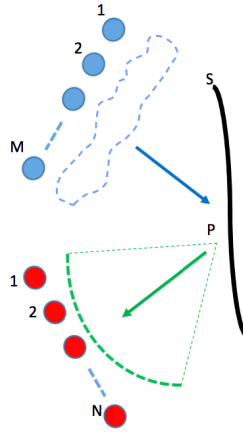


FIGURE 3.10 – Une onde divergente partant du point P simule une focalisation en émission sur ce point. Le point P est sur une surface S , la sonde a M émetteurs (en bleu) et N récepteurs (en rouge).

3.3.4.1 Formation du faisceau divergent

Pour obtenir un signal bref temporellement reçu sur chaque récepteur nous réalisons un retournement temporel. En effet, pour obtenir au récepteur j un signal bref en temps, il suffit d'émettre, par l'émetteur i , l'inverse temporel de la réponse inter-éléments $r_{ij}(-t)$. L'aspect temporel de la focalisation provient du fait que le retournement temporel se comporte comme un filtre adapté à la propagation [37]. Les positions des émetteurs n'ont pas à être connues pour réaliser ce traitement.

Ensuite, à partir de ces signaux brefs, nous pouvons générer un front d'onde divergent du point P vers les récepteurs en retardant ces signaux de $\tau_j^R(P)$. Chaque récepteur reçoit alors $l_j^P(t)$ (eq.(3.16)) la somme constructive des signaux brefs temporellement et retardés tels qu'ils forment une onde divergente venant du point P (fig.3.10).

$$l_j^P(t) = \sum_{i=1}^N r_{ij}(t) \otimes r_{ij}(-t) \otimes \delta(t + \tau_j^R(P)) \quad (3.16)$$

En notation matricielle, l'équation (3.16) devient l'équation (3.17).

$$\mathbf{L}(P, \omega) = \mathbf{R}(\omega) \times \mathbf{R}^{t*}(\omega) \times \mathbf{P}_R^{t*}(P, \omega) \quad (3.17)$$

3.3.4.2 Résultat du beamforming en réception

De nouveau nous pouvons appliquer un beamforming en réception sur le point P puisque nous avons le signal $l_j^P(t)$ reçu sur chaque récepteur et que nous connaissons la position de ces récepteurs. La réflectivité $\mathbf{S}(P, \omega)$ se calcule à partir de $\mathbf{L}(P, \omega)$ et de $\mathbf{P}_R(P, \omega)$, ce qui donne l'équation (3.18).

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(P, \omega) &= \mathbf{P}_R(P, \omega) \times \mathbf{L}(P, \omega) \\ \mathbf{S}(P, \omega) &= \mathbf{P}_R(P, \omega) \times \mathbf{R}(\omega) \times \mathbf{R}^{t*}(\omega) \times \mathbf{P}_R^{t*}(P, \omega) \end{aligned} \quad (3.18)$$

3.3.5 Détermination de la vitesse du déplacement mesurée

3.3.5.1 Intercorrélation des illuminations successives

L'information de la réflectivité au point P est donnée par $\mathbf{S}(P, \omega)$ à partir de la mesure de $\mathbf{R}(\omega)$. Lorsque ce point bouge, il faut un deuxième enregistrement de $\mathbf{R}(\omega)$. Soit t le temps de la première mesure, notons $t + \Delta t$ le temps de la seconde mesure. Notons $\mathbf{R}'(\omega)$ la matrice de réflexion mesurée à $t + \Delta t$. L'équation (3.17) devient alors :

$$\mathbf{L}'(P, \omega) = \mathbf{R}'(\omega) \times \mathbf{R}^{t*}(\omega) \times \mathbf{P}_R^{t*}(P, \omega) \quad (3.19)$$

Et $\mathbf{L}'(P, \omega)$ représente l'onde divergente issue du point P et porte l'information de la déformation en ce point entre le temps t et $t + \Delta t$. Si cette déformation est suffisamment petite, alors le changement devrait être uniquement un terme de phase, noté φ :

$$\begin{aligned} \mathbf{L}'(P, \omega) &= \mathbf{R}'(\omega) \times \mathbf{R}^{t*}(\omega) \times \mathbf{P}_R^{t*}(P, \omega) \\ &\simeq e^{-j\varphi} \mathbf{R}(\omega) \times \mathbf{R}^{t*}(\omega) \times \mathbf{P}_R^{t*}(P, \omega) \end{aligned} \quad (3.20)$$

Notons $\mathbf{S}'(P, \omega)$ le signal réfléchi au point P et calculé pour le temps $t + \Delta t$. D'après (3.18), (3.19) et (3.20) nous obtenons :

$$\begin{aligned} \mathbf{S}'(P, \omega) &= \mathbf{P}_R(P, \omega) \times \mathbf{L}'(P, \omega) \\ &= \mathbf{P}_R(P, \omega) \times \mathbf{R}'(\omega) \times \mathbf{R}^{t*}(\omega) \times \mathbf{P}_R^{t*}(P, \omega) \\ &\simeq e^{-j\varphi} \mathbf{S}(P, \omega) \end{aligned} \quad (3.21)$$

Pour connaître le déphasage induit par le déplacement au point P , nous réalisons une intercorrélation entre les signaux $s^P(t)$ et $s'^P(t)$: $\Gamma_{s^P s'^P}$ en temporel et $\gamma_{SS'}$ en notation matricielle (avec ν la variable dans le domaine fréquentiel). Le maximum de l'impulsion de $\Gamma_{s^P s'^P}$ donne le déphasage φ .

$$\Gamma_{s^P s'^P}(\tau) = \int s^P(t) s'^P(t - \tau) \delta t \quad (3.22)$$

$$\gamma_{SS'}(P, \nu) = \mathbf{S}(P, \nu) \times \mathbf{S}'^*(P, \nu) \quad (3.23)$$

3.3.5.2 Calcul de la vitesse de déplacement de la surface

Le déphasage φ est issu du déplacement \vec{u}_P du point P (fig.3.11). Plus exactement, il est relié à d_P qui est la moyenne des composantes de \vec{u}_P sur \vec{k}_i et \vec{k}_j , les vecteurs d'ondes incidents et réfléchis au point P .

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \times (2d_P) \quad (3.24)$$

avec λ la longueur d'onde ultrasonore.

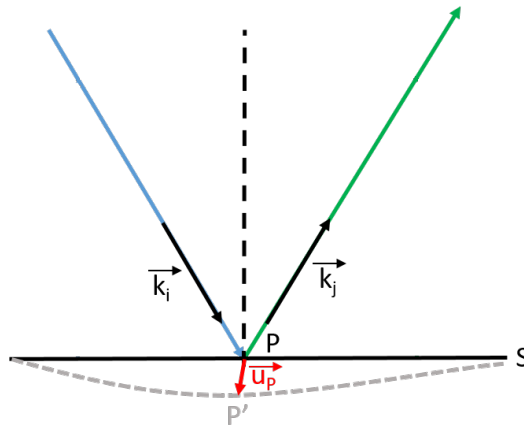


FIGURE 3.11 – Représentation du déplacement du point P de \vec{u}_P .

Or d_P est mesuré entre deux illuminations de durée $\Delta t = 1/f_L$, avec f_L la fréquence d'imagerie. Donc nous mesurons en réalité une vitesse. Cette vitesse mesurée est donc $V_P(t)$ (t est discontinu avec un pas $\Delta t = 1/f_L$) :

$$\begin{aligned} V_P(t) &= d_P(t) / T_{illu} = d_P f_L \\ &= \frac{1}{4\pi} \varphi(t) \lambda f_L \end{aligned} \quad (3.25)$$

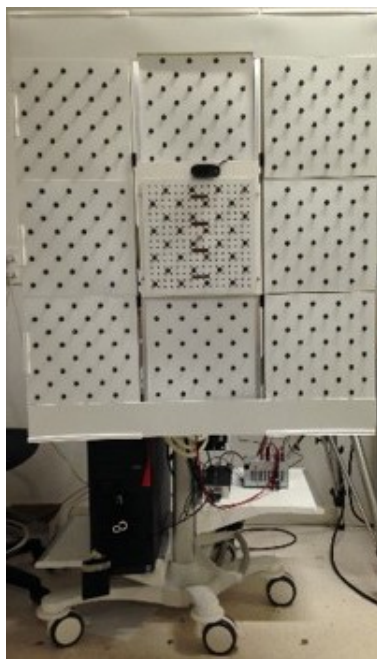
La réalisation de ce traitement synthétique permet de mesurer une vitesse de déplacement d'un point de surface en mouvement dans le temps. Cette vitesse est calculée à partir de la réponse du milieu entre chaque émetteur et récepteur et de la position des récepteurs uniquement. La relation entre la vitesse et le déphasage mesuré est linéaire. Par simplification de présentation des résultats expérimentaux nous présenterons les vitesses normalisées et sans unité.

3.4 Le Surface Motion Camera (SMC), imageur ultrasonore sans contact à 40kHz

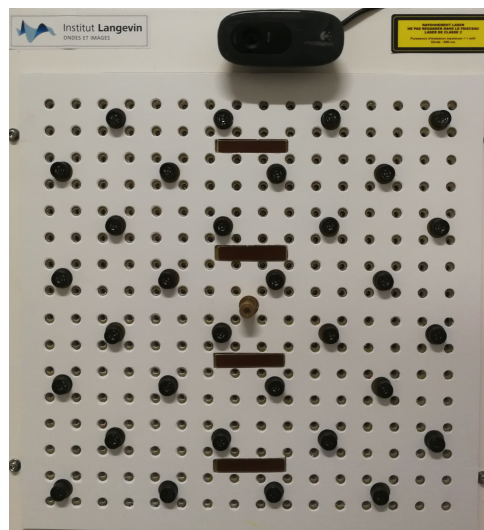
Le SMC est un imageur ultrasonore sans contact fonctionnant à la fréquence centrale de 40kHz. Il est dédié au suivi dynamique du mouvement de surface telle que le torse humain. Il a été conçu à l'Institut Langevin pour monitorer la respiration et les battements cardiaques de patients. Comme pour notre imageur de la cornée, le SMC est confronté à des surfaces courbes et spéculaires. Il étudie une surface à partir d'ultrasons aériens et utilise l'algorithme présenté précédemment. Nous nous sommes intéressés à ce système pour ses similitudes avec notre projet.

3.4.1 Panneau central du SMC

Le SMC est constitué de neuf panneaux carrés de 26cm de côté (fig.3.12a). Son panneau central comporte une matrice de 256 récepteurs et 32 émetteurs. Ils sont placés sur deux réseaux distincts, un premier de 8 lignes de 4 émetteurs et un second de 16 lignes de 16 récepteurs (fig.3.12b). Le SMC est également équipé d'une caméra et d'un pointeur laser.



(a) Photo du SMC



(b) Zoom sur le panneau central du SMC qui contient 32 émetteurs, 256 récepteurs, une caméra (en haut) et un pointeur laser (au centre).

FIGURE 3.12 – Surface Motion Camera (SMC)

Les émetteurs sont des transducteurs 40kHz de Murata, modèle MA40S4S, de 10mm de diamètre. Ils ne sont pas constitués d'un stack comme les transducteurs piézoélectriques classiques. Ce sont des buzzers : Une antenne métallique est collée sur une céramique piézoélectrique et sa vibration met en résonance l'antenne. Les ondes ultrasonores sont générées dans l'air. Ces transducteurs ont des bandes passantes très fines (inférieure à 30% à -6dB) et sont le plus

généralement retrouvés dans la gamme des transducteurs ayant une fréquence centrale inférieure à $100kHz$.

Les récepteurs sont des microphones du modèle *FG23329* de la marque *Knowles* de $2mm$ de diamètre. Les émetteurs et les microphones sont connectés à deux électroniques séparées ce qui permet d'émettre et d'enregistrer simultanément. Les deux électroniques sont contrôlées par un ordinateur. La caméra permet d'avoir une photo de la surface étudiée et le pointeur laser permet de recalibrer la photo avec l'image acoustique.

3.4.2 Panneaux latéraux du SMC

Autour du panneau central se trouve huit panneaux latéraux (fig.3.12a). Chaque panneau contient uniquement 32 émetteurs disposés comme sur le panneau central. Les émetteurs sont connectés en parallèle à ceux du panneau central. En conséquence, il y a uniquement 32 voies d'émissions et chaque voie excite en parallèle 9 émetteurs, un sur chaque panneau. Les panneaux latéraux sont mobiles, le SMC peut être plat ou concave. Les positions des émetteurs ne peuvent plus être connues à cause de cette mobilité. Cependant, du fait de la réflexion spéculaire, sa configuration permet aux récepteurs de recevoir des échos de la surface sous un spectre angulaire d'incidence plus large (fig. 3.13).

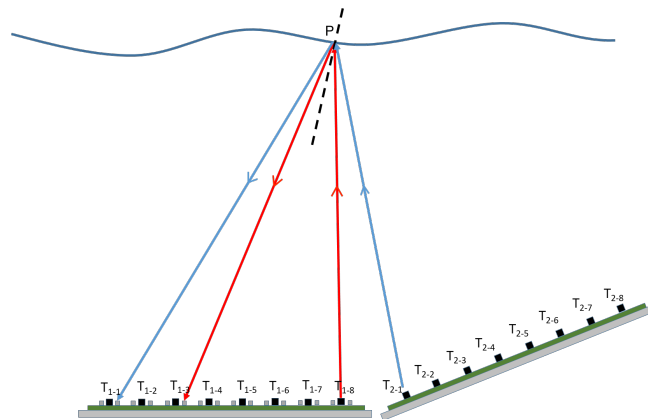


FIGURE 3.13 – Représentation à deux panneaux de la parallélisation des voies en émission pour agrandir le spectre angulaire d'incidence. Les émetteurs T_{1-8} et T_{2-1} éclaire le point P avec deux angles différents, avec T_{i-j} tel que i représente le numéro du panneau et j la voie d'émission.

3.4.3 Comparaison à un vibromètre laser

Nous avons placé à $50cm$ du SMC une plaque immobile percée en son centre d'un trou de diamètre de $5cm$. Dans celui-ci est positionnée une plaque de diamètre légèrement inférieur au trou (fig.3.14). Cette plaque est reliée à un vibreur de la marque *Bruel&Kjaer* type 4810 contrôlé par ordinateur. Deux accéléromètres ont été collés, un sur la plaque mobile et un sur la plaque immobile (respectivement 1 et 2 sur la figure 3.14). Un vibromètre laser pointe sur la partie mobile (numéro 3 sur la figure 3.14).

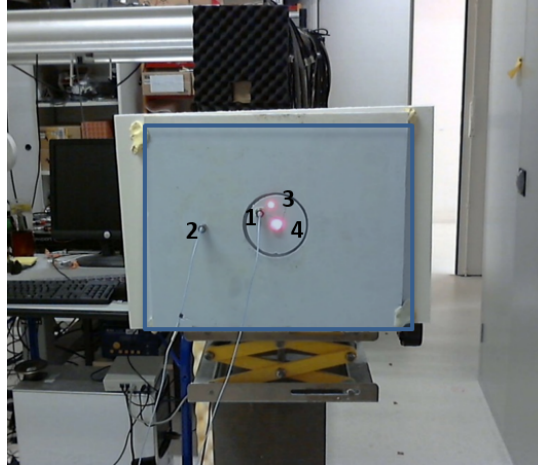


FIGURE 3.14 – Photo du système prise par la caméra du SMC, au centre le piston mobile entouré d’une surface plate et immobile. 1 et 2 sont des accéléromètres collés aux surfaces respectivement mobile et immobile, 3 est le faisceau du vibromètre laser réfléchi sur la plaque et 4 est le faisceau du pointeur laser du SMC réfléchi sur la plaque.

Le vibreur vibre à la fréquence de $5Hz$. La fréquence d’imagerie du SMC est $79Hz$ et le SMC enregistre 5 secondes. Le SMC permet de choisir les points d’analyse P de la surface. Nous avons choisi de regarder uniquement les signaux acoustiques issus des points 1, 2 et 3 où sont positionnés les accéléromètres et où pointe le vibromètre laser. Les résultats sont affichés sur la figure 3.15.

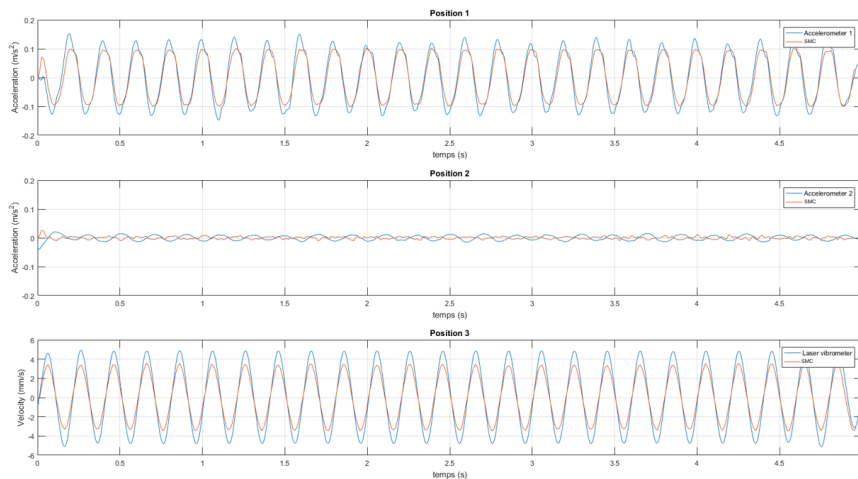


FIGURE 3.15 – Résultats de l’expérience : vitesses de déplacements de la surface en trois positions différentes.

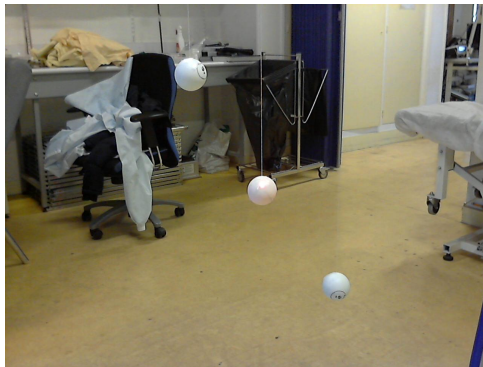
Tout d’abord, d’après les signaux des points 1 et 3, nous voyons que le SMC est bien en phase avec l’accéléromètre et le vibromètre laser. Nous remarquons que les amplitudes sont quasiment égales, sauf au niveau du pic de vitesse et que ce phénomène apparaît à la fois avec le vibromètre et à la fois avec l’accéléromètre, où la différence est d’environ 30%. Cette différence vient du

fait que le vibromètre laser mesure $\|\vec{u}_P\|$ tandis que le SMC mesure d_P (voir section 3.3.5). Enfin, grâce à l'accéléromètre en position 2, nous voyons que le niveau de bruit du SMC est égal au niveau de bruit de l'accéléromètre. Donc la mesure sans contact ultrasonore n'introduit pas de bruit supplémentaire. Le SMC permet de suivre les mouvements du vibreur. Ces mouvements sont quantifiables et ont été corroborés avec des accéléromètres et un vibromètre laser.

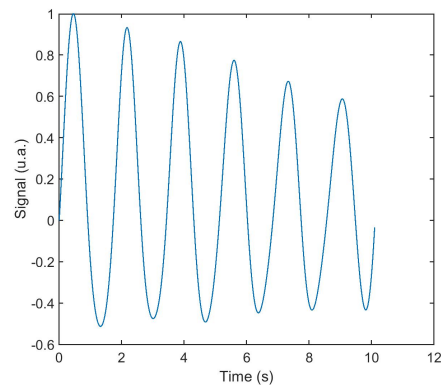
3.4.4 Mouvement de balanciers

Trois balles de tennis de table sont placées à 50cm du SMC, chacune suspendue à une ficelle (fig.3.16a). Elles sont distantes entre elles de 15cm horizontalement et sur trois hauteurs différentes. Les balles sont mises en mouvement de balancier dans la profondeur de la photo.

La vitesse de déplacement mesurée par le SMC sur la balle centrale (fig.3.16b) montre le balancement de la balle et la décroissance de sa vitesse dans le temps liée au frottement dans l'air. En rouge les balles se déplacent vers le SMC, en bleu elles s'en éloignent. Les images (fig.3.17) montrent les vitesses des trois balles dans le temps. La vitesse est normalisée pour simplifier la lecture (cf. 3.3.5.2). Nous voyons qu'elles ont des mouvements de balancier désynchronisés et que le SMC permet de cartographier leurs mouvements.



(a) Photo prise par la caméra du SMC qui montre la disposition des balles de tennis de table. Une balle de tennis de table fait 40 mm de diamètre.



(b) Signal temporel de la vitesse pris au centre de la surface, en $(0,0)$ (fig.3.17), sur la balle centrale.

FIGURE 3.16 – Suivi du mouvement de balanciers par le SMC.

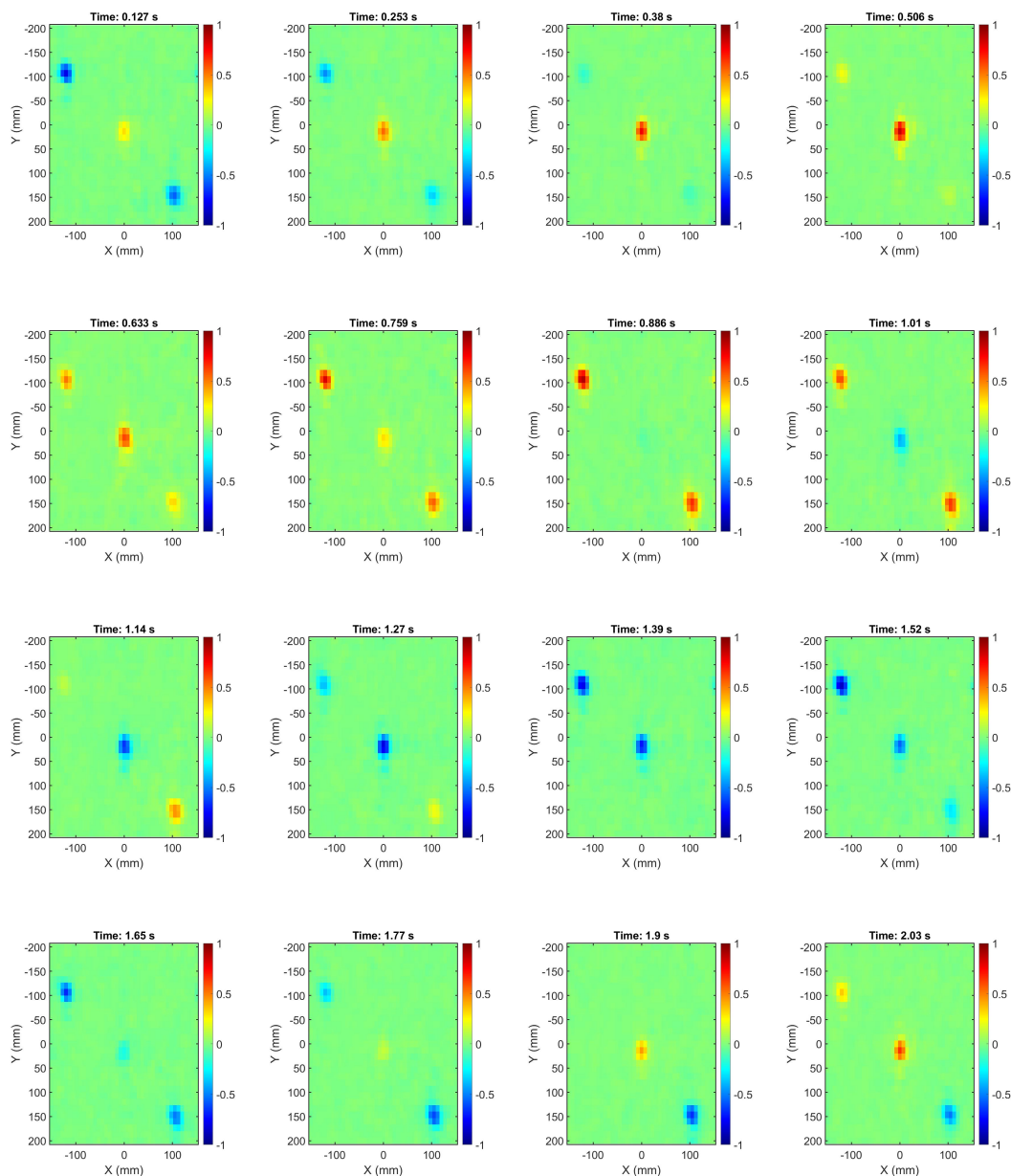


FIGURE 3.17 – Évolution de la vitesse (u.a.) des trois balles de tennis de table pendant les deux premières secondes. Les trois balles ont des mouvements désynchronisés.

3.5 Conclusion

La cornée est une surface courbée et spéculaire aux fréquences utilisées. Pour l'étudier, notre imageur doit être concave et avoir ses émetteurs séparés de ses récepteurs. Les sondes utilisées classiquement en imagerie médicale ne sont pas dédiées à notre application pour deux raisons principales : elles n'ont pas la bonne géométrie et ne permettent pas une bonne transmission acoustique dans l'air. Ainsi, nous devons développer notre propre sonde, tant sur la géométrie que sur la technologie des transducteurs. Nous avons décidé de baser la configuration

et l'algorithme de notre imageur sur un système déjà existant : le SMC, un imageur ultrasonore sans contact avec une fréquence centrale de $40kHz$.

Chapitre 4

Développement de la technologie des transducteurs aériens

Dans ce chapitre nous présentons les travaux réalisés pour développer une sonde d'imagerie ultrasonore aérienne centrée à $500kHz$ et adaptée aux dimensions de l'œil.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les sondes d'imagerie médicale actuelles ne sont pas adaptées en impédance acoustique ni en géométrie. Donc, pour développer la sonde ultrasonore aérienne, nous devons trouver une technologie de transducteurs permettant la transmission d'ultrasons dans l'air. Et le problème majeur pour une bonne transmission est l'adaptation d'impédance acoustique entre le matériau piézoélectrique et l'air.

Dans un premier temps, nous présentons des simulations numériques de la sonde qui ont permis de déterminer sa configuration optimale et la géométrie des émetteurs. Cette configuration est en partie basée sur celle du SMC mais à une échelle adaptée aux dimensions de la cornée. Dans une seconde partie, nous nous intéressons à un transducteur aérien à $500kHz$ vendu sur le marché. Dans une troisième partie nous développons notre propre technologie de transducteur aérien à intégrer dans la sonde d'imagerie cornéenne. Ensuite, nous caractérisons les émetteurs et les récepteurs dont les dimensions ont été déterminées dans la première partie. Enfin, nous terminons par une comparaison de notre technologie piézoélectrique à une technologie CMUT, développée dans un autre laboratoire de recherche en France.

Le développement de la technologie des transducteurs aériens a été effectué en partenariat avec la société Vermon S.A. de Tours (37000). Nous présentons ici le travail que nous avons réalisé à Vermon et qui a été encadré par Mathieu Legros, PhD., *project manager* au bureau d'étude (BE) de Vermon S.A.

4.1 Détermination de la géométrie des émetteurs par simulations numériques

La sonde ultrasonore doit avoir une géométrie qui permet d'illuminer un maximum de surface de l'œil (chapitre 3). Nous avons réalisé des simulations numériques pour déterminer la configuration optimale des émetteurs sur la sonde.

4.1.1 Présentation du modèle de simulations

4.1.1.1 Représentation de la sonde

La solution que nous avons évoquée dans le chapitre 3 est de séparer les émetteurs et les récepteurs. Avec la surface courbée de l'œil, il faut par ailleurs placer les récepteurs face à l'œil et les émetteurs sur sa périphérie (fig.3.3). Nous avons choisi le design en forme de coupole sphérique (fig.4.1) avec en son centre un carré dans lequel nous placerons une matrice de réception de 256 éléments (16 colonnes et 16 lignes) à l'image du SMC (fig.3.12a) et tout autour autant d'émetteurs que possible. Les émetteurs seront circulaires pour permettre d'avoir un plus grand nombre présent sur la coupole.

La dimension totale de la matrice de réception est de $15 \times 15 \text{ mm}$, les éléments font $750 \mu\text{m}$ de côté et l'espace inter-élément est de $200 \mu\text{m}$, soit un pas inter-élément de $950 \mu\text{m}$.

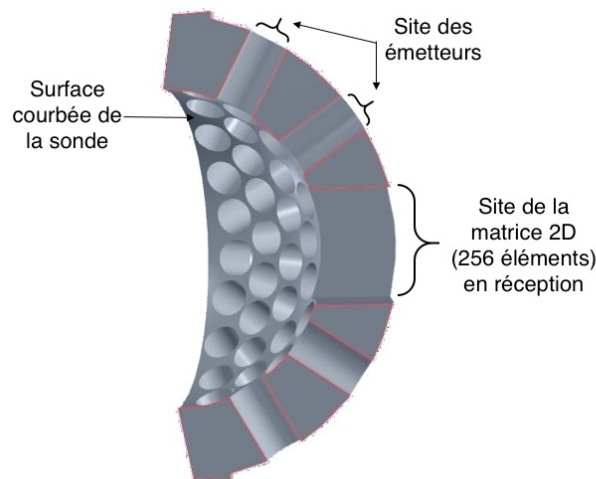


FIGURE 4.1 – Vue en coupe de la tête de la sonde, en forme de coupole.

Les simulations numériques nous permettent de tester le nombre nécessaire d'émetteurs et de déterminer leur diamètre pour maximiser la qualité de l'illumination. Le diamètre intérieur de la coupole qui définit sa courbure sera évalué aussi par la simulation. Les simulations numériques consistent à modéliser l'expérience dans sa globalité : nous modélisons la surface de la cornée, les ondes guidées qui se propagent dans la cornée, la géométrie complète de la sonde et les illuminations ultrasonores de la sonde. Ainsi, nous obtenons la matrice de réponses entre les émetteurs et les récepteurs de la sonde. Nous y appliquons ensuite notre algorithme d'imagerie (expliqué dans le chapitre 3) pour obtenir la carte de la vitesse de déplacement normal en tout point de la surface étudiée.

4.1.1.2 Méthode

Nous avons développé le simulateur numérique de la sonde sous Matlab [®]. La simulation est semi-analytique. Nous choisissons la position des émetteurs,

des récepteurs et de la surface de la cornée. Les émetteurs, les récepteurs et la cornée sont maillés avec un ensemble de points séparés d'un pas de $\lambda_{500kHz}/8$.

Le modèle numérique utilisé est scalaire. Il est simplifié pour des raisons de temps de calcul et repose sur la fonction de Green en champ lointain de type $1/Re^{-jkR}$. Les surfaces d'émission ou illuminées agissent comme des sources ponctuelles. Les signaux mesurés par la sonde sont d'abord calculés des émetteurs jusqu'à la surface de la cornée puis de celle-ci vers les récepteurs.

La cornée est modélisée par une demi-sphère de rayon $8mm$. Les centres de la sonde et de la cornée sont alignés le long de l'axe de symétrie de la sonde. Pour simuler la présence d'ondes guidées à la surface de la cornée, le profil de la demi-sphère est modulé sur une zone restreinte de $12mm \times 12mm$ avec un profil de créneaux rectangulaires (fig.4.2).

Nous considérons uniquement deux états avec un déphasage des ondes égal à π . Le profil spatial des créneaux alterne et change de signe à chaque illumination t_0 ou t_1 . Nous modélisons ainsi la propagation des ondes guidées à la surface de la demi-sphère de manière simple et rapide en temps de calcul. Le temps est discrétisé avec un pas $\delta t = 1/f_L$, f_L étant la fréquence d'acquisition de la sonde. La taille des créneaux est choisie telle que la demi-longueur d'onde des ondes guidées simulées soit égale à la tache focale en réception du transducteur. L'amplitude des créneaux a été choisie de $10\mu m$. La zone d'application des créneaux est de $12 \times 12mm$.

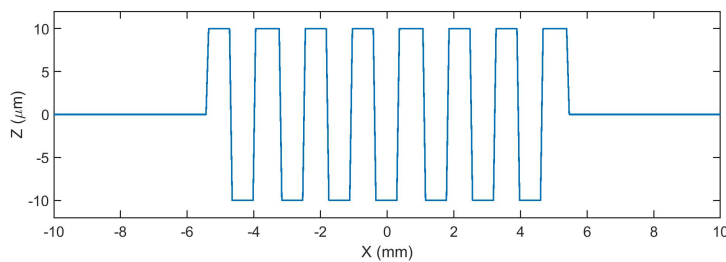


FIGURE 4.2 – Coupe transversale des créneaux appliqués à la surface de l'œil simulée.

La vitesse de déplacement radial des sommets des créneaux entre les deux états t_0 et t_1 est, dans le cas de la simulation, fonction de la fréquence d'acquisition. Dans notre cas, nous avons $f_L = 1kHz$ entre deux illuminations successives. Avec une amplitude de variation de $10\mu m$, la vitesse radiale équivalente de déplacement est de $v_n = 2 * 10 * 10^{-6} * 1000 = 0.02m/s$, soit $v_n = 20mm/s$.

Lors des simulations, nous faisons l'hypothèse suivante : la surface est considérée parfaitement spéculaire (la phase du signal réfléchi est égale à la phase du signal incident). Nous n'avons pas non plus tenu compte des conditions aux limites au niveau de la surface qui peuvent engendrer un déphasage de 0 ou π selon la grandeur considérée, vitesse ou pression.

L'objectif de la simulation est de détecter le mouvement simulé des créneaux, leur passage d'un état à l'autre.

4.1.2 Résultats

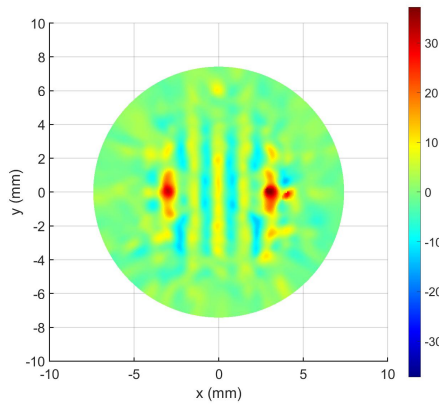
Nous faisons varier 3 paramètres : la taille des émetteurs (5.5 ou 10mm de diamètre), le nombre d'émetteurs (16 ou 68) et le rayon de courbure de la coupole (22 ou 30mm). Les émetteurs sont répartis sur la coupole sans chevauchement entre eux et sans recouvrir les récepteurs. La distance entre le centre de la matrice de réception et le sommet de l'œil est fixe dans chaque simulation et est égale à 15mm. Nous cherchons la configuration qui permet de maximiser la zone d'observation de la sonde et la qualité de l'imagerie.

La figure 4.3 montre les résultats des simulations. Ce sont les cartes de la vitesse calculée (en mm/s) de déplacement à la surface de la cornée entre les deux états de la simulation.

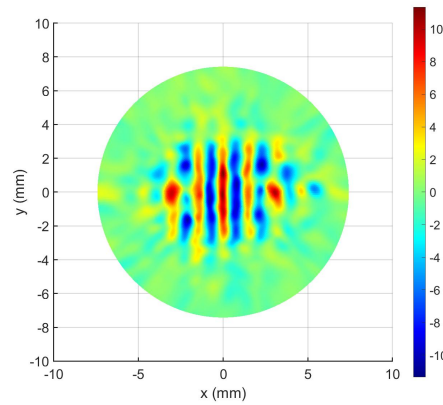
L'ensemble des configurations arrivent à repérer les créneaux et à distinguer leur largeur. En revanche, la dimension totale observée est dépendante de la configuration de la sonde. En effet, la configuration avec 68 émetteurs de 5.5mm sur une coupe de 30mm (fig.4.3f) présente un champ d'illumination plus petit, les créneaux sont visibles sur une surface d'environ 5mm de côté, soit moins que la moitié de la surface modulée. La configuration qui donne la meilleure image des créneaux est la configuration de 68 émetteurs de 5.5mm sur une coupe de 22mm (fig.4.3e). Nous observons les créneaux sur une surface de 10mm de côté, les créneaux ont une bonne homogénéité au centre de l'image mais la qualité sur les bords se dégrade. Dans les autres configurations (fig.4.3a, 4.3b, 4.3c et 4.3d), les créneaux n'ont pas de forme rectangulaire ni une dimension aussi large.

En revanche, pour les valeurs de vitesse mesurées, la configuration 68 émetteurs de 5.5mm sur une coupole de 22mm (fig.4.3e) n'indique pas la vitesse de déplacement de 20mm/s. Il faudra vérifier par des mesures expérimentales et calibrer la sonde au préalable. C'est la configuration avec 16 émetteurs de 10mm sur une coupe de 22mm de diamètre qui est la plus proche de la vitesse de déplacement de 20mm/s, mais le profil d'imagerie obtenu est trop dégradé pour être utilisé par la suite.

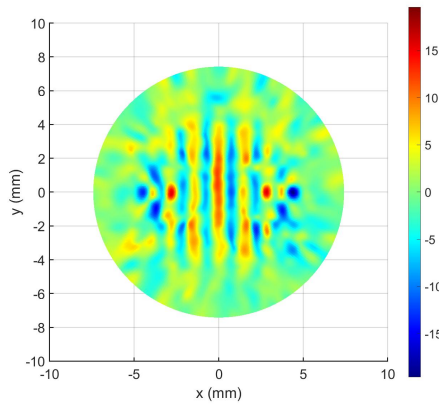
Puisque notre but est d'avoir un champ d'imagerie le plus large possible à la surface de la cornée, nous décidons de faire construire une sonde avec 68 émetteurs de 5.5mm et une matrice en réception de 16×16 éléments sur une coupole de 22mm de diamètre. Pour la construction de la sonde, nous avons tout d'abord étudié les possibilités avec un transducteur aérien déjà existant sur le marché.



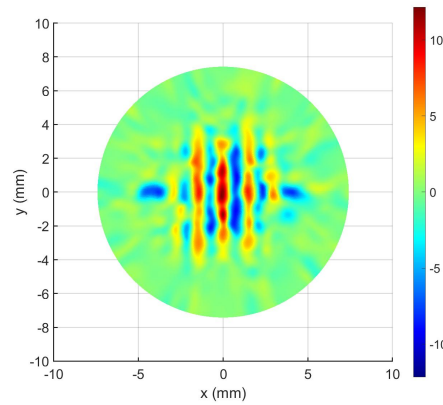
(a) 16 émetteurs de 5.5mm sur une coupole de rayon 22mm .



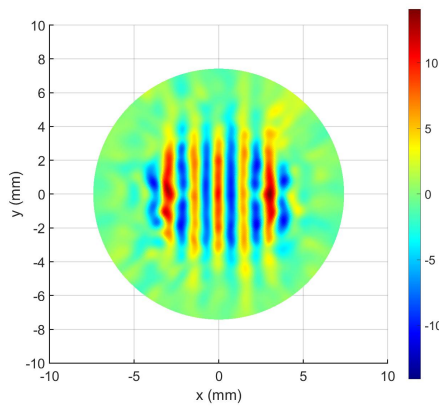
(b) 16 émetteurs de 5.5mm sur une coupole de rayon 30mm .



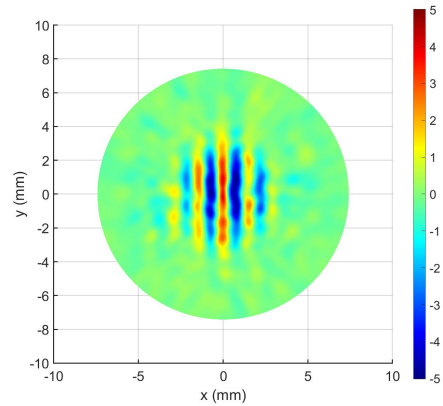
(c) 16 émetteurs de 10mm sur une coupole de rayon 22mm de diamètre.



(d) 16 émetteurs de 10mm sur une coupole de rayon 30mm de diamètre.



(e) 68 émetteurs de 5.5mm sur une coupole de rayon 22mm de diamètre.



(f) 68 émetteurs de 5.5mm sur une coupole de rayon 30mm de diamètre.

FIGURE 4.3 – Cartes simulées de la vitesse (en mm/s) de déplacement normal au plan de la cornée.

4.2 Étude d'un transducteur aérien de la société *The Ultran Group*

La société *The Ultran Group*, qui est basée aux Etats-Unis d'Amérique, propose des transducteurs piézoélectriques mono-éléments adaptés à l'air pour des mesures de temps de vol.



FIGURE 4.4 – Différentes sondes proposées par la société *The Ultran Group* [38].

4.2.1 Description de leurs transducteurs

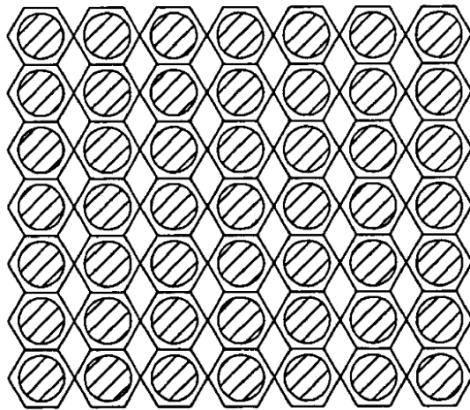
D'après les brevets déposés par la société [39, 40, 41], leur technologie développée pour pallier le problème de différence d'impédance entre l'air et le matériau piézoélectrique, que nous avons présenté dans le chapitre 1, est de faire une pièce piézoélectrique en "matrice d'air". Des plots de céramique piézoélectrique sont disposés en nid d'abeille avec des espaces vides entre les plots (fig.4.5). Ainsi, la couche piézoélectrique totale est un mélange de gaz et de céramique, ce qui permet de réduire l'impédance moyenne du matériau actif. Aussi, les brevets émis par la société *Ultran* proposent des stacks avec une première lame d'adaptation d'impédance en métal, une deuxième en résine d'époxy et une troisième en papier. Leurs brevets ne donnent pas d'information sur la présence d'un backing.

La société *Ultran* propose une large gamme de transducteurs aériens avec de fréquences centrales très différentes : de $30kHz$ à $5MHz$. Les géométries des sondes à $500kHz$ peuvent être circulaires de $7mm$ à $63mm$ de diamètre ou carrées de $13mm$ à $63mm$ de côté.

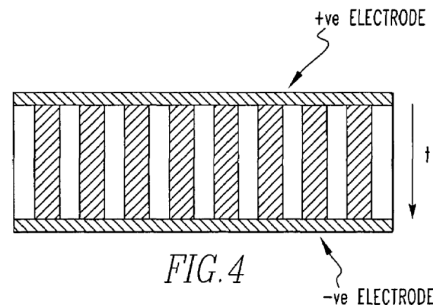
Nous avons fait l'acquisition d'un transducteur centré à $500kHz$ (fig.4.6), le NCG500-S13. Ce transducteur est carré de côté $13mm$ avec une surface active du transducteur carrée de côté $12.5mm$. Nous avons choisi ces dimensions car, au moment de l'achat, nous n'avions pas encore la technologie nécessaire pour faire des transducteurs plus petits et que nous souhaitions faire une comparaison avec nos transducteurs.

Le transducteur *Ultran* acheté à l'Institut Langevin était fourni avec un rapport de caractérisation ainsi que des consignes d'utilisation (annexe B). Nous avons décidé de faire nos propres mesures de caractérisation.

Pour caractériser ce transducteur, nous mesurons dans un premier temps son impédance électrique puis nous étudions son signal en configuration pulse-echo.



(a) Coupe transversale de la pièce piézo-électrique en matrice d'air [41]. Les plots de céramiques piézoélectriques (zones hachurées) sont disposés en nid d'abeille.



(b) Coupe longitudinale de la pièce piézo-électrique en matrice d'air [41].

FIGURE 4.5 – Coupes de la pièce piézoélectrique en matrice d'air de la société Ultran.



FIGURE 4.6 – Transducteur Ultran (et au deuxième plan l'adaptateur d'impédance électrique livré avec). Le transducteur a une face avant carrée de 13mm de côté.

4.2.2 Étude de l'impédance électrique

Un transducteur est un dispositif qui nécessite d'être branché sur un appareil électronique. Il est important de connaître la différence d'impédance électrique entre le transducteur et l'appareil sur lequel il est branché. Plus la différence est grande et moins la transmission électrique sera bonne. L'impédance électrique est mesurée avec l'analyseur d'impédance suivant : *Agilent 4294A Precision Impedance Analyzer* et son kit sonde *42941A*. Nous obtenons l'impédance électrique suivante à 500kHz : $Z_{elec}^{500\text{kHz}} = 503 - 479i \Omega$.

Les impédances électriques des appareils d'électronique (GBF, oscilloscope,...) ont généralement une impédance de 50Ω . Il faudra alors une adaptation d'impédance électrique du transducteur. Et en effet, le transducteur est livré avec un adaptateur d'impédance électrique $500\Omega - 50\Omega$.

4.2.3 Étude en pulse-echo

Pour le montage en pulse-echo, le transducteur est branché sur un *Pulser-Receiver 5077* (noté par la suite PR5077) qui est en mode émission-réception (T/R) avec un gain en réception de $+20dB$. Le PR5077 envoie un signal carré d'amplitude $-100V$ de durée $1/4f_{500kHz} = 0.5\mu s$. La cible utilisée pour réfléchir le signal acoustique émis est un bloc métallique positionné à $10mm$ du transducteur.

Nous avons remarqué que l'adaptation électrique fournie avec le transducteur n'a pas d'impact significatif sur les performances des signaux. En effet, le PR5077 a une impédance électrique de sortie de 500Ω comme la partie réelle du transducteur. Nous présentons alors figure 4.7 les résultats de la mesure sans cette adaptation électrique. Le spectre est calculé à partir de transformée de Fourier du signal temporel mesuré. Le signal reçu a une tension pic à pic de $80.0mV$ avec les $+20dB$ de gain inclus. Son spectre montre que le transducteur a une perte d'énergie à $450kHz$. Nous remarquons également que le spectre du transducteur est décalé vers les basses fréquences ($f_c(@ -20dB) = 435kHz$) et a une bande passante de 40% à $-6dB$.

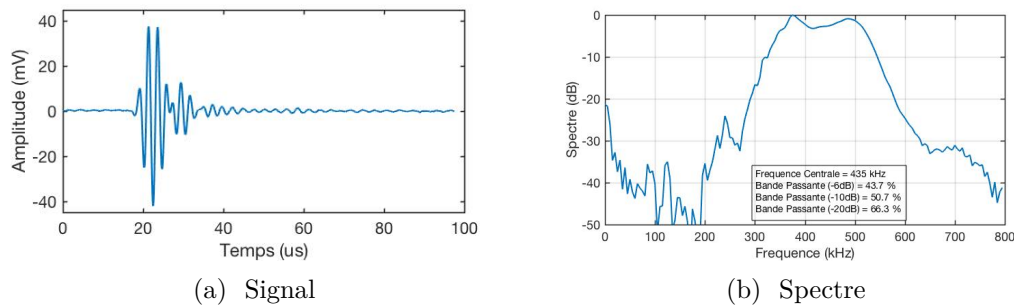


FIGURE 4.7 – Signal et spectre de la sonde Ultran dans l'étude pulse-echo

4.2.4 Conclusion

La caractérisation de ce transducteur permet de montrer un ordre de grandeur des caractéristiques à attendre de transducteurs aériens. Cependant, nous voulons avoir une plus grande marge de manœuvre dans les dimensions des transducteurs et nous souhaitons également avoir une matrice. Or la société *The Ultran Group* ne propose pas de transducteur à $5.5mm$ ni de matrice aérienne. De plus, nous voulons des transducteurs avec une plus large bande passante (minimum 50% à $-6dB$). Nous avons donc décidé de développer notre propre technologie de transducteurs aériens à $500kHz$.

Dans la section suivante, nous présentons les études que nous avons faites sur les différentes couches de matériaux des transducteurs.

4.3 Développement du stack

Le stack d'un transducteur piézoélectrique est composé de plusieurs types de couches (fig.4.8) avec chacune des fonctions différentes (lames, matériau piézo-électrique, connecteurs et backing). L'ensemble de ces composants sont choisis en fonction du milieu extérieur dans lequel le transducteur va émettre les ultrasons et notamment de son impédance acoustique. Nous présentons dans un premier temps les contraintes liées à l'impédance acoustique de l'air.

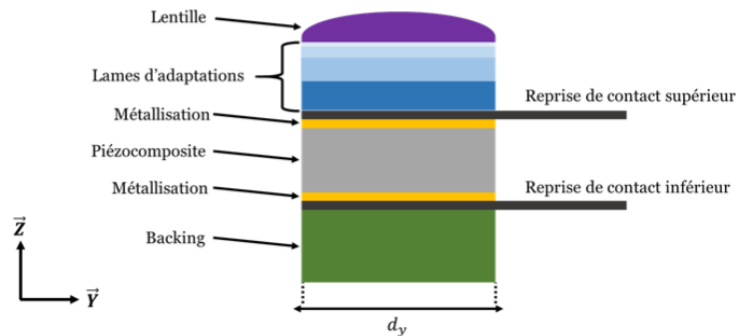


FIGURE 4.8 – Stack classique d'un transducteur piézoélectrique [10].

4.3.1 Les contraintes liées à l'impédance acoustique de l'air

Dans la section 1.3.1.2, la notion d'impédance a été introduite ainsi que celle des lames d'adaptation d'impédance. Les impédances des lames d'adaptation théoriques pour un transducteur piézoélectrique aérien [13] ont été présentées dans le tableau 1.3.

À partir de ces valeurs d'impédances, il est possible de calculer la transmission en intensité totale entre la pièce piézoélectrique et l'air pour chacune de ces configurations. La transmission totale est calculée à partir du produit du coefficient de transmission de chaque succession de couches. Par exemple, s'il y a trois lames alors $T_{tot} = T_{PZT-L1} \times T_{L1-L2} \times T_{L2-L3} \times T_{L3-air}$. Avec $L1$, $L2$ et $L3$ les indices pour les trois lames.

Les valeurs des coefficients de transmission en intensité pour les différentes configurations présentées dans le tableau 1.3 sont comparées dans le tableau 4.1.

Les lames d'adaptation d'impédance permettent de gagner un facteur 100 sur le coefficient de transmission en intensité lorsque quatre lames d'adaptation sont utilisées. Cependant, le coefficient de transmission en intensité reste très faible (inférieur à 1%) comparé à une transmission entre le piézocomposite et l'eau sans lame (25.9%, cf tab.1.1).

Les valeurs théoriques présentées dans le tableau 1.3 sont très faibles pour des matériaux solides. Par exemple, dans le cas d'un stack à trois lames, la deuxième et la troisième lames devraient avoir respectivement des impédances

Nombre de lames	Transmission totale entre le PZT et l'air
0	0.0085%
1	0.033%
2	0.11%
3	0.32%
4	0.72%

TABLE 4.1 – Coefficient de transmission en intensité entre la pièce piézoélectrique (noté PZT) et l'air, avec $Z_{PZT} = 20M\text{Rayl}$, $Z_{eau} = 1.5M\text{Rayl}$ et $Z_{air} = 420\text{Rayl}$ et avec une, deux, trois ou quatre lames d'adaptation théorique du tableau 1.3.

de $88k\text{Rayl}$ et de $6.1k\text{Rayl}$. Or comme nous l'avons vu dans la définition de l'impédance, nous avons $Z = \rho * c$. Donc pour un matériau d'impédance $10k\text{Rayl}$, sa densité et sa célérité seraient très faibles, par exemple une densité de $100kg/m^3$ et une célérité de $100m/s$. Nous ne connaissons pas de matériau avec ces propriétés. De plus ce matériau doit pouvoir être assemblé sur le stack et avoir une atténuation acceptable pour être utilisé dans un transducteur. Ces contraintes sur les matériaux des lames sont très fortes. Nous présentons dans la suite de ce chapitre les solutions que nous avons mises en place.

Nous venons de voir que la théorie propose des valeurs d'impédances de lames très difficiles à atteindre et que la transmission reste faible. Nous avons décidé d'utiliser un second outil plus complet permettant de regarder l'effet des impédances des lames sur le transducteur. Des simulations, dites *simulations KLM* du nom des auteurs, sont présentées ci-dessous.

4.3.2 Simulation KLM

Les simulations KLM sont des simulations basées sur l'analogie entre le fonctionnement d'un transducteur et l'électronique. Les auteurs R. Krimholtz, D.A. Leedom et G.L. Matthaei ont présenté ces travaux dans les années 1970 [42, 43] et cette analogie a été par la suite améliorée [44].

4.3.2.1 Théorie du modèle KLM

Le modèle KLM permet de simuler la réponse d'un transducteur mono élément à une excitation électrique. Le transducteur est modélisé par un circuit électrique équivalent composé, de bobines, de condensateurs, de résistances et d'un transformateur. Le modèle KLM fournit le ratio de transformation électrique Φ entre l'excitation électrique et sa réponse modélisée ainsi que la capacité C' du modèle du transducteur.

Le schéma équivalent est donnée en figure 4.9. L_s représente l'inductance série du circuit équivalent, Z_a , Z_b et Z_i ($i = 1, \dots, n$) sont respectivement les impédances acoustiques du milieu devant le transducteur, du backing d'absorption à l'arrière du transducteur et des lames d'adaptation d'impédance. Les

formules du ratio de transformation électrique Φ et de la capacité libre C' sont données par [42] :

$$\Phi = k_t \sqrt{\frac{\pi}{\omega_0 C_0 Z_c A}} \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega}{2\omega_0}\right) \quad (4.1)$$

$$C' = \frac{-C_0}{k_t^2 \operatorname{sinc}(\omega/\omega_0)} \quad (4.2)$$

Où $\omega_0 = 2\pi k f_0$ et k_t , f_0 , C_0 , Z_c et A sont respectivement le coefficient de couplage électromécanique, la fréquence de résonance, la capacité statique, l'impédance acoustique et la surface active piézoélectrique.

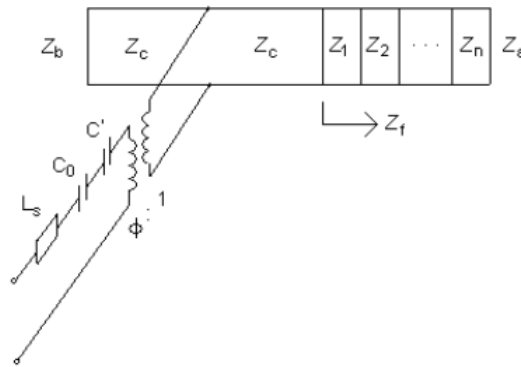


FIGURE 4.9 – Modèle électrique d'un transducteur à n lames d'adaptation d'impédance [44].

Ce modèle permet de calculer le signal émis par un transducteur. Ainsi, nous pouvons comparer la sensibilité, la bande passante et la fréquence centrale de différents transducteurs.

4.3.2.2 Simulations KLM

Présentation des paramètres du simulateur KLM Un algorithme, sous le logiciel Matlab®, du simulateur KLM a été utilisé lors de mes travaux au sein de Vermon S.A.. Cet algorithme nous permet de choisir le nombre de lames d'adaptation d'impédance et les propriétés de chacune (impédance, célérité, épaisseur et atténuation), les propriétés de la pièce piézoélectrique (épaisseur, permittivité, pertes diélectriques, célérité, impédance, coefficients de couplage et de qualité), les propriétés du backing (présent ou non, impédance, atténuation, épaisseur, célérité), la surface active du transducteur ainsi que les propriétés du milieu extérieur devant le transducteur (impédance, densité, permittivité). Le simulateur donne la réponse impulsionnelle du transducteur modélisé.

Simulations KLM avec les valeurs théoriques des lames d'adaptation d'impédance Nous avons simulé la fonction de transfert en émission d'un transducteur à partir des propriétés théoriques de lames d'adaptation d'impédance supposées idéales pour la transmission dans l'air. Nous avons utilisé les impédances du tableau 1.3 des lames théoriques, avec une atténuation nulle et un backing ($Z_b = 1.5 \text{ MRayl}$, $\alpha_b = 6 \text{ dB/mm/MHz}$, $e = 10 \text{ mm}$ et $c_b = 2000 \text{ m/s}$).

Le matériau actif utilisé est un piézocomposite qui sera d'avantage présenté dans la sous-partie 4.3.3. Pour les lames, nous faisons l'hypothèse que lorsque l'impédance est très faible alors la célérité des ondes dans la lame est de 500 m/s. Nous avons choisi cette valeur car elle est de l'ordre de grandeur de valeurs expérimentales. Pour les lames à impédance plus haute (supérieure à 1MRayl), il existe des lames utilisées couramment et les valeurs de célérité sont classiquement autour de 2000 m/s. L'ensemble des valeurs des lames est résumé dans le tableau 4.2.

n lames	lame i/n	Z_i (MRayl)	c (m/s)
1	1/1	0.088	500
2	1/2	0.53	500
2	2/2	0.015	500
3	1/3	1.3	2000
3	2/3	0.088	500
3	3/3	0.0061	500
4	1/4	2.2	2000
4	2/4	0.26	500
4	3/4	0.030	500
4	4/4	0.0036	500

TABLE 4.2 – Propriétés des lames d'adaptation d'impédance théoriques implémentées dans le simulateur KLM.

Nous obtenons les résultats de la figure 4.10 pour chacune des simulations à une, deux, trois ou quatre lames. Notons tout d'abord que dans chacune des sous-figures l'échelle en ordonnée est différente car, d'après les simulations l'amplitude pic-à-pic de la réponse du transducteur à une lame est cinq à six fois plus faible que celle pour un transducteur à trois ou quatre lames. L'échelle en abscisse reste la même pour les quatre figures. Les traînes des signaux sont plus importantes avec peu de lames. Les spectres de ces signaux sont montrés en figure 4.11 et un résumé des valeurs caractéristiques (fréquence centrale (F_c en kHz), bande passante (BW en $\%$) et résolution axiale (dt en μs) à trois niveaux différents ($-6dB$, $-10dB$ et $-20dB$) est présenté dans le tableau 4.3.

Sur la figure 4.11, nous remarquons que le spectre n'est pas lisse, il comporte des pics intermédiaires plus ou moins symétriques au pic principal. Cela signifie que les lames ne permettent pas une adaptation sur un spectre large, la participation des différentes lames au sein d'un même transducteur ne se recouvrent pas suffisamment, ce qui donne cet effet de rebond dans le spectre.

D'après le tableau 4.3, la bande passante augmente avec le nombre de lames présentes et en même temps la résolution axiale (la longueur de la traîne du signal temporel) diminue. Une résolution axiale faible permet d'avoir un retour à l'équilibre du transducteur plus rapide et ainsi une meilleure stabilité dans le cas de tirs rapprochés. De plus, tous les spectres ont une fréquence centrale entre 400 et 450 kHz, quel que soit le niveau observé.

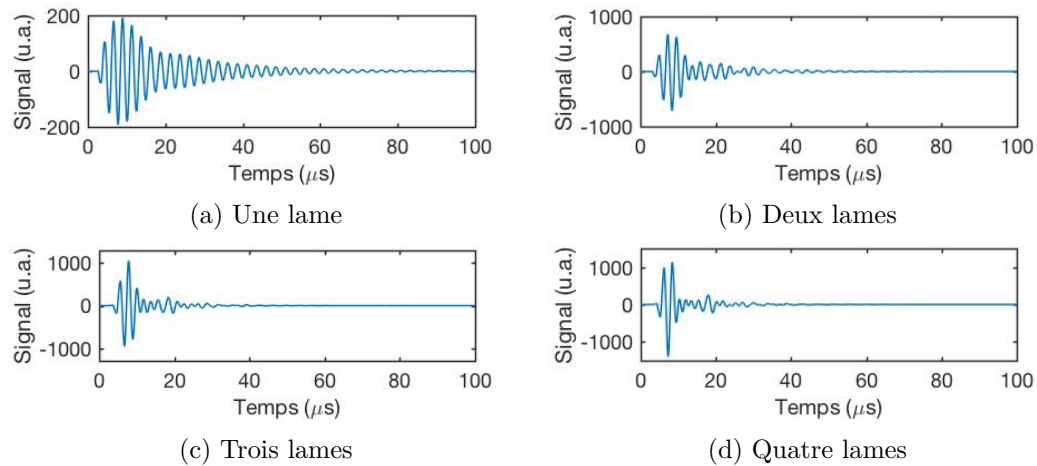


FIGURE 4.10 – Comparaison des signaux temporels des modèles KLM des différentes configurations de stack théoriques, de une à quatre lames, avec un backing identique pour chaque configuration.

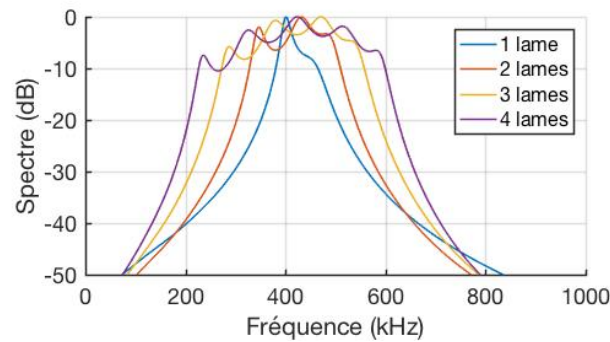


FIGURE 4.11 – Comparaison des spectres des différentes configurations de stack théoriques, de une à quatre lames, avec un backing identique pour chaque configuration.

En conclusion de ces simulations de lames théoriques, nous avons remarqué qu'un stack à une seule lame est moins performant qu'un stack à trois ou quatre lames tant sur la sensibilité que la bande passante et la résolution axiale. Ainsi, ces simulations permettent de nous orienter vers un stack à trois ou quatre lames. Ces simulations apportent beaucoup mais sont limitées par l'impossibilité physique de trouver des lames avec des impédances aussi faibles. Dans un contexte final de construction d'un transducteur, nous devons trouver des matériaux avec des impédances qui s'approchent le plus des valeurs théoriques.

nb lames	V _{pp} (u.a.)	niv dB	F _c (kHz)	BW (%)	dt (μs)
1	385	@-6dB	410	8.68	11
		@-10dB	425	19.7	20
		@-20dB	431	35.6	42
2	1399	@-6dB	445	24.1	6.3
		@-10dB	422	43.1	7.8
		@-20dB	424	55.8	27
3	2011	@-6dB	448	44.7	4.3
		@-10dB	418	68.2	5.4
		@-20dB	420	80.3	17
4	2532	@-6dB	430	57.9	3.4
		@-10dB	441	73.0	4.4
		@-20dB	418	99.7	14

TABLE 4.3 – Comparaison des résultats des simulations des configurations de stack théoriques, de une à quatre lames avec un backing.

4.3.3 Choix du matériau piézoélectrique

Avant de choisir les lames d'adaptation d'impédance, nous devons choisir le matériau piézoélectrique du transducteur. Nous avons fait fabriquer un piézocomposite en découpe 1-3 (fig.4.12) à partir d'une céramique piézoélectrique pure. Cette découpe permet de favoriser le mode de vibration en épaisseur de la pièce et de limiter l'impact des vibrations latérales.

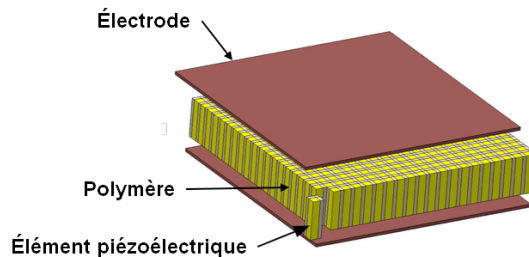


FIGURE 4.12 – Découpe 1-3 de piézocomposite.

Le piézocomposite a une fréquence de résonance à 550kHz . Elle est un peu plus élevée que 500kHz car une fréquence plus faible impliquerait une épaisseur plus importante. Or plus l'épaisseur est importante, plus le rapport entre son diamètre et son épaisseur baisse et plus le mode de vibration latéral est favorisé par rapport au mode épaisseur. Nous voyons les conséquences de ce phénomène notamment dans la section 4.4.1.2 sur l'impédance électrique du transducteur. L'impédance du piézocomposite choisi est de 20MRayl . Son coefficient de couplage du piézocomposite est de $k_{33} = 60\%$ et sa permittivité relative de $\epsilon_{33} = 1380$. Une permittivité relative plus élevée (par exemple en prenant une

pièce piézoélectrique pure et non composite) permettrait une meilleure transformation électrique, mais son impédance acoustique aurait été plus élevée ce qui aurait rendu la transmission d'ultrasons dans l'air encore plus difficile.

Dans la suite des transducteurs présentés dans cette section, tous les stacks sont composés du piézocomposite présenté ci-dessus.

4.3.4 Première lame d'adaptation d'impédance *L1*

La lame la plus proche du piézoélectrique est notée *L1*. D'après le tableau 1.3 des impédances des lames théoriques, pour un stack à trois ou quatre lames, la première lame a une impédance de l'ordre du méga-Rayl. C'est l'ordre de grandeur des impédances de matériaux existants et couramment utilisés pour des sondes médicales, à la différence que ces lames sont utilisées en face avant, c'est à dire en dernière lame, en contact avec le patient.

Nous avons choisi une lame déjà existante à Vermon S.A. avec une impédance de $Z_1 = 3M\text{Rayl}$, une atténuation de $\alpha_1 = 0.35\text{dB/mm/MHz}$, les ondes acoustiques y ont une célérité de $c_1 = 2600\text{m/s}$ et la lame a une épaisseur de $\lambda/4$ soit pour une résonance à $f_c = 500\text{kHz}$ une épaisseur de $e = c_1/4f_c = 1300\mu\text{m}$.

La lame L1 est collée sur le piézocomposite métallisé et les reprises de contact électrique avec de la colle en résine époxy. Pour alléger l'écriture, nous ne parlerons plus de la métallisation ni des reprises électriques bien qu'elles soient toujours présentes sur le piézocomposite, comme expliqué dans le chapitre 1.

4.3.5 Seconde lame d'adaptation d'impédance *L2*

La lame L2 est la lame qui va être collée sur la lame L1. Nous utilisons également une lame à base de polymère, tout en diminuant sa densité pour diminuer son impédance. Pour cela, nous avons choisi deux matériaux qui ont des inclusions d'air. Le premier matériau que nous présentons est un matériau que nous avons développé à Vermon S.A. et que nous avons surnommé *lame fabriquée*. Le second matériau présenté est un polymère industriel (polyuréthane) de la marque RenShape ® dont nous avons étudié trois échantillons de densités différentes.

4.3.5.1 Lames fabriquées (*LF*)

Nous avons choisi de réaliser nos propres lames à partir de résine de polymère. Pour diminuer la densité des lames (et donc l'impédance), nous avons ajouté des charges creuses (micro-billes creuses de diamètre inférieur à la centaine de micromètres) qui sont remplies d'air et qui ont une densité inférieure à la résine. Ainsi, à volume constant la densité de la lame diminue.

Le processus de fabrication et la caractérisation des lames fabriquées sont présentés dans l'annexe A. Les valeurs caractéristiques moyennes d'une lame fabriquée sont présentées dans le tableau 4.4.

c (m/s)	e (μm)	Z ($M Rayl$)	α ($dB/mm/MHz$)
1750	875	0.97	5.8

TABLE 4.4 – Résumé de la caractérisation des lames fabriquées LF.

4.3.5.2 Lames polyuréthanes (PU)

Présentation Les lames polyuréthanes sont issues d'échantillons fournis par la société RenShape®. Cette société propose des gammes de polyuréthanes de différentes densités à usiner (fig.4.13a), très appréciés pour le modelage. Nous avons décidé d'en détourner la fonction pour les utiliser comme lames. Le polyuréthane est un polymère d'uréthane qui est une molécule organique. C'est une matière plastique. Nous avons étudié trois polyuréthanes différents : MD250 noté PU1, MB5185 noté PU2 (fig.4.13b) et MB5460 noté PU3



(a) Les plaques RenShape® sont très utilisées pour la réalisation de maquette par usinage.



(b) Echantillon de la plaque BM5185.

FIGURE 4.13 – Gamme de plaques proposées

Les valeurs caractéristiques des lames PU données par le fabricant et mesurées par nous sont présentées dans le tableau 4.5.

Nom par Renshape®	indicatif	$\rho_{Renshape®}$ (kg/m^3)	ρ_{Vermon} (kg/m^3)	c (m/s)	Z ($M Rayl$)	α ($dB/mm/MHz$)
MD250	PU1	250	280	1306	0.37	3.29
BM5185	PU2	500	500	1685	0.84	1.78
BM5460	PU3	700	800	2027	1.62	0.841

TABLE 4.5 – Résumé de la caractérisation des lames PU.

4.3.5.3 Comparaison des lames fabriquées et des lames polyuréthanes

Pour comparer deux lames différentes d'une même position dans le stack, nous devons construire deux transducteurs de stack strictement identique sauf pour cette lame.

Fabrication de transducteurs pour la comparaison Ainsi, nous avons fabriqué quatre transducteurs, chacun avec les mêmes backing, piézocomposite, lame L1, lame L3, et mêmes collages. Les transducteurs sont carrés, de dimensions $12.5 \times 12.5mm$. Le protocole de fabrication est aussi identique.

Le backing (qui est décrit dans la sous-section 4.3.7) et la lame L1 sont collés au piézocomposite comme expliqué dans la partie 4.3.4. Dans le cas de la lame 2 et la lame 3 (que nous décrivons dans la partie suivante), nous n'avons pas utilisé de colle en résine car les lames sont légères et poreuses et il pourrait y avoir une migration de la colle ce qui dégraderait les performances de la lame par l'augmentation de l'impédance. Nous avons donc décidé d'utiliser un papier adhésif double face de $50\mu m$ d'épaisseur pour coller la lame L2 à la lame L1 et la lame L3 à la lame L2. Une fois les lames L2 et L3 déposées en même temps sur le transducteur, celui-ci est remis sous pression dans un étuve pour une durée fixe pour éviter la présence de bulles et pour maximiser l'adhésion.

L'ensemble des lames ont une épaisseur de quart-d'onde, c'est à dire que leur épaisseur est égale au quart de la longueur d'onde dans la lame à la fréquence 500kHz. Leur épaisseur est donc dépendante de la célérité des ondes dans chacune des lames.

Méthode de comparaison Pour étudier les différences de performances des transducteurs, nous avons choisi de réaliser les mesures en *pitch-catch* avec en récepteur un transducteur de référence. La mesure pitch-catch consiste à placer deux transducteurs face à face à une distance fixe, dans notre cas nous avons choisi $10mm$. Un des deux transducteurs, dit émetteur, est excité par un signal électrique connu. Le second transducteur, dit récepteur, enregistre ce signal avec un gain connu.

Le montage pitch-catch est dans l'air, les transducteurs sont fixés sur des bras mécaniques. Nous utilisons pour émettre et enregistrer un *Pulser-Receiver 5077 (PR)* de la marque Panametrics-Olympus, réglé avec les paramètres suivants : fréquence de répétitions à $100Hz$, amplitude de l'excitation à $100V$, fréquence centrale de l'excitation à $500kHz$, sans filtre passe haut, filtre passe bas à $10MHz$, gain en réception de $+20dB$ et le mode émetteur et récepteur séparés est sélectionné.

Le gain en réception étant le même pour toutes les mesures ($+20dB$), nous pouvons comparer les signaux directement reçus par le PR. Le signal reçu est moyenné sur deux réceptions. Le signal reçu par le PR est enregistré sur ordinateur pour être traité ensuite par Matlab®.

Nous avons choisi de travailler en pitch-catch avec un transducteur dit "de référence", alors que la technique usuelle dans le domaine des transducteurs est de faire des mesures en pulse-echo (le transducteur étudié envoie un pulse sur une plaque qui réfléchit et c'est le même transducteur qui enregistre le signal reçu) pour plusieurs raisons. Tout d'abord, au début de notre étude, les transducteurs fabriqués n'avaient pas la puissance nécessaire pour envoyer et recevoir un même signal dans l'air, il aurait fallu que le transducteur soit très proche de la plaque (moins de $5mm$), ce qui aurait posé d'autres problèmes. De plus, la résolution axiale des transducteurs était particulièrement mauvaise, le transducteur vibrait encore à cause de l'émission lors de l'enregistrement

de l'écho réfléchi. Un recouvrement du signal émis et du signal reçu rend très compliquée l'analyse du signal.

Enfin, nous avons gardé le même transducteur de référence tout au long de notre étude, ce qui permet de voir l'évolution des performances des transducteurs. Le transducteur récepteur de référence est centré à 500kHz et a été fabriqué à Vermon avant mon étude.

Résultat de la comparaison à la lame fabriquée La mesure des signaux reçus et leur spectre est représenté en figure 4.14.

Les transducteurs avec les lames PU1 et PU2 ont une sensibilité plus élevée que ceux avec les lames PU3 et LF, d'environ $+10\%$. La résolution axiale à -20dB du transducteur avec la lame PU1 est particulièrement élevée comparée à celle des trois autres transducteurs ($+50\%$). En comparant les signaux, ils semblent que la lame PU3 et la lame LF ont des performances identiques. La lame PU2 semble la plus performante notamment avec une sensibilité plus importante. La lame PU1 a elle aussi une forte sensibilité mais sa longue traîne est trop contraignante par rapport aux autres lames.

Sur les spectres (fig.4.14b), le transducteur avec la lame PU2 a une bande passante de 28.5% à -6dB tandis que les transducteurs PU1 et PU3 ont respectivement une bande passante de 44.2% et 37.3% à -6dB . Le transducteur à la lame fabriquée a la bande passante la plus large avec 62.7% à -6dB . En revanche, la fréquence centrale de ce transducteur est de 470kHz à -6dB , alors que celle des transducteurs avec une lame PU est supérieure à 500kHz .

Pour la suite de notre étude, nous avons décidé d'utiliser exclusivement les lames fabriquées car la différence de sensibilité avec les lames PU n'est pas significative et que nous préférons privilégier la bande passante autant que possible.

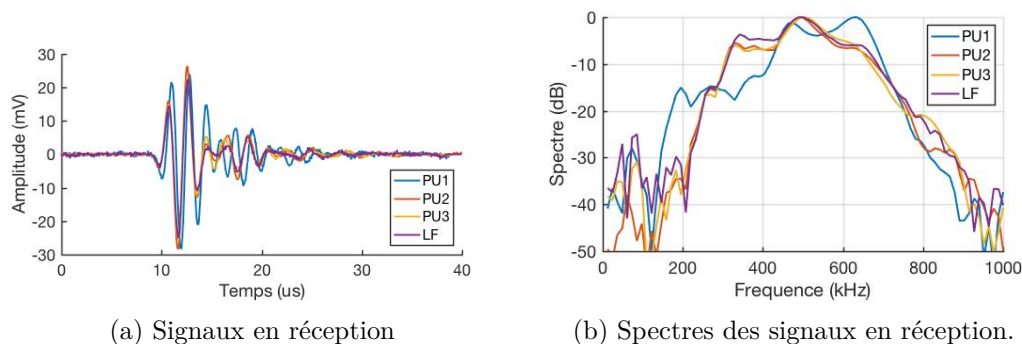


FIGURE 4.14 – Comparaison de quatre transducteurs identiques sauf pour la lame L2 qui est PU1, PU2, PU3 ou LF, en configuration pitch-catch.

4.3.6 Troisième lame d'adaptation d'impédance $L3$

4.3.6.1 Présentation

L'équipe du chercheur espagnol T.E. Gomez Alvarez-Arenas a beaucoup contribué [22, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54] dans la recherche d'une

lame de face avant pour les transducteurs aériens. A travers ses travaux, il s'est dirigé vers l'utilisation de papier filtre comme lame L3. Les papiers filtres sont vendus comme filtre pour des opérations de chimie. Ils sont très poreux et il existe une large gamme de papier disponible avec des épaisseurs différentes. Il a notamment recensé et caractérisé un certain nombre de ces papiers filtres (cf fig.4.15).

Material	Pore size (μm)	$\lambda/2$ resonant frequency (MHz)	γ at $\lambda/2$ (Np)	Impedance (MRayl)
Vinylic/acrylic copolymer ¹	0.80	0.60	0.287	0.074
Polyethersulfone ¹	0.80	1.03	0.150	0.100
Polyethersulfone ¹	0.45	1.30	0.130	0.131
Polyethersulfone ¹	0.20	1.50	0.111	0.244
Polyethersulfone ¹	0.10	2.40	0.073	0.254
Nylon ¹	0.45	2.00	0.137	0.162
Nylon ¹	0.20	3.20	0.151	0.313
PVDF ¹	0.45	1.92	0.322	0.228
Polypropylene ¹	0.45	1.40	0.530	0.074
Polypropylene ¹	0.20	1.82	0.439	0.081
Acrylic copolymer ¹	0.30	No thickness resonances observed.		
Acrylic copolymer ¹	1.20	No thickness resonances observed.		
Polyethersulfone/copolymer ¹	0.45	1.82	0.250	0.203
Mixed cellulose esters ²	5.00	0.70	0.249	0.095
Mixed cellulose esters ²	3.00	0.86	0.198	0.094
Mixed cellulose esters ²	1.20	0.80	0.249	0.109
Mixed cellulose esters ²	0.80	0.75	0.212	0.083
Mixed cellulose esters ²	0.65	1.00	0.250	0.095
Mixed cellulose esters ²	0.45	1.00	0.216	0.098
Mixed cellulose esters ²	0.22	1.30	0.202	0.150
Mixed cellulose esters ²	0.10	2.40	0.190	0.256
Mixed cellulose esters ²	0.025	4.00	0.159	0.557
PVDF (hydrophobic) ²	0.22	No thickness resonances observed.		
PVDF (hydrophilic) ²	0.22	No thickness resonances observed.		
PVDF ²	0.10	4.3	0.140	0.638
PTFE ²	0.50	0.30	0.600	0.017
Cellulose nitrate ³	0.65	1.03	0.246	0.084
Cellulose nitrate ³	0.30	1.60	0.209	0.165
Cellulose nitrate ³	0.20	1.94	0.206	0.211
Cellulose nitrate ³	0.10	2.00	0.221	0.243

¹Pall Corporation, Pall Gelman Laboratory, product catalog, Ann Arbor, MI 48103-9019, <http://www.pall.com>.

²Millipore, Billerica, MA 01821, <http://www.millipore.com>.

³Whatman International, Ltd. Whatman House, Kent ME16 0LS, U.K., <http://www.whatman.com>.

FIGURE 4.15 – Lames papier et leurs propriétés acoustiques mesurées à $\lambda/2$ [52] Les colonnes sont de gauches à droite : les matériaux, la taille des pores, la fréquence de résonance liée à l'épaisseur de la lame, l'atténuation de la lame à son épaisseur, l'impédance .

Les lames papier ne peuvent pas être retouchées en épaisseur, il faut donc choisir les lames en fonction de la célérité des ondes dans la lame et des épaisseurs disponibles commercialement.

4.3.6.2 Caractérisation des différentes lames papier

Au vu des travaux de Gomez et des tests préliminaires que nous avons réalisés, nous avons décidé de nous focaliser sur les lames papier en esters mixtes de cellulose de la marque Whatman® : ME25, ME26 et ME2631 (fig.4.16) qui ont respectivement des pores de diamètre $0.45\mu\text{m}$, de $0.60\mu\text{m}$ et de $0.65\mu\text{m}$.

Nous avons mesuré les volumes et masses des lames papier pour obtenir une masse volumique moyenne des papiers.



FIGURE 4.16 – Exemples de papiers filtre utilisés comme lame L3.

Pour mesurer les célérités des ondes dans les papiers, nous ne pouvions pas les mesurer sur le banc matériau passif (décrit en annexe A) car ce sont des papiers poreux qui s’imbibent d’eau très rapidement. Nous avons donc réalisé les mesures de célérités en contact entre deux transducteurs. Ainsi, l’onde acoustique est directement transmise de l’émetteur vers le papier puis vers le récepteur sans passer par un milieu extérieur. Connaissant l’épaisseur du papier nous pouvions en déduire la célérité des ondes dans le papier.

Il a fallu réaliser un grand nombre de mesures pour obtenir une célérité moyenne. En effet, la mesure est dépendante de la bonne qualité de contact entre les deux transducteurs et le papier. Théoriquement cette technique permet de mesurer l’atténuation dans la lame. Mais nous avons une disparité trop élevée dans les valeurs pour les prendre en compte. Nous avons décidé de nous fier au tableau de Gomez (fig.4.16) car il a développé un montage permettant la mesure de l’atténuation des lames papier dans l’air [51].

Nom	$\rho_{mesuré}$ (kg/m^3)	$c_{mesuré}$ (m/s)	$Z_{calculé}$ (MRayl)	Z_{Gomez} [52] (MRayl)
ME25	430	406	0.175	0.098
ME26	470	324	0.152	0.095*
ME2631	476	311	0.148	0.095*

TABLE 4.6 – Caractérisation des lames PU.

* d’après la fig. 4.15, une seule lame papier d’esters mixte de cellulose avec des pores de $0.65\mu m$ a été étudiée, nous avons alors mis cette valeur pour ME26 et ME2631.

Nous remarquons que nous obtenons des impédances différentes des valeurs de Gomez (fig.4.15) de manière significative (supérieur à 60%). Deux raisons possibles : nos mesures sont trop imprécises par rapport à son montage dédié ou la fabrication des papiers filtres n’est pas homogène. Nous supposons que c’est notre mesure qui n’est pas aussi bien adaptée que la mesure de Gomez pour les mesures aériennes. Comme nous n’avons pas trouvé de matériau avec une impédance plus faible, nous considérons que les ordres de grandeurs de l’impédance (tab.4.6) conviennent pour utiliser ces lames papier comme lames L3. Bien que son impédance soit très différente de l’impédance théorique $Z_{3/3} =$

0.0061MPa (tab.1.3) pour la lame de face avant d'un stack à trois lames, nous choisissons d'utiliser ces lames papier.

4.3.6.3 Comparaison des effets des différentes lames papier sur les transducteurs

Le même processus que pour la comparaison des lames L2 a été appliqué pour ces lames. Trois transducteurs de dimensions $12.5 \times 12.5mm$ ont été fabriqués avec un stack identique sauf pour la lame L3 et chacun a soit la lame ME25, la lame ME26 ou la lame ME2631.

Le transducteur émetteur est placé à $10mm$ du transducteur référence et est excité par le PR5077. Le signal est reçu, un gain de $+20dB$ est appliqué et il est enregistré sur ordinateur. Les signaux enregistrés et leurs spectres sont présentés sur la figure 4.17.

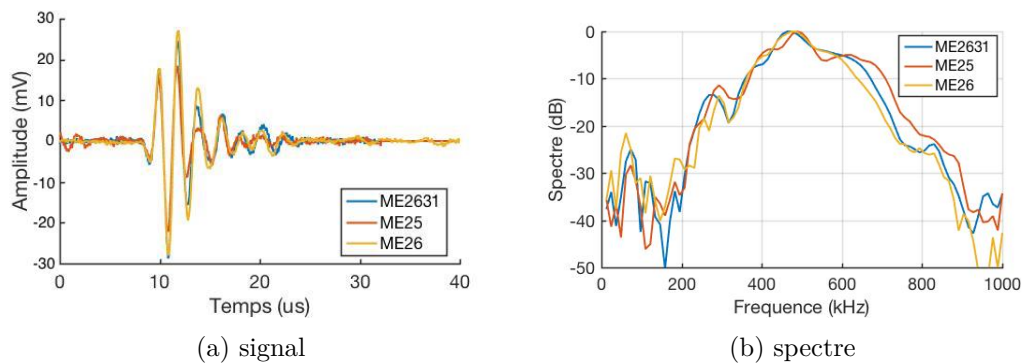


FIGURE 4.17 – Comparaison des signaux et spectres des trois transducteurs à la lame L3 différente.

Les transducteurs avec les lames ME26 et ME2631 ont une sensibilité et une résolution axiale meilleures de 30% environ par rapport au transducteur avec la lame ME25. De plus, le spectre de ce transducteur est aussi plus étroit que ceux avec les lames ME26 et ME2631 qui ont une bande passante de 42% et 41% respectivement. Les transducteurs avec les lames ME26 et ME2631 semblent très similaires. Seule la fréquence centrale semble différencier ces deux transducteurs ($495kHz$ et $520kHz$ respectivement pour le ME26 et le ME2631).

Nous choisissons d'utiliser les lames ME2631 et ME26 de manière indifférentes pour la simple raison que lorsque nous avons voulu nous réapprovisionner en ME2631 nous n'avions pas pu et nous avons dû acheter les papiers filtres ME26.

4.3.7 La couche arrière, le backing

Lorsque le piézoélectrique est excité, celui-ci vibre et génère une onde acoustique. Cette onde acoustique se propage dans l'environnement à proximité et peut être réfléchi entre différentes couches du transducteur. Ces échos qui se multiplient vont à terme être transmis dans l'air tout comme le signal principal. Ainsi, le signal en sortie est l'enchaînement temporel du signal principal et de réflexions dans le transducteur. Pour atténuer ces réflexions, un backing est mis

derrière le piézoélectrique. La propriété du backing est d'avoir une atténuation forte qui évite la réflexion des échos qui amènerait à les transmettre à nouveau au reste du transducteur. Les backings sont plus épais que les lames d'adaptation d'impédance car il ne faut pas de résonance dans le backing. L'objectif est d'atténuer l'écho, pas de l'amplifier par résonance.

Les inconvénients des backings sont qu'ils diminuent l'énergie acoustique transmise par le transducteur. Cette dégradation d'énergie est due au fait que le backing est une forte résistance à l'arrière du matériau actif, ce qui diminue ses performances mécaniques. Il y a donc un certain équilibre à avoir entre performance du backing et performance du transducteur.

Dans le développement des transducteurs, nous avons très vite pris la décision d'inclure un backing car, comme la transmission avec le milieu extérieur est faible, la quantité d'échos dans le transducteur était importante ce qui provoquait une traîne de signal très longue. La présence d'un backing est indispensable dans notre cas.

Nous nous sommes intéressés à deux backings déjà existants à Vermon que nous noterons B1 et B2. Leurs propriétés sont résumées dans le tableau 4.7. Le backing B2 est légèrement plus atténuant et a une impédance plus faible que le backing B1.

Nom	$c_{mesuré}$ (m/s)	$Z_{calculé}$ (MRayl)	α ($dB/mm/MHz$)
B1	1400	6	6.0
B2	2000	3.5	6.7

TABLE 4.7 – Propriétés des backings.

Pour comparer les différences de performance des backings, le même processus que pour la comparaison des lames L2 et des lames L3 a été appliqué. Deux transducteurs de dimension $12.5 \times 12.5mm$ ont été construits avec un stack identique sauf pour le backing (soit le backing B1 soit le backing B2). Le transducteur émetteur est placé à $10mm$ du transducteur référence et est excité par le PR5077. Le signal est reçu, un gain de $+20dB$ est appliqué et il est enregistré sur ordinateur. Les signaux enregistrés et leurs spectres respectifs sont présentés sur la figure 4.18.

Les deux backings n'ont pas d'influence notable sur la résolution axiale du signal ni la fréquence centrale du spectre. En revanche, la sensibilité est impactée par les backings. Le backing B2 permet d'avoir une sensibilité 25% plus élevée que le backing B1. La contrepartie du B2 est une diminution de 14% de la largeur de la bande passante par rapport au B1.

Nous prenons la décision d'utiliser le B2 qui permet d'avoir une sensibilité plus élevée du transducteur.

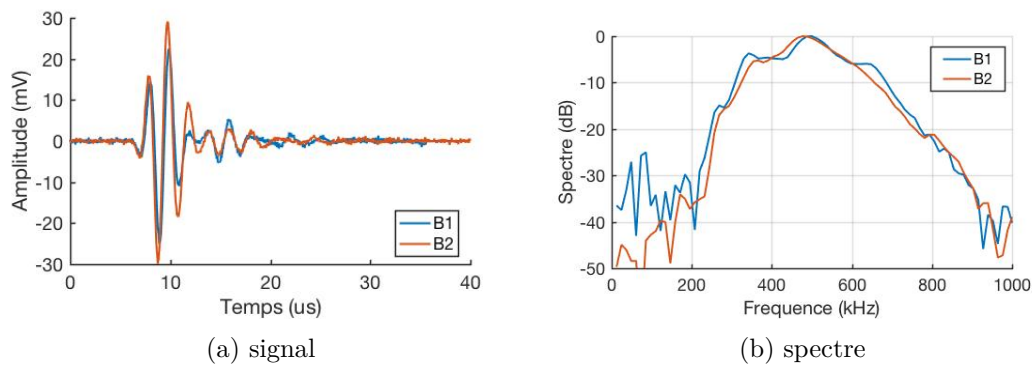


FIGURE 4.18 – Comparaison des signaux et spectres des deux transducteurs au backing différent.

4.3.8 Conclusion - Stack final

Nous avons décidé de construire notre transducteur avec trois lames et un backing. Ajouter une quatrième lame augmenterait encore d'avantage l'atténuation du signal, de plus nous n'avons pas trouvé de matériau ayant une impédance acoustique encore plus faible que notre L3 et pouvant s'assembler sur le stack. Nous préférons garder trois lames car nous considérons qu'avec deux lames les intervalles d'impédance seraient trop élevés et réduiraient la transmission et la bande passante du piézocomposite.

A la suite des travaux présentés dans ce chapitre, un résumé des différentes couches que nous avons choisies pour les transducteurs est présenté dans le tableau 4.8. Le piézocomposite utilisé est celui présenté dans la sous-section 4.3.3.

Couche	Backing	L1	L2	L3
Nom	B2	L1	LF	ME2631
Z ($M Rayl$)	3.5	3	0.97	0.175
c (m/s)	2000	2600	1750	311
e (μm)	10^4	1300	875	145
α ($dB/mm/MHz$)	6.7	0.175	5.8	3.46

TABLE 4.8 – Stack final.

Jusqu'ici, les transducteurs fabriqués étaient carrés de dimensions $12.5 \times 12.5 mm$. Cela permettait d'avoir une énergie suffisamment importante pour l'étude des transducteurs et l'élaboration du stack. Maintenant que nous avons défini l'ensemble des matériaux des transducteurs, nous pouvons caractériser les émetteurs et les récepteurs de la sonde à leurs dimensions finales.

4.4 Caractérisations des émetteurs et des récepteurs

4.4.1 Émetteurs

Pour vérifier expérimentalement la validité du choix d'émetteurs de $5.5mm$ de diamètre, nous avons réalisé différents tests. Le premier test est de comparer la taille du champ de pression ultrasonore des transducteurs de différents diamètres. Puis nous mesurons l'impédance électrique des transducteurs $5.5mm$. Ensuite nous étudions le signal et le spectre des transducteurs en mode pulse-echo. Nous terminons leur caractérisation par la mesure de pression acoustique de ces transducteurs et par un retour sur les performances du transducteur de la société *The Ultran Group*.

4.4.1.1 Comparaison des directivités des transducteurs de différents diamètres

Nous avons vu dans la partie de simulation numérique que nous hésitions entre les émetteurs de diamètre $5.5mm$ et de $10mm$. La raison est que plus un émetteur a une surface grande, plus il transmettra d'énergie dans l'air. Ainsi un émetteur plus large peut nous assurer une qualité de signal supérieure. Mais la quantité d'énergie n'est pas le seul critère, il faut prendre en compte la surface d'illumination totale et le recouvrement des champs acoustiques sur la cornée. Dans cette sous-partie, nous nous intéressons donc aux directivités d'émetteurs de différents diamètres.

Présentations des sondes Nous nous intéressons à trois émetteurs de diamètre différents : $10mm$, $7mm$ et $5.5mm$ (fig.4.19). La fabrication des transducteurs de 10 et $7mm$ a précédé celle du transducteur $5.5mm$ ce qui explique leur design qui est différent. Cependant, la composition des stacks des trois émetteurs est strictement identique. Nous pouvons remarquer que les lames des transducteurs de gauche sont carrées, en revanche la pièce piézoélectrique est ronde et c'est elle qui donne l'allure du champ acoustique par sa surface active. La géométrie des lames au-delà de la surface active a peu d'influence sur le champ. Les lames ont été découpées en carré pour faciliter et accélérer le processus de fabrication des lames. Dans la sonde finale, les lames auront la même géométrie que la pièce piézoélectrique.

Mesure de directivité Le transducteur étudié est fixé par une pince et le récepteur est fixé sur un bras mécanique à $15mm$ de distance qui peut se déplacer dans le plan perpendiculaire à l'émission. Le balayage est réalisé sur une surface de $10 \times 10mm^2$. Le récepteur est un élément ($750\mu m$ de côté) de la matrice que nous décrivons dans la sous-partie 4.4.2.

Résultats Les champs acoustiques à $15mm$ de distance des transducteurs de $10mm$ et de $7mm$ sont du diamètre des transducteurs (fig.4.20). Ce qui signifie qu'à $15mm$ des transducteurs nous sommes en champ proche, il n'y a pas encore

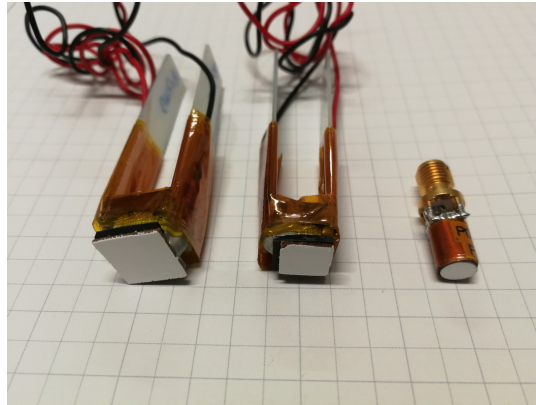
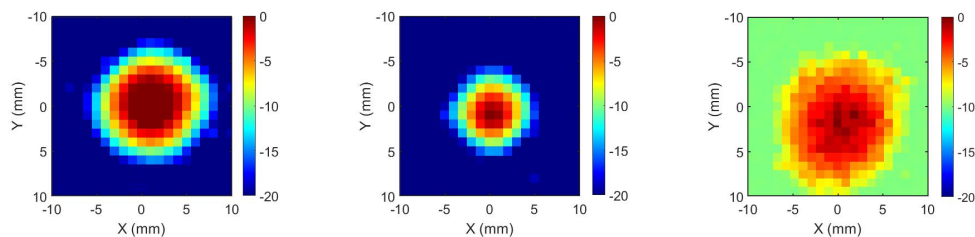


FIGURE 4.19 – Les trois transducteurs de diamètre 10mm , 7mm et 5.5mm de gauche à droite.



(a) Champ acoustique du transducteur de 10mm de diamètre. (b) champ acoustique du transducteur de 7mm de diamètre. (c) champ acoustique du transducteur de 5.5mm de diamètre.

FIGURE 4.20 – champ acoustique de 3 sondes de diamètres différents (10mm , 7mm et 5.5mm) à une distance de 15mm .

de diffraction du champ. Tandis que pour le transducteur de diamètre 5.5mm son champ acoustique est d'environ 10mm de diamètre. A 15mm de distance de ce transducteur nous sommes en champ lointain.

Pour rappel, le champ proche, aussi appelé zone de Fresnel, est la zone près du transducteur où la pression acoustique passe par une série de maximums et de minimums et est de la largeur du transducteur. Le champ lointain, aussi appelé zone de Fraunhofer, est la zone où la pression acoustique décroît au carré de la distance au transducteur. En champ lointain, l'onde générée par le transducteur est plane et a un faisceau divergent, avec un angle de $1.22\lambda/D$ pour un transducteur circulaire, avec D le diamètre du transducteur et λ la longueur d'onde des ultrasons générés. La séparation entre le champ proche et le champ lointain est appelée la distance de Rayleigh. $d_R = (D/2)^2/\lambda$.

Les distances de Rayleigh pour les transducteurs de 10mm , 7mm et 5.5mm sont respectivement 36mm , 18mm et 11mm . Donc lorsque nous mesurons le champ ultrasonore à 15mm , nous mesurons le champ proche des transducteurs 10mm et 7mm et le champ lointain du transducteur 5.5mm .

Ainsi, avec un transducteur de diamètre 5.5mm , la surface illuminée est égale ou supérieure à celle illuminée par les deux autres transducteurs mais surtout, comme le transducteur est plus petit, nous pourrions en mettre une quantité plus importante sur la sonde. En conséquence, il y aura un plus grand

recouvrement des champs acoustiques sur l'œil ce qui va améliorer la qualité de l'imagerie par l'algorithme d'imagerie.

Ces mesures de champs vont dans le même sens que les simulations numériques présentées précédemment : pour optimiser la qualité de la sonde il est préférable d'intégrer des émetteurs de diamètre $5.5mm$.

4.4.1.2 Étude de l'impédance électrique

L'impédance électrique du transducteur $5.5mm$ est mesurée avec un analyseur d'impédance, l'*Agilent 4294A Precision Impedance Analyzer* et son kit sonde *42941A*. Cet appareil, une fois calibré, permet de mesurer la tension aux bornes du transducteur dans le domaine fréquentiel sur une large gamme de fréquence. Dans notre cas, nous nous intéressons à la gamme de fréquence entre $100kHz$ et $1000kHz$. L'analyseur d'impédance peut donner plusieurs valeurs différentes (impédance électrique, l'admittance électrique, ...). Nous nous intéressons aux parties réelle et imaginaire de l'impédance électrique. Les résultats de la mesure sont présentés en figure 4.21.

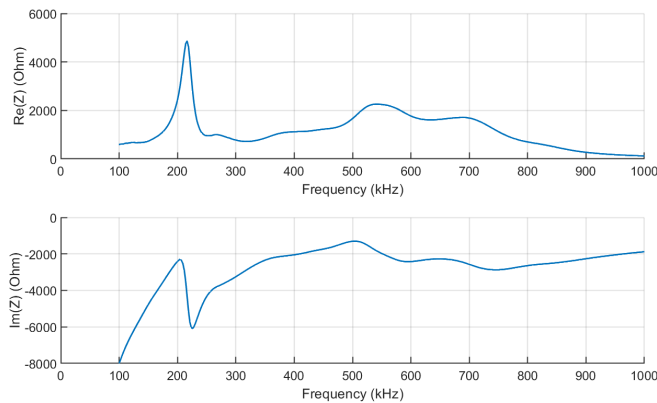


FIGURE 4.21 – Parties réelle et imaginaire dans la bande $100kHz-1MHz$ de l'impédance du transducteur $5.5mm$.

Un pic dans la partie réelle et dans la partie complexe de l'impédance est visible à $200kHz$. Ce pic provient de vibrations latérales du transducteur. Ces vibrations latérales sont considérées comme parasites puisqu'elles dissipent de l'énergie dans des fréquences non-souhaitées.

Ensuite, nous observons un pic à environ $550kHz$ pour la partie réelle de l'impédance électrique et un pic à environ $500kHz$ pour la partie imaginaire. Les fréquences de ces pics nous indiquent que le piézoélectrique vibre dans la fréquence souhaitée, aux alentours de $500kHz$, centré à $550kHz$.

L'impédance électrique du transducteur à la fréquence $500kHz$ est de $Z_{elec}^{500kHz} = 1693 - 1305i\Omega$ (fig.4.21). Pour avoir une bonne transmission d'énergie électrique entre l'excitateur et le transducteur, il faudra une électronique avec une impédance de sortie adaptée aux alentours de $Z_s = 1700\Omega$.

4.4.1.3 Etude en Pulse-echo

Le transducteur de diamètre 5.5mm a été construit en plusieurs exemplaires (fig.4.22). L'un de ces transducteurs est caractérisé selon la technique classique de caractérisation de transducteur, en pulse-echo : il est positionné devant une plaque plate en métal à une distance de 15mm . Le transducteur est branché sur un PR5077 en mode T/R, c'est à dire que le signal est envoyé et reçu par le même branchement, le transducteur sert d'émetteur et de récepteur. Les autres paramètres du PR5077 sont décrits dans la sous partie 4.3.5.3.

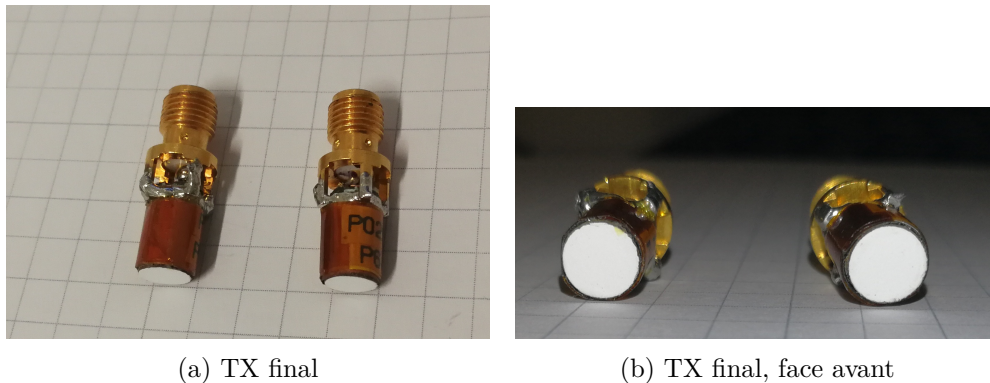


FIGURE 4.22 – Photos du transducteur 5.5mm final

Le signal enregistré est présenté dans la figure 4.23 et les valeurs caractéristiques présentées dans le tableau 4.9. L'amplitude présentée est l'amplitude réelle.

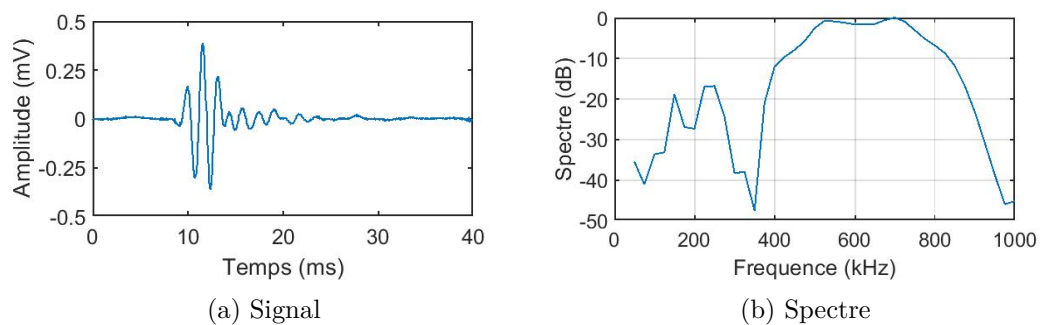


FIGURE 4.23 – Signal et spectre d'un transducteur 5.5mm de diamètre en pulse-echo.

niv dB	F_c (kHz)	BW (%)	dt (μs)
@-6dB	630	49.9	3.1
@-10dB	629	65.9	3.8
@-20dB	633	81.0	12

TABLE 4.9 – Caractérisation d'un transducteur 5.5mm .

La largeur du spectre atteint 50% dès -6dB et la sensibilité réelle du signal est de 0.75mV . La résolution axiale du signal est bonne : moins de $4\mu\text{s}$ à -6dB ,

mais le signal a une longue traîne à $-20dB$ de $12\mu s$. Nous voyons également que la fréquence centrale du transducteur est plus élevée que l'objectif (autour de $630kHz$ au lieu de $500kHz$). Pourtant d'après le spectre mesuré à l'analyseur d'impédance (fig.4.21), le transducteur a une impédance favorable pour une bande de fréquence autour de $550kHz$. Nous pouvons supposer que ce sont les lames d'adaptation d'impédance qui décalent le spectre vers les plus hautes fréquences.

4.4.1.4 Calcul de la pression acoustique

Théorie Pour déterminer la dangerosité possible des transducteurs ainsi que pour les caractériser, la pression exercée par le champ ultrasonore du transducteur $5.5mm$ est étudiée. Pour cela, nous avons réalisé l'expérience suivante : les déplacements de la surface du transducteur sont mesurés avec un vibromètre laser puis la pression à une distance de $15mm$ du transducteur est calculée.

Pour un baffle rigide, la pression P est reliée par le champ de vitesse Φ des particules et par la densité du milieu ρ avec l'équation (4.3) [11].

$$P = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (4.3)$$

Selon Postema [55], dans le cadre d'une excitation transitoire pour un baffle rigide et circulaire, c'est à dire que l'on considère le mouvement du baffle uniforme, nous avons l'équation (4.4).

$$\Phi(\vec{r}, k) = v(t) * h(\vec{r}, t) \quad (4.4)$$

Et en calculant la pression uniquement dans l'axe z , nous avons h est tel que :

$$\begin{aligned} h(\vec{r}, t) &= 0 & t < t_1 \\ &= c & t_1 < t < t_2 \\ &= 0 & t > t_2 \end{aligned} \quad (4.5)$$

avec $t_1 = z/c$, $t_2 = \sqrt{z^2 + a^2}$, c la célérité des ultrasons dans l'air et a le rayon du transducteur.

Ainsi, nous pouvons avoir la pression $P(z)$, à partir de (4.3), (4.4) et (4.5).

Résultats

Montage Le transducteur est excité par un pulser-receiver PR5077 qui envoie un pulse négatif de $100V$ à $500kHz$. Le vibromètre laser mesure au centre du transducteur et ne mesure qu'un seul point. Comme le mouvement de la surface du transducteur est supposé homogène nous ne prenons qu'un seul point de mesure de la surface. La pression est calculée à partir de cette mesure et est présentée dans la figure 4.24.

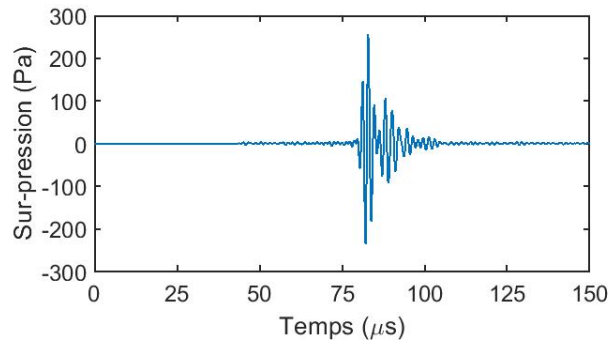


FIGURE 4.24 – Pression en fonction du temps calculée à la distance de 15mm du transducteur

Le pic de surpression est de 250 Pa , soit en SPL (*Sound Pressure Level*, eq. 4.6), $SPL = 142\text{dB}_{SPL}$ avec la pression référence de $P_{ref} = 20\mu\text{Pa}$.

$$SPL = 20 \log_{10} \frac{P_{rms}}{P_{ref}} \quad (4.6)$$

L'intensité acoustique (en W/m^2) du train d'onde sur une surface à cette distance est calculée à partir de la pression P générée à l'interface des deux milieux, du coefficient de réflexion R entre ces deux milieux et de la célérité c des ultrasons dans le milieu d'où viennent les ultrasons [56, 57, 58], avec l'équation

$$P = (1 + R^2)I/c \quad (4.7)$$

Dans notre cas, nous pouvons considérer $R \sim 1$. Ainsi, nous avons $I = 4.3\text{W}/\text{cm}^2$. Parce que la quasi-totalité des ultrasons sont réfléchis, nous pouvons considérer qu'il n'y a que 0.1% de l'énergie qui est transmise dans l'œil, soit une intensité acoustique $I_{int} = 43\text{mW}/\text{cm}^2$ à l'intérieur de l'œil. Les recommandations d'intensité acoustique à l'intérieur de l'œil par *The American Institute of Ultrasound in Medicine* est de $I_{in} = 28\text{W}/\text{cm}^2$ [59]. Notre transducteur est bien en deçà des recommandations (trois ordres de grandeur). En focalisant nos 68 transducteurs sur un unique point de l'œil, nous aurions toujours une intensité acoustique inférieure à la recommandation.

4.4.1.5 Retour sur les performances du transducteur acheté

Nous pouvons reprendre les caractéristiques du transducteur de la société *The Ultran Group* (section 4.2) pour les comparer au transducteur que nous avons fabriqué : tableau 4.10.

Pour mieux comparer les deux transducteurs, nous avons recalculé les sensibilités $V_{pp}^{réelle}$ des transducteurs sans les gains et rapportées à leur surface active S respective. Ainsi nous obtenons $V_{pp}^{réelle}/S$ en $\mu\text{V}/\text{mm}^2$. Le transducteur acheté a une sensibilité 1.5 fois supérieure à celle du transducteur fabriqué. Cependant, la bande passante à -6dB du transducteur fabriqué est plus large, elle est de 50% . Nous n'avons pas pris en compte ici les impédances électriques

Caractéristiques	Transducteur <i>Vermon S.A.</i>	Transducteur <i>The Ultran Group</i>
S (mm^2)	23.8	156.3
$V_{pp}^{réel}$ (mV)	0.75	8.0
$V_{pp}^{réel}/S$ ($\mu V/mm^2$)	32	51.2
f_c @ $-6dB$ (kHz)	630	435
BW @ $-6dB$	50%	44%

TABLE 4.10 – Comparaison des caractéristiques des transducteurs fabriqués à *Vermon S.A.* et de celui acheté à *The Ultran Group*.

des transducteurs. En effet, avec une plus petite surface active, les transducteurs fabriqués ont une impédance électrique plus élevée que celui acheté. Cette différence entraîne une moins bonne performance de transmission électrique à la connections avec l'électronique. Nous avons choisi de ne pas approfondir cette partie, mais des optimisations sont possibles. Les avantages supplémentaires de fabriquer les transducteurs sont de pouvoir choisir les dimensions selon nos besoins et de pouvoir intégrer ces transducteurs à notre sonde. De plus, nous devons construire les récepteurs car la société *The Ultran Group* ne propose pas de matrice à nos dimensions souhaitées.

4.4.2 Récepteurs

4.4.2.1 Présentation de la matrice de réception

Nous avons choisi pour la réception une matrice de 256 éléments répartis en 16 lignes et 16 colonnes d'éléments, basée sur la configuration du réseau en réception du SMC. Chaque élément est carré et fait $750\mu m$ de côté et il y a $200\mu m$ d'espace entre chaque élément. Une photo de la matrice avant intégration est présentée dans la figure 4.25.

Nous avons choisi une matrice en céramique piézoélectrique pure. En effet, s'il y avait une découpe pour transformer la céramique pure en piézocomposite, comme pour les émetteurs, les éléments de la matrice auraient une densité inhomogène et considérablement affaiblie et des sensibilités aussi plus faibles. L'espace inter-élément est imprégné d'un polymère permettant de limiter les mouvements latéraux des éléments. Les mêmes lames que pour les émetteurs sont utilisées pour ne pas relancer une longue étape d'itérations sur le stack.

Les études qui suivent sont réalisées sur une matrice simplifiée constituée de 4 lignes de 16 éléments, soit 64 éléments. Les processus de fabrication étaient ainsi raccourcis en temps et moins complexes.

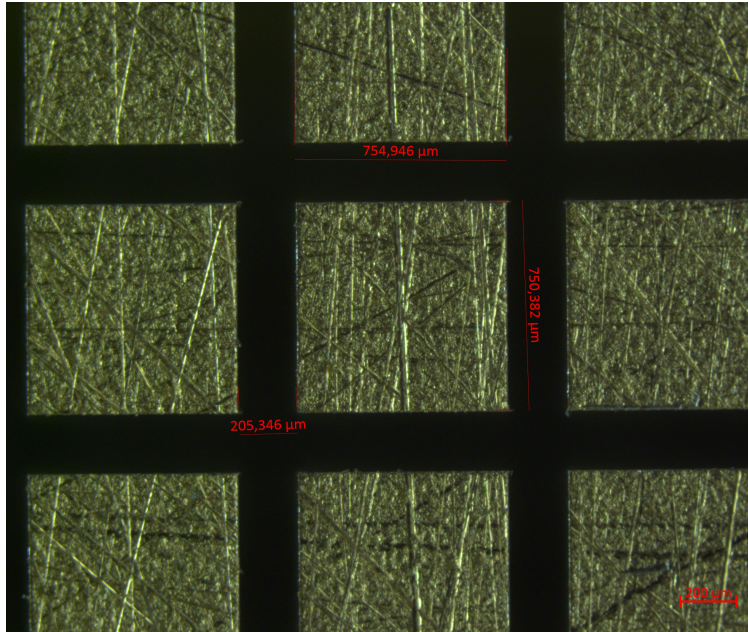


FIGURE 4.25 – Photo au microscope de la structure de la matrice, avant l'imprégnation de polymère de l'espace inter-élément.

4.4.2.2 Mesure de l'impédance électrique des éléments de la matrice

L'impédance électrique d'un élément de la matrice est mesurée en le connectant à l'analyseur d'impédance, l'*Agilent 4294A Precision Impedance Analyzer* avec le kit sonde *42941A*. Nous nous intéressons à la partie réelle et imaginaire de l'impédance électrique. Les résultats de la mesure sont présentés en figure 4.26.

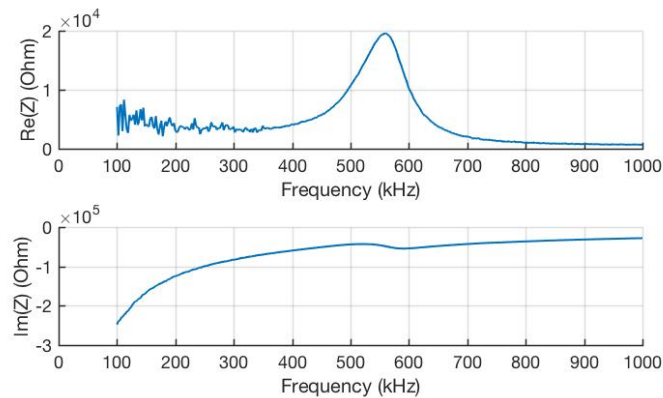


FIGURE 4.26 – Parties réelle et imaginaire dans la bande 100kHz - 1MHz de l'impédance d'un élément de la matrice.

Pour avoir une bonne transmission d'énergie électrique entre le récepteur et le système d'acquisition, nous voyons sur la figure 4.26 à la fréquence 500kHz qu'il faudra une électronique avec une impédance d'entrée d'environ $Z_e = 20\text{k}\Omega$. Cette valeur d'impédance est très importante. Elle s'explique par les dimensions

de l'élément qui a une très faible surface active comparée à sa hauteur. Cette impédance aussi élevée nécessite une électronique adaptée à la sonde.

4.4.2.3 Etude en pitch-catch transducteur-matrice

L'étude en pitch-catch entre un transducteur et la matrice est la suivante. Un transducteur de 5.5mm est placé devant une matrice à 20mm de distance. Le signal est enregistré sur l'ensemble d'une ligne de la matrice (soit 16 éléments).

L'excitation de l'émetteur est un chirp à large bande ($200\text{--}800\text{kHz}$) d'amplitude 50V pic-à-pic. Le signal ultrasonore est enregistré par les récepteurs et est comprimé temporellement par le signal d'excitation. Ainsi nous simulons une excitation brève temporellement.

Le signal enregistré sur la ligne est présenté sur la figure 4.27. Le signal enregistré sur l'élément 9 et son spectre sont présentés sur la figure 4.28. Les valeurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.11.

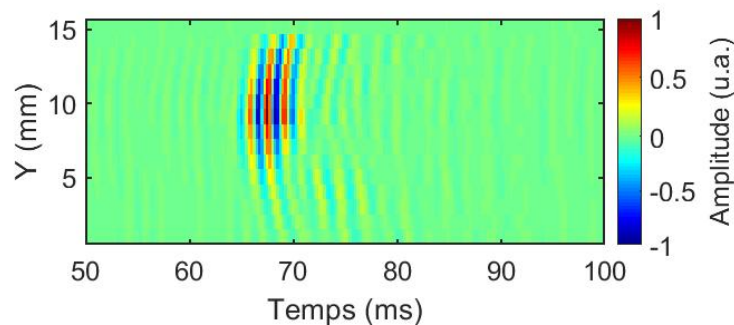
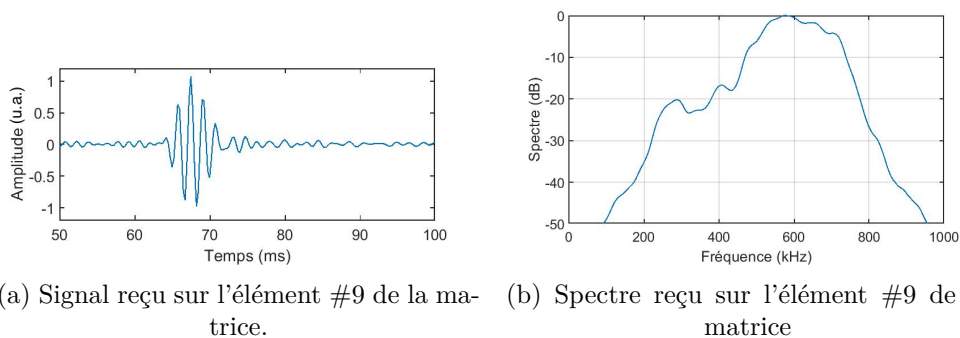


FIGURE 4.27 – Signaux enregistrés par les 16 éléments de la matrice. L'élément 16 est dit "mort", il ne donne aucun signal.



(a) Signal reçu sur l'élément #9 de la matrice. (b) Spectre reçu sur l'élément #9 de la matrice

FIGURE 4.28 – Signal et spectre reçu sur l'élément #9 de la matrice

	-6dB	-10dB	-20dB
$BW(\%)$	36	45	68
$f_c(kHz)$	612	604	577

TABLE 4.11 – Valeurs caractéristiques de la figure 4.28.

La bande passante est supérieure à 35% dès $-6dB$. Le spectre a une fréquence centrale plus élevée que prévue, autour de $600kHz$ au lieu de $500kHz$ prévu. Ce décalage est difficile à expliquer car la matrice est décalée plutôt vers les $400kHz$. Des études complémentaires sont à réaliser.

Nous nous sommes intéressés jusqu'ici exclusivement à la technologie piézo-électrique pour générer des ultrasons dans l'air. D'autres technologies, comme celle des CMUT, sont utilisées pour certains transducteurs. Nous avons rendu visite à une équipe du laboratoire GREMAN qui a notamment travaillé sur des transducteurs CMUT aériens.

4.5 Perspective : transducteur CMUT aérien

Le laboratoire Greman est un laboratoire multidisciplinaire en matériaux, microélectronique, acoustique et nanotechnologies issu de la collaboration entre l'Université de Tours, le CNRS et l'INSA Centre - Val de Loire.

Une expérience commune avec l'équipe de Dominique Certon du laboratoire Greman a été réalisée pour une comparaison de transducteurs aériens piézoélectriques et CMUT.

4.5.0.1 Description des transducteurs et du montage

Transducteurs CMUT Dominique Certon et son équipe ont développé des transducteurs CMUT adaptés à l'air [60]. Lors de notre étude, nous avons utilisé deux transducteurs CMUT (dénommés G1 et G2) (fig.4.29) qui ont une surface totale de $8 \times 8mm$ avec une surface active de 45%. Les transducteurs CMUT sont branchés à une électronique adaptée à leur fonctionnement, comme expliqué dans le chapitre 1 Etat de l'art.

Transducteurs piézoélectriques Les transducteurs piézoélectriques (dénommés V1 et V2) ont été fabriqués à Vermon et sont constitués du stack final (tab.4.8 p.73). Ils sont carrés de dimensions $10 \times 10mm$.

Montage Pour comparer les transducteurs, nous les avons placés tour à tour face à face à $15mm$ l'un de l'autre et nous avons mesuré le signal en pitch-catch. Le signal d'excitation de l'émission a une amplitude de 50V pic à pic.

4.5.0.2 Comparaison

Les mesures des signaux et leurs spectres sont présentés dans les figures 4.30 et 4.31. Les données sont résumées dans le tableau 4.12.

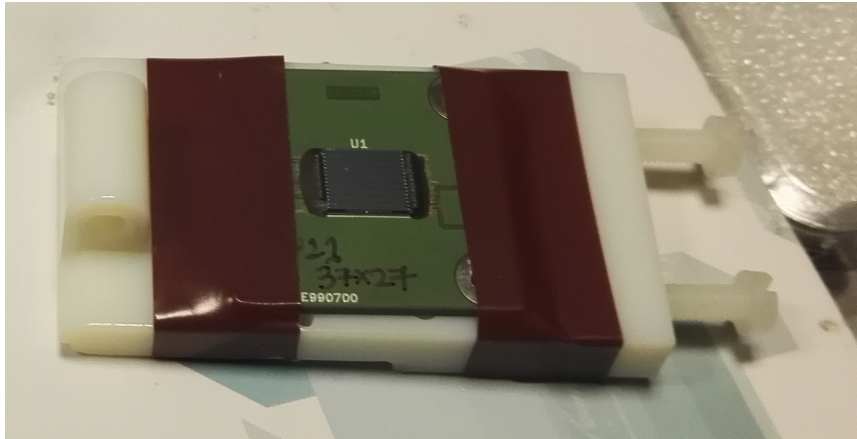


FIGURE 4.29 – Photo d'un des CMUT du Greman

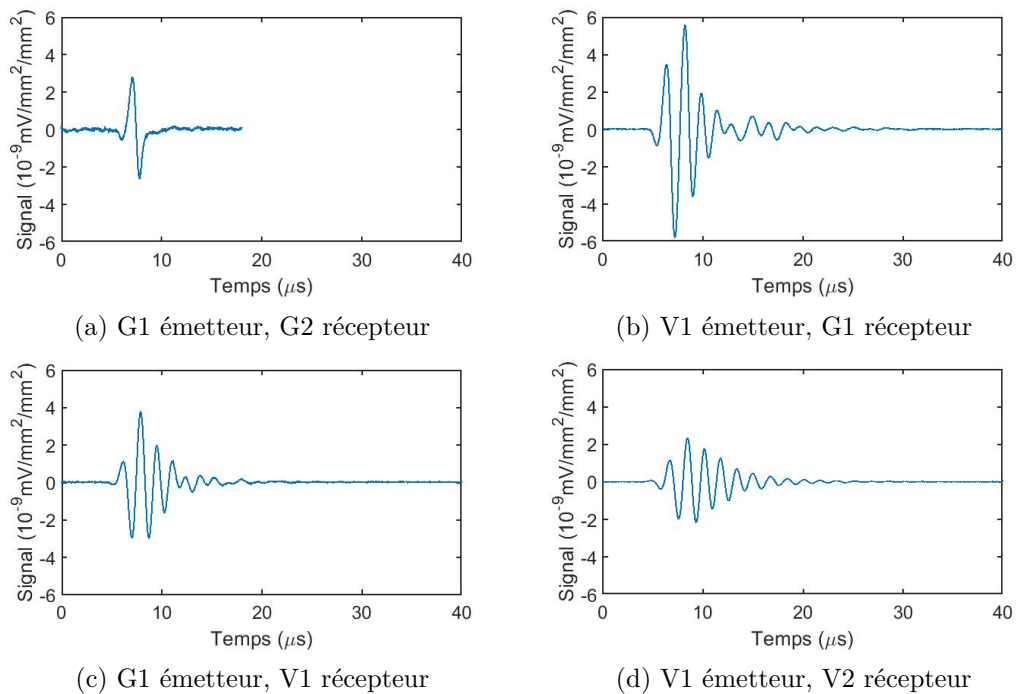


FIGURE 4.30 – Comparaison des signaux des différentes configurations entre les transducteurs piézoélectriques (V1 et V2) et les transducteurs CMUT (G1 et G2).

Pour réaliser une comparaison des paramètres, nous regardons la sensibilité en prenant en compte le gain et en la rapportant à la surface de l'émetteur et à la surface du récepteur, d'où une unité en $mV/mm^2/mm^2$ dans le tableau 4.12.

Les transducteurs CMUT (G1 et G2) ont une très bonne bande passante et fréquence centrale. La configuration avec les transducteurs piézoélectriques V1/V2 en émission-réception est celle avec les moins bonnes performances. La configuration avec le transducteur piézoélectrique V1 qui émet et le transducteur CMUT G1 qui reçoit possède celui avec la meilleure sensibilité mais la bande passante reste plus faible. Cependant, lorsque c'est le CMUT qui émet et

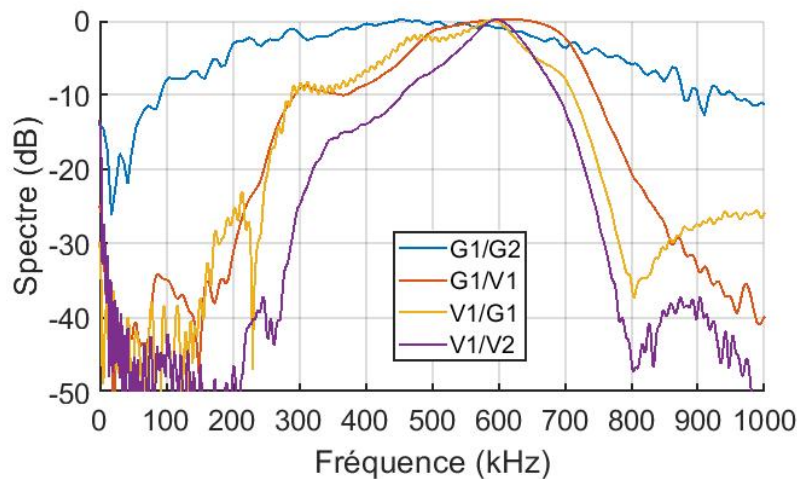


FIGURE 4.31 – Comparaison des spectres des différentes configurations entre les transducteurs piézoélectriques (V1 et V2) et les transducteurs CMUT (G1 et G2). En bleu G1 émetteur - G2 récepteur ; En jaune G1 émetteur - V1 récepteur ; En orange V1 émetteur - G1 récepteur ; En violet V1 émetteur - V2 récepteur.

Emetteur/Recepteur	G1/G2	V1/G1	G1/V1	V1/V2
S_{norm} ($\times 10^{-9} mV/mm^2/mm^2$)	5.4	11.5	6.8	4.5
f_c (kHz)	498	587	544	588
BW (%) @ $-6dB$	124	47	47	24
BW (%) @ $-10dB$	162	71	68	41
BW (%) @ $-20dB$	186	99	105	78

TABLE 4.12 – Résultats des différents tests Certon Vermon

le piézoélectrique qui reçoit, la sensibilité est quasiment divisé par deux mais le spectre reste équivalent. Nous supposons que cette non réciprocity est due aux différentes électroniques utilisées en émission et en réception pour les transducteurs. Du fait de leur fonctionnement, les transducteurs CMUT ont une électronique particulière.

Nous en concluons que les transducteurs piézoélectriques ont la meilleure capacité à émettre, tandis que ce sont les transducteurs CMUT qui ont la meilleure capacité à recevoir, avec leur large bande passante.

Une configuration optimale de notre sonde serait des transducteurs piézoélectriques en émission et une matrice CMUT en réception. Malheureusement les délais pendant notre thèse sont trop courts pour développer cette sonde, nous espérons que cela sera possible pour les prochaines versions de la sonde.

4.6 Conclusion

Pour conclure ce chapitre, nous avons développé une technologie de transducteur aérien piézoélectrique. Cette technologie est fonctionnelle pour des transducteurs mono-élément en émission et en réception ainsi que pour des matrices en réception.

Les transducteurs mono-élément ont une bande passante atteignant 50% à $-6dB$ en pulse-echo. Les impédances électriques des transducteurs demandent une électronique adaptée pour favoriser la transmission d'énergie entre l'électronique et le transducteur.

Nous avons comparé notre technologie à des transducteurs de différents types. Nos transducteurs ont de meilleures performances en bande passante et résolution axiale que le modèle NCG500-S13 de la société *The Ultran Group*, mais moins bonnes que les transducteurs CMUT du laboratoire GREMAN. L'avantage de nos transducteurs par rapport aux transducteurs CMUT est une meilleure émission, une facilité de fabrication et d'assemblage ainsi qu'une électronique allégée.

Enfin, à l'aide de simulations numériques nous avons pu sélectionner la géométrie pour maximiser la qualité de l'image pour la sonde complète ainsi que le nombre et la dimension des émetteurs. Par la suite, nous avons pu caractériser les émetteurs finaux avec les récepteurs finaux et pu observer un front d'onde sur une ligne de la matrice de réception.

Présentation de la sonde terminée Nous avons choisi l'allure finale de la sonde (fig.4.32) et nous sommes actuellement en attente de sa livraison ainsi que de l'électronique adaptée sur laquelle la sonde va être connectée et qui doit être réalisée par la société *Lecoeur électronique*.

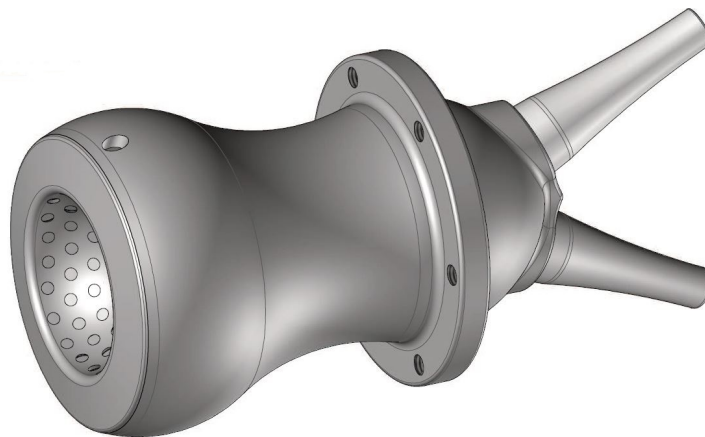


FIGURE 4.32 – Design final de la sonde aérienne.

Comme nous n'avons pas encore la sonde assemblée ni l'électronique pour la contrôler, nous avons réalisé des expériences pour vérifier la validité de la géométrie concave et du concept d'imagerie à des fréquences plus basses. Nous présentons ces expériences et leurs résultats dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Approches expérimentales de la sonde d'imagerie sans contact

Nous nous intéressons dans ce chapitre à la mise en œuvre expérimentale de notre dispositif d'imagerie sans contact d'ondes guidées. Nous cherchons à obtenir expérimentalement la mesure du module de Young d'une plaque posée sur un substrat fluide à partir de mesures aériennes ultrasonores et du modèle théorique de dispersion d'ondes guidées présenté dans le chapitre 2. Nous souhaitons aussi valider l'observation d'ondes guidées sur une surface sphérique. Pour cela, nous avons utilisé différents montages que nous présentons. Les différentes plaques étudiées sont, selon les expériences, faites en gel ou en silicone. Les matériaux sont posés sur de l'eau, représentant ainsi un modèle simplifié de la cornée. Dans la problématique des surfaces courbées, nous avons utilisé un ballon de baudruche rempli d'eau. L'ensemble de ces surfaces sont de rugosités largement inférieures aux valeurs des longueurs d'onde et agissent comme des surfaces spéculaires.

Le matériel spécialement élaboré dans le cadre de la thèse a été sous-traité aux sociétés *Lecoeur électronique* et *Vermon SA*. Les difficultés techniques rencontrées par les deux sociétés ainsi que la pandémie mondiale de Covid-19 ont engendrés des retards importants. A la date de la rédaction de la thèse, ni l'une ni l'autre n'ont été capables de délivrer les prototypes dans les délais impartis. L'expérience finale sur une cornée fantôme à $500kHz$ n'a pu être réalisée. Malgré cela, plusieurs modélisations ont été réalisées à différentes fréquences en respectant le plus possible le facteur d'échelle. Ces modélisations ont deux buts :

- montrer la capacité d'un imageur ultrasonore aérien à suivre la progression d'une onde de surface et à déterminer sa vitesse,
- caractériser le champ de vue de l'imageur face à une surface courbe.

Plusieurs expériences ont donc été réalisées, à $40kHz$ et $300kHz$. Les expériences à $40kHz$ ont été réalisées avec le SMC et celles à $300kHz$ avec des transducteurs de la marque *Murata*. Les détails sont donnés dans les sections suivantes.

5.1 Expériences avec le SMC

Deux expériences réalisées avec le SMC sont destinées à caractériser le module de Young d'une plaque sur un substrat liquide et l'observation des ondes

guidées sur une surface sphérique.

Dans la première expérience, un gel fabriqué au laboratoire joue le rôle de plaque. Il est posé sur de l'eau. Le gel est assimilable à un milieu biologique et son module de Young peut être déterminé au moyen de la vitesse transverse. La détermination de cette dernière est réalisée à partir d'un fit entre les courbes de dispersion expérimentale et théorique.

Dans la seconde expérience, pour simuler la courbure de la cornée, nous avons imagé la surface d'un ballon de baudruche rempli d'eau. L'enveloppe du ballon représente la plaque. Avec cette expérience, nous souhaitons montrer que notre imageur de la cornée, comparable dans le principe de fonctionnement à celui du SMC, est capable d'imager des ondes de surface se propageant sur une surface courbée.

Le schéma de montage est montré sur la figure 5.1. Le SMC est placé à l'horizontale (fig. 5.1a), parallèle au sol. La surface observée est soit une plaque de gel (fig.5.1b)), soit un ballon de baudruche. Ce dernier est rempli d'eau et est maintenu dans un bac de sable (fig.5.1c). Les surfaces imagées sont placées à 50cm devant le SMC et la zone observée est de 300mm par 350mm .

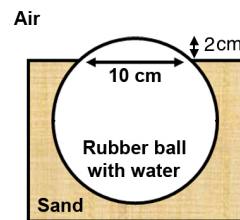
Ces déplacements sont générés par un palpeur qui est une barre transversale de 10cm de long en contact avec la plaque et qui est contrôlé par un pot vibrant (modèle *4180* de la marque *Bruel&Kjaer*). La pression appliquée est normale à la surface.



(a) SMC, en position horizontale.



(b) Représentation du gel sur l'eau. Avec $e = 18\text{mm}$ et $H = 400\text{mm}$



(c) Représentation du ballon de baudruche

FIGURE 5.1 – Présentation des éléments du montage.

5.1.1 Plaque de gel sur substrat d'eau

Le gel est fabriqué à partir d'une poudre modèle *G2500* de la marque *Sigma-Aldrich Corporation*. Elle est constituée de protéines proches du collagène. Elle est diluée selon un certain pourcentage dans de l'eau chaude ; après son refroidissement la solution devient solide. Ce type de gel est souvent utilisé pour

représenter un fantôme de tissus avec des propriétés élastiques proches de celles des tissus biologiques (notamment un module de Young de l'ordre du kilo Pascal [24]).

Dans notre expérience, le gel est réalisé avec une concentration massique de 8%. La plaque présente une épaisseur de $18mm$. Elle est déposée sur un volume d'eau d'une hauteur de $400mm$. Le gel est épais car il a été compliqué expérimentalement de réussir à avoir une couche de gel sur de l'eau sans créer de fissure dans le gel. Afin de pouvoir suivre les ondes se propageant dans la plaque de gel, la fréquence d'acquisition du SMC est réglée à $158Hz$. Cette fréquence est liée au temps d'acquisition de la matrice de réflexion \mathbf{R} (sec.3.3.5). Ces ondes sont excitées avec le palpeur dont le mouvement suit une fonction temporelle de type modulation linéaire en fréquence (chirp) allant de $10Hz$ à $50Hz$.

La figure 5.2 montre plusieurs images obtenues à différents instants avec le SMC. Nous observons clairement les fronts d'ondes se propager dans le sens croissant de l'axe Ox_1 .

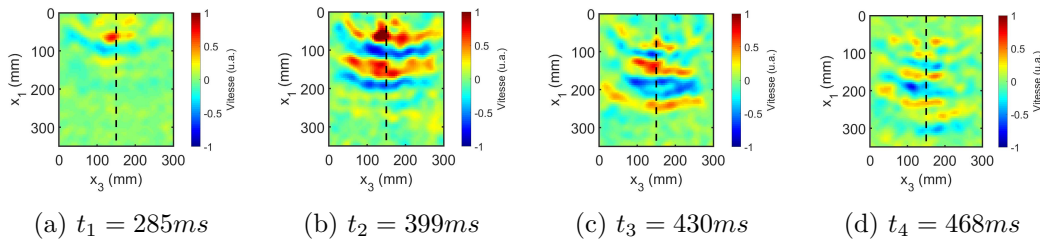


FIGURE 5.2 – Cartes des vitesses de la surface du gel à différents instants obtenues par le SMC.

Pour analyser la propagation de l'onde guidée, nous allons observer temporellement son déplacement de surface suivant un axe central parallèle à l'axe Ox_1 .

La figure 5.3 représente en format B-SCAN son évolution temporelle le long de l'axe Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 150mm$.

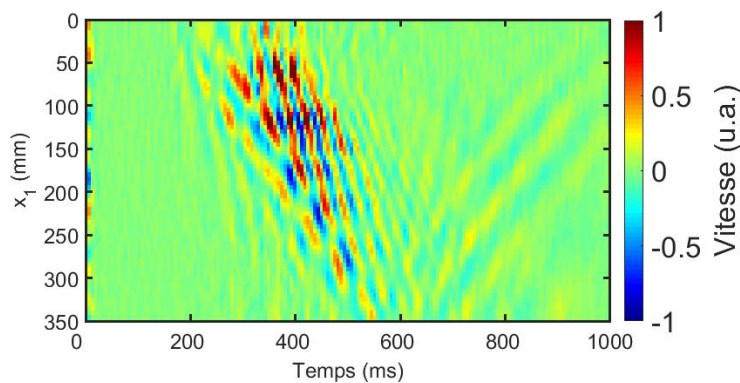


FIGURE 5.3 – Évolution temporelle des vitesses de la surface du gel sur la ligne selon Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 150mm$.

Plusieurs fronts d'ondes sont observés. A partir de $t = 600ms$ nous voyons également des fronts d'ondes se propageant dans le sens décroissant de x_1 dus

à une réflexion sur le bord de la cuve. A partir de cette figure, nous mesurons la vitesse de groupe en déterminant la pente moyenne des fronts d'ondes. Soit une valeur de V_G approximativement égale à $1.2m/s$.

Nous pouvons également déterminer la courbe de dispersion expérimentale en appliquant une transformée de Fourier à deux dimensions du B-SCAN. Elle est présentée dans la figure 5.4.

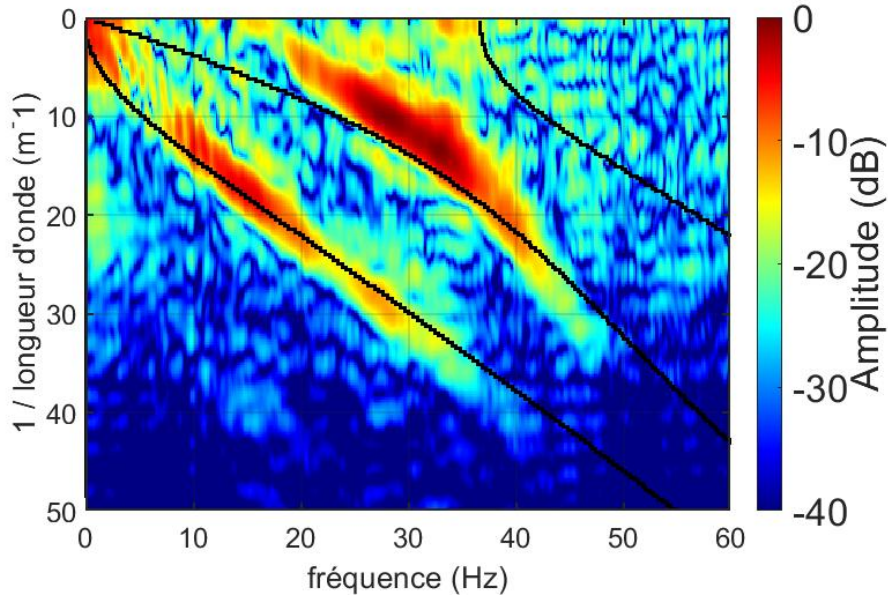


FIGURE 5.4 – Superposition de la dispersion du modèle théorique avec celle mesurée expérimentalement sur le gel.

Le résultat expérimental est comparé au modèle théorique développé dans le chapitre 2 suivant une approche itérative de recherche de la vitesse transverse optimale appliquée à l'équation (2.23). Les autres paramètres sont supposés connus : épaisseur e et masse volumique ρ_s du gel, masse volumique ρ_L du liquide et vitesse longitudinale V_L des ondes dans le gel qui est considérée comparable à celle du corps mou. Les paramètres de l'expérience sont résumés dans le tableau 5.1.

Paramètres	Valeurs
$e(mm)$	18
$V_L(m/s)$	1540
$\rho_s(kg/m^3)$	1050
$\rho_L(kg/m^3)$	1000

TABLE 5.1 – Paramètres fixés dans l'expérience.

Suivant la procédure de recherche itérative de la vitesse transverse des ondes dans le gel, nous obtenons la valeur suivante $V_T = 1.3m/s$. Les courbes du modèle acoustique correspondent très bien pour le mode comparable au mode de Lamb A_0 mais un peu moins pour le second mode que nous pouvons également

comparer à celui du mode de Lamb S_0 . Le modèle acoustique prévoit en plus un mode à fréquence de coupure, ce dernier n'a pas été révélé expérimentalement.

A partir de la vitesse nous pouvons calculer le module de Young du gel. Dans le chapitre 2, nous avons montré qu'il dépend du module de cisaillement μ lui même relié à la vitesse transverse du matériau V_T et à la masse volumique de la plaque ρ_s , selon l'équation (5.1).

$$E = 3\mu = 3V_T^2\rho_s \quad (5.1)$$

Nous obtenons $\mu_{gel} = 1.8kPa$ et $E_{gel} = 5.4kPa$. La valeur du module de Young calculée est du même ordre de grandeur des gels issus de la référence [24].

Cette première expérience met en évidence la capacité du SMC d'imager sans contact la propagation d'ondes guidées sur une surface plane et de déterminer le module de Young d'une plaque solide posée sur un substrat liquide.

5.1.2 Surface courbe : le ballon de baudruche

Dans cette section, nous montrons qu'avec le SMC il est possible d'observer des ondes de surface se propageant sur une surface courbe et réfléchissante comme le serait celle de la cornée à $500kHz$.

La surface courbe est obtenue avec un ballon de baudruche rempli de liquide et maintenu dans un bac de sable. L'ensemble est placé sous le SMC en position horizontale et à une distance de $50cm$.

Le palpeur est en contact avec le ballon et excite sa surface suivant une forme temporelle de type chirp linéaire réglé entre $10Hz$ et $50Hz$. La fréquence d'acquisition du SMC est réglée à $310Hz$. La surface imagée est de $250mm \times 300mm$. La partie visible du ballon sortant du bac de sable est de diamètre $10cm$ et son sommet par rapport au support est à $2cm$ (fig.5.1c).

Les images de vitesses sont calculées sur un plan horizontal et ne prennent pas en compte la courbure du ballon. Nous faisons cette simplification parce que le sommet du ballon par rapport à sa base n'est que de $2cm$, valeur bien inférieure à la profondeur de champ du SMC à $40kHz$ estimée à $38cm$ suivant la formule (5.2). Les images de vitesses sont représentées sur la figure 5.5.

$$L = 7\lambda \left(\frac{F}{D}\right)^2 \quad (5.2)$$

Nous voyons un front d'onde se propageant dans le sens croissant des x_1 . La zone visible de propagation des ondes imagées par le SMC est d'environ $100mm$ de long et de large et correspond à la surface émergente du ballon. Pour aller plus loin, nous analysons l'évolution temporelle des ondes le long d'une droite parallèle à l'axe Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 200mm$ (fig.5.6). Nous pouvons estimer la vitesse de groupe du premier front d'onde à partir de sa pente soit $V_G = 2m/s$.

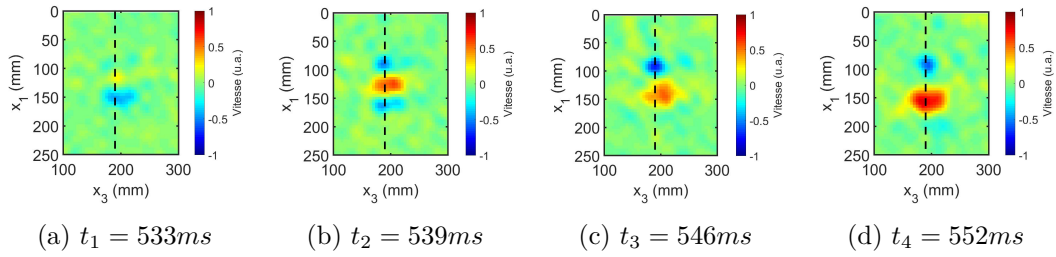


FIGURE 5.5 – Cartes des vitesses à différents instants obtenues par le SMC.

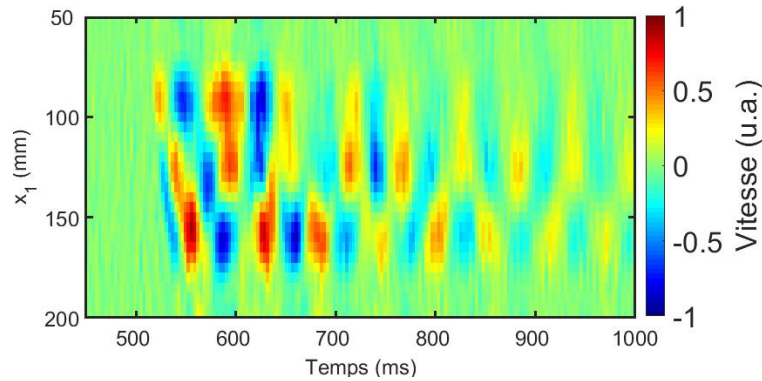


FIGURE 5.6 – Évolution temporelle des vitesses de la surface du ballon sur la ligne selon Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 200\text{mm}$.

Cette section nous a permis de conforter notre approche en démontrant qu'avec le SMC nous sommes capables de suivre l'évolution d'une onde se propageant le long d'une surface courbe et réfléchissante.

5.2 Expériences à 300kHz

Cette section nous permet de modéliser à plus haute fréquence le fonctionnement de notre sonde à 500kHz . Pour cela, nous faisons plusieurs expériences avec des transducteurs de marque *Murata* modèle *MA300D1-1* fonctionnant en large bande autour de 300kHz .

La première expérience, à l'instar des expériences de la section précédente, consiste à mesurer le module de Young d'une plaque fine posée sur un substrat fluide. La deuxième a pour objectif de valider la géométrie de la sonde à 500kHz en observant les ondes se propager sur une surface sphérique avec une approche séquentielle du montage.

Pour mesurer le module de Young d'une plaque posée sur un substrat fluide avec des ultrasons aériens centrés à 300kHz , nous avons développé une sonde avec un émetteur et un récepteur.

5.2.1 Le vibromètre ultrasonore

5.2.1.1 Descriptif du montage

La mesure du module de Young sur une plaque fine a été réalisée avec ce que nous nommons un vibromètre ultrasonore. Il s'agit d'un appareil mis au point à l'Institut Langevin qui mesure sans contact et en un point le déplacement normal de la surface en ce point. Le principe de fonctionnement du vibromètre est représenté en figure 5.7. Il est basé sur un miroir elliptique à double foyer. Tout rayon partant d'un foyer de l'ellipse (F ou F') converge vers le second foyer (respectivement F' et F). A partir de cette propriété, nous avons placé un récepteur au foyer F pour une mesure de déplacement de surface centrée au point F' . Les ondes réfléchies ou diffusées au point F' sont collectées par le miroir et envoyées vers le récepteur. Les ondes incidentes au point F' sont émises au moyen d'un transducteur directif (10° à $-6dB$). Ainsi le récepteur enregistre les échos venant du point F' . Le transducteur est un buzzer *Murata* fonctionnant à $300kHz$. Le récepteur est un microphone *FG23329* de la marque *Knowles* avec un amplificateur fabriqué à l'Institut Langevin pour amplifier de $40dB$ les signaux sur une largeur de bande fréquentielle dépassant les $300kHz$.

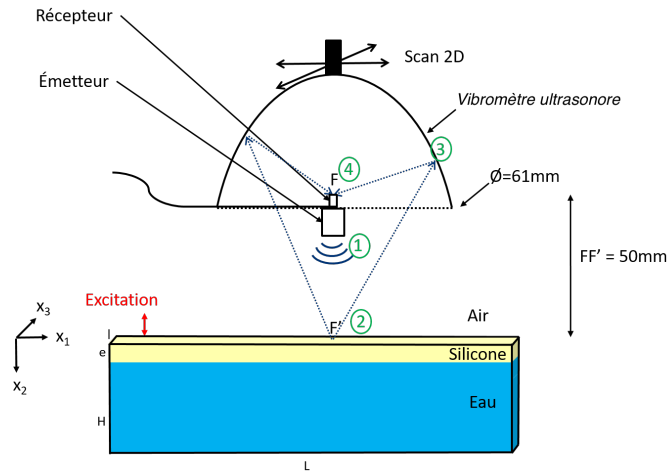


FIGURE 5.7 – Illustration du montage avec le vibromètre ultrasonore. L'émetteur émet un signal (1), les échos provenant du point F' (2) entrent dans la cavité du vibromètre et sont réfléchis sur sa paroi (3) puis enregistrés par le récepteur positionné au point F (4).

Le miroir du vibromètre est conçu pour avoir une distance $\overline{FF'}$ entre les deux foyers de $50mm$. Son ouverture D est de $61mm$. A $300kHz$, le diamètre de la tache focale du vibromètre est de $a = 1.1mm$ d'après la formule classique de diffraction (5.3) pour une ouverture circulaire.

$$a = \lambda \frac{1.22\overline{FF'}}{D} \quad (5.3)$$

La mesure du mouvement de surface au point focal F' repose sur le principe suivant. L'émetteur envoie régulièrement des trains d'ondes et les échos

successifs sont enregistrés. Nous calculons ensuite le retard τ entre deux échos consécutifs. La vitesse du déplacement au niveau du point F' se déduit de ce retard grâce à la relation $\tau = 2\delta z/V$ où δz est l'amplitude de déplacement normal de la surface entre deux échos et V la vitesse de propagation acoustique dans l'air. La période d'acquisition du vibromètre ultrasonore est fixée par le temps séparant la réception de deux échos ou l'émission de deux trames.

Pour une mesure étendue d'une surface, un balayage suivant une ou deux dimensions est réalisé avec le vibromètre en répétant les émissions pour chaque point de mesure. Il est possible de suivre les déplacements engendrés par des ondes de surface le long d'une droite ou sur une surface limitée et ainsi déterminer le module de Young.

5.2.1.2 Mesure du module de Young d'une plaque fine en silicone

La plaque fine de silicone est posée sur de l'eau. Le modèle du silicone utilisé est le *Superclear* fabriqué par l'entreprise Silex [61]. Son épaisseur est de $500\mu m$ et ses dimensions sont : $50mm \times 100mm$. L'épaisseur d'eau est de $94mm$.

Un palpeur relié à un pot vibrant de marque *Bruel&Kjaer* modèle 4810 est en contact avec la plaque à une extrémité de cette dernière. La génération des ondes guidées est de type chirp linéaire de fréquences comprises entre $100Hz$ et $500Hz$.

Le balayage 2D de la surface du silicone avec le vibromètre ultrasonore est réalisé sur une zone de $80mm$ par $6mm$. Les cartes des vitesses mesurées de la surface du silicone à différents instants sont montrées dans la figure 5.8. Nous observons clairement les ondes se propager dans le sens Ox_1 croissant.

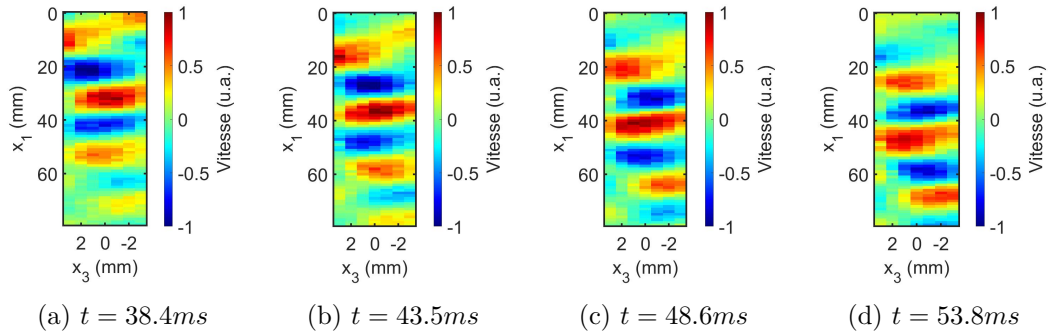


FIGURE 5.8 – Cartes des vitesses de la surface du silicone à différents instants obtenues par le vibromètre ultrasonore.

Pour caractériser la dispersion des ondes guidées, nous analysons leurs évolutions temporelles suivant un axe central parallèle à l'axe Ox_1 .

La figure 5.9 représente en format B-SCAN l'évolution temporelle des ondes de surface le long de l'axe Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 0mm$.

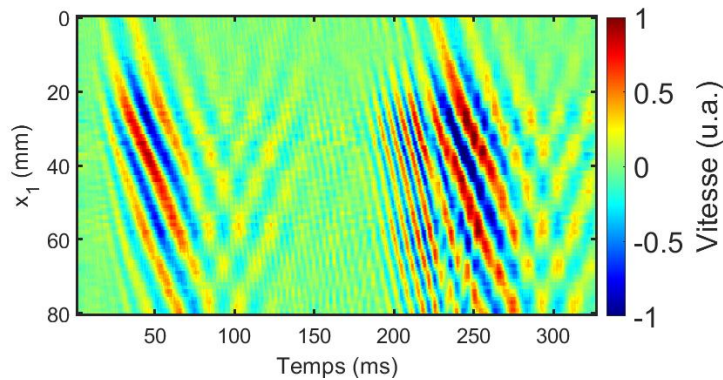


FIGURE 5.9 – Évolution temporelle de la vitesse mesurée de la surface du silicone sur la ligne selon Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 0mm$.

Nous notons plusieurs groupes d'ondes sur la figure 5.9. Le premier groupe, visible entre 0 et $100ms$, se propage dans le sens des x_1 croissants. Il contient les ondes directement générées par le palpeur. Le deuxième groupe, visible de 100 à $150ms$, se propage en sens inverse; c'est la réflexion du premier groupe sur l'extrémité de la plaque à l'opposé du palpeur. Le groupe suivant, visible entre 150 et $300ms$, se propage dans le sens des x_1 croissants. Il correspond aux ondes générées par le palpeur mais réfléchies sur l'extrémité de la plaque proche du palpeur. Ces ondes sont déphasées de π par rapport au premier groupe et de nombreuses interférences constructives et destructives sont apparaissent. Enfin, le quatrième et dernier groupe, visible à partir de $300ms$, représente la réflexion du troisième groupe sur l'autre extrémité de la plaque.

Nous pouvons estimer la vitesse de groupe V_G du premier groupe de la figure 5.9 en mesurant la pente moyenne, soit $V_G = 1.5m/s$.

Les résultats de la figure 5.9 nous autorisent une analyse plus fine de la dispersion des ondes guidées au moyen de la transformée de Fourier à deux dimensions. Le résultat est montré en figure 5.10.

Suivant une approche itérative telle qu'exposée dans la section précédente (5.1.1), nous cherchons à caractériser le module de Young de la plaque de silicone. Les paramètres connus sont résumés dans le tableau 5.2. Le paramètre de fit est la vitesse transversale.

Paramètre	Valeurs
$e(\mu m)$	500
$V_L(m/s)$	3000
$\rho_s(kg/m^3)$	965
$\rho_L(kg/m^3)$	1000

TABLE 5.2 – Paramètres fixés dans l'expérience.

La correspondance entre le modèle théorique de dispersion et les résultats expérimentaux est obtenue pour $V_T = 35m/s$. La superposition de la courbe théorique est montrée en figure 5.10.

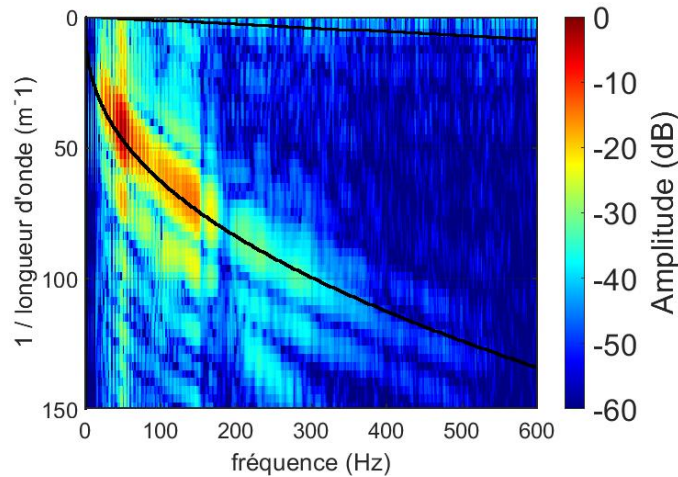


FIGURE 5.10 – Superposition de la dispersion calculée par le modèle théorique avec la dispersion mesurée expérimentalement sur le silicone.

A partir de la vitesse transverse, nous déduisons le module de Young selon l'équation (5.1) : $E = 3.5MPa$. Cette valeur est plus élevée que celle mesurée par Lucie Domino durant sa thèse sur les mêmes échantillons [62] ($E = 2.5MPa$). Après discussions nous imputons cette augmentation du module de Young au processus de vieillissement du silicone (plus de 3 ans) qui tend à le rendre de plus en plus rigide.

Cette expérience avec le vibromètre ultrasonore montre que l'utilisation d'ultrasons hautes fréquences permet d'imager sans contact les ondes guidées dans une plaque fine et de déterminer son module de Young.

5.2.2 Modélisation de l'imageur de la cornée à $300kHz$

A la rédaction du présent document, ni la sonde à $500kHz$ ni son électronique de pilotage n'étaient disponibles. Cependant, pour valider le fonctionnement de cet ensemble, nous l'avons modélisé expérimentalement, mais à une fréquence de $300kHz$ suivant une approche séquentielle.

5.2.2.1 Description de la sonde

En respectant encore une fois le facteur d'échelle, nous avons fabriqué avec une imprimante 3D une coupole ayant la même géométrie que celle de la sonde à $500kHz$ (fig.5.11). Le rayon de la coupole est de $38mm$. Un trou carré de $28mm$ de côté est visible à son sommet. Il est destiné à accueillir un microphone dont le déplacement séquentiel suivant deux axes simulera *in fine* un réseau de 16×16 récepteurs. Plusieurs trous circulaires de diamètre $10mm$ sont destinés à accueillir des transducteurs *Murata* de $300kHz$ (modèle *MA300D1-1*). Ces trous sont répartis sur un réseau de trois lignes et quatre colonnes. Le récepteur est un microphone modèle *FG23329* de la marque *Knowles* suivi d'un amplificateur de $40dB$ fabriqué à l'Institut Langevin. Le balayage séquentiel est réalisé suivant un maillage de $19.6mm \times 19.6mm$ avec un pas de $\lambda_{300kHz}/2 = 0.58mm$ entre

chaque position. L'expérience est répétée pour chaque position différente du récepteur permettant ainsi d'émuler une sonde avec une matrice en réception de 256 éléments. La largeur de la tache focale a en réception de la sonde est calculée avec l'équation (3.1) et est égale à $2.6mm$ pour une ouverture de $19.5mm$, une distance focale de $25mm$ et une longueur d'onde à $300kHz$ dans l'air de $1.15mm$.

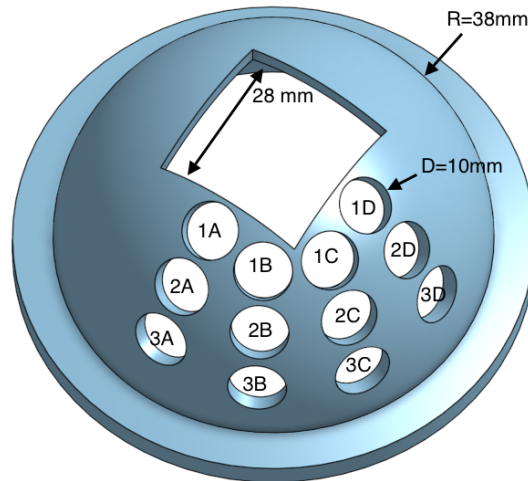


FIGURE 5.11 – Dimensions de l'imageur à $300kHz$.

Le traitement des signaux de la sonde est identique à celui présenté dans le chapitre 3. Avec ce dispositif, nous avons réalisé deux expériences différentes. La fréquence d'acquisition de la sonde est de $2kHz$. La première expérience consiste à mesurer les mouvements d'un piston placé sur un dôme sphérique et la seconde à observer les ondes se propageant en surface d'un ballon de baudruche.

5.2.2.2 Mouvements d'un piston sur un dôme sphérique

Pour cette première expérience (fig.5.12), nous avons réalisé une demi-coque sphérique de rayon $12mm$ percée à son sommet d'un trou cylindrique de diamètre $6mm$. Un cylindre plein de diamètre $5mm$, placé affleurant dans ce trou, y coulisse librement. Il est fixé à un haut-parleur. Seule l'extrémité du cylindre, noté piston, est mobile et le reste de la demi-coque sphérique est fixe. En plaçant notre dispositif à $300kHz$ autour de ce montage et en alignant leurs centres géométriques, nous pouvons observer les mouvements du piston.

Dans cette expérience, nous avons placé sur la sonde à $300kHz$ uniquement deux émetteurs, en position 1A et 3A, pour observer l'impact de leurs illuminations sur le dôme et piston imagés. Le haut-parleur qui entraîne le piston est excité par un signal électrique de 2 cycles à $100kHz$ et le dispositif d'imagerie est synchronisé avec le piston pour imager son mouvement.

Avant de réaliser la mesure du mouvement du piston, nous mesurons l'intensité du champ ultrasonore émis par les émetteurs sur la demi-coque sphérique pour observer les illuminations. Pour cela, nous réalisons un balayage séquentiel du récepteur à chaque excitation des transducteurs et nous réalisons un beam-forming en réception sur la surface de la demi-coque. Le résultat est montré sur la figure 5.13. Nous avons rajouté sur la figure deux cercles rouges. Le premier est en trait continu, il représente le contour du cylindre mobile. Le second cercle

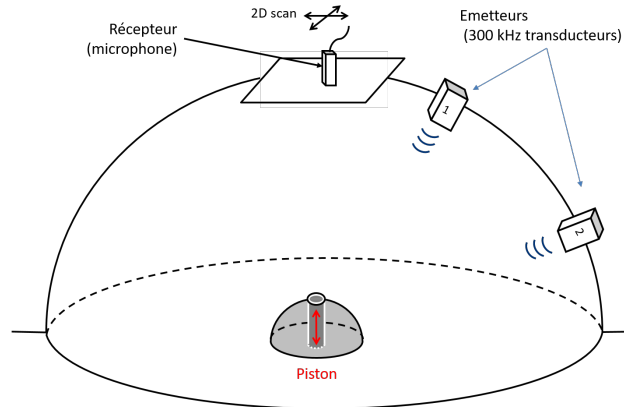


FIGURE 5.12 – Schéma du montage de mesure des mouvements du piston avec la sonde à 300kHz.

rouge est en pointillé et prend en compte en plus la largeur de la tache focale en réception.

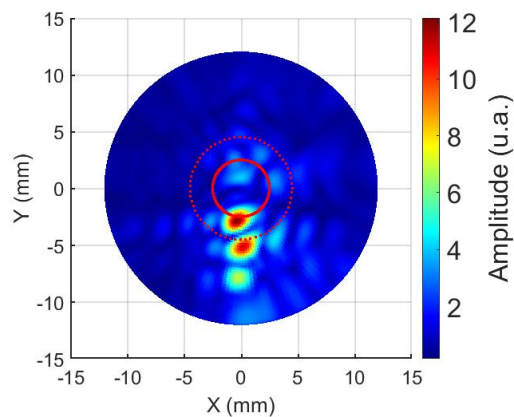


FIGURE 5.13 – Intensité du champ ultrasonore des deux émetteurs en position 1A et 3A sur l'objet étudié. Le cercle rouge en trait continu est la zone du piston, le cercle en pointillé prend en plus en compte la tache focale en réception de la sonde.

Nous voyons sur la figure 5.13 deux taches de centre $(X, Y) = (0, -2.5)mm$ et $(X, Y) = (0, -5)mm$. Les deux taches ne se recouvrent pas. Ces taches correspondent aux illuminations des émetteurs. La tache centrée en $(X, Y) = (0, -2.5)mm$ illumine une partie du piston. Elle devrait nous permettre de suivre le mouvement du piston. La seconde tache est à l'extérieur du piston, sur une partie immobile de la demi-coque sphérique.

Les mouvements à la surface de l'ensemble sont calculés au moyen du traitement algorithmique présenté au chapitre 3 mais simplifié car les illuminations ne se recouvrent pas et le nombre d'émetteurs est limité. Finalement, un seul beamforming en réception est réalisé à chaque illumination. Les cartes des vitesses ainsi calculées à différents instants sont présentées sur la figure 5.14.

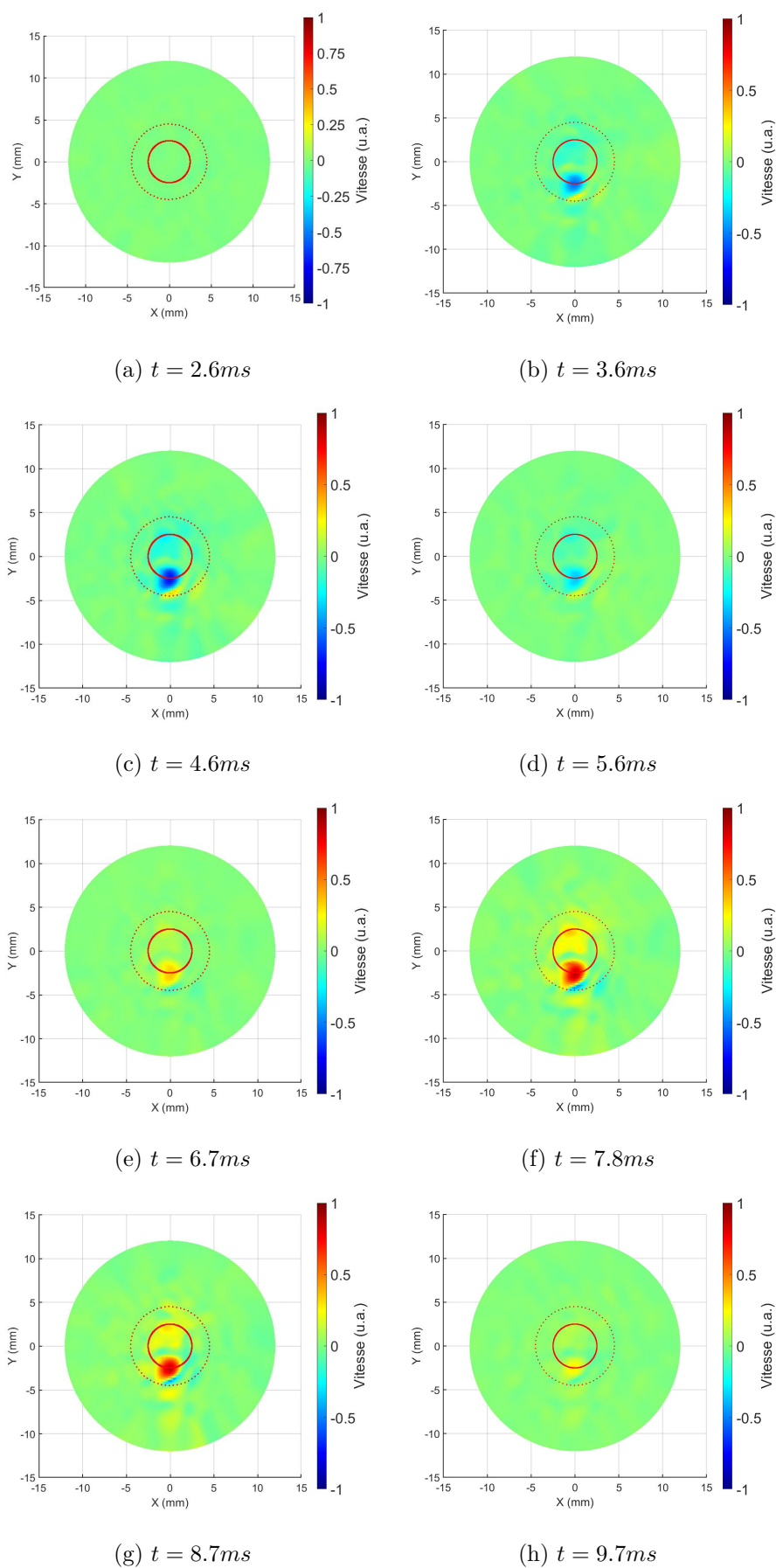


FIGURE 5.14 – Cartes des vitesses de la surface de l'objet étudié à différents instants par la sonde.

Nous voyons sur la figure 5.14 qu'une seule zone illuminée présente un mouvement de surface. La deuxième zone illuminée étant immobile, aucun mouvement n'est observable. La figure 5.15 montre l'évolution temporelle de la zone en mouvement.

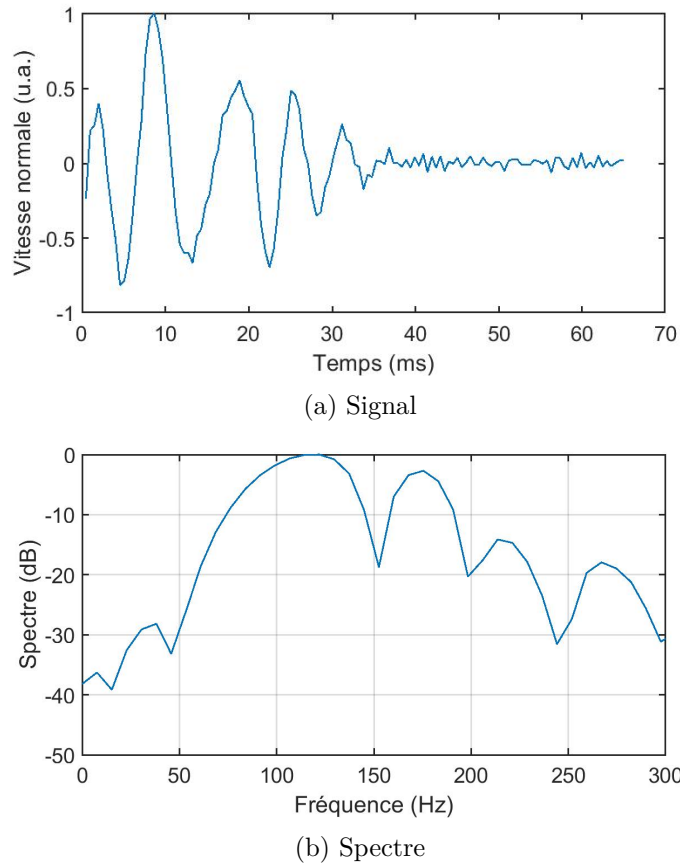


FIGURE 5.15 – Vitesse mesurée en $(X, Y) = (0, -2.5)mm$ par la sonde et le spectre associé.

Plusieurs cycles caractérisent ce mouvement suivant l'amortissement du haut-parleur. Le spectre du signal temporel montre que la fréquence centrale du mouvement du piston est de $100Hz$ conforme à l'excitation électrique du haut-parleur.

Nous avons montré dans cette section que le dispositif modélisant à $300kHz$ la sonde non encore disponible à $500kHz$ fonctionne et qu'il est capable d'imager le mouvement d'une surface sphérique.

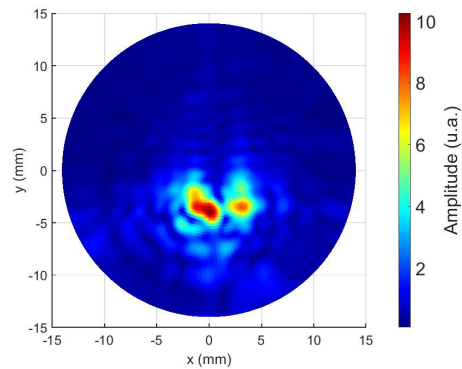
Nous souhaitons maintenant l'utiliser pour observer des ondes en surface d'un ballon de baudruche.

5.2.2.3 Ondes en surface d'un ballon de baudruche

Nous restons toujours dans la configuration d'une surface sphérique à observer. Nous utilisons dans cette deuxième expérience un ballon de baudruche rempli d'eau. Il est immobilisé dans un support fixe et une partie du ballon

en sort, en forme de demi-sphère de rayon 14mm . Cette fois-ci, quatre émetteurs sont utilisés et placés sur les positions $1A$, $2A$, $1B$ et $2B$. Le montage est présenté sur la photo de la figure 5.16a.

Pour générer les ondes à la surface du ballon, nous utilisons un palpeur en contact avec celui-ci. Le palpeur est une tige cylindrique de longueur 5mm et de diamètre 1mm . Le contact est réalisé sur toute sa longueur. L'excitation consiste en 10 cycles d'un signal sinusoïdal de fréquence 200Hz . Il est généré au moyen d'un pot-vibrant de marque *Bruel&Kjaer* modèle *4810* contrôlé par ordinateur. Le palpeur est disposé sur le côté du ballon pour permettre à la sonde d'observer les ondes de surface se déplacer dans le sens horaire selon la photo.



(a) Photo du montage avec le ballon de baudruche (blanc). Le ballon est rempli d'eau et est fixé avec support transparent. Les quatre émetteurs sont en positions $1A$, $2A$, $1B$ et $2B$. Le récepteur est au niveau de la surface de la coupelle et balaye la surface.

(b) Intensité du champ ultrasonore des quatre émetteurs en position $1A$, $2A$, $1B$ et $2B$ sur le ballon.

FIGURE 5.16 – Montage à gauche, intensité du champ ultrasonore de la sonde sur le ballon à droite.

Nous pouvons observer l'illumination de la surface du ballon avec la carte d'intensité du champ ultrasonore (fig.5.16b). Cette carte est réalisée à partir d'un simple beamforming en réception.

Nous observons deux zones d'illumination pas parfaitement circulaires (contrairement à celles observées dans l'expérience précédente) dues aux phénomènes de diffractions et d'interférences des quatre émetteurs dont les faisceaux se chevauchent. Les cartes de vitesses des mouvements mesurées suite à l'excitation de la surface du ballon par le palpeur sont représentées dans la figure 5.17.

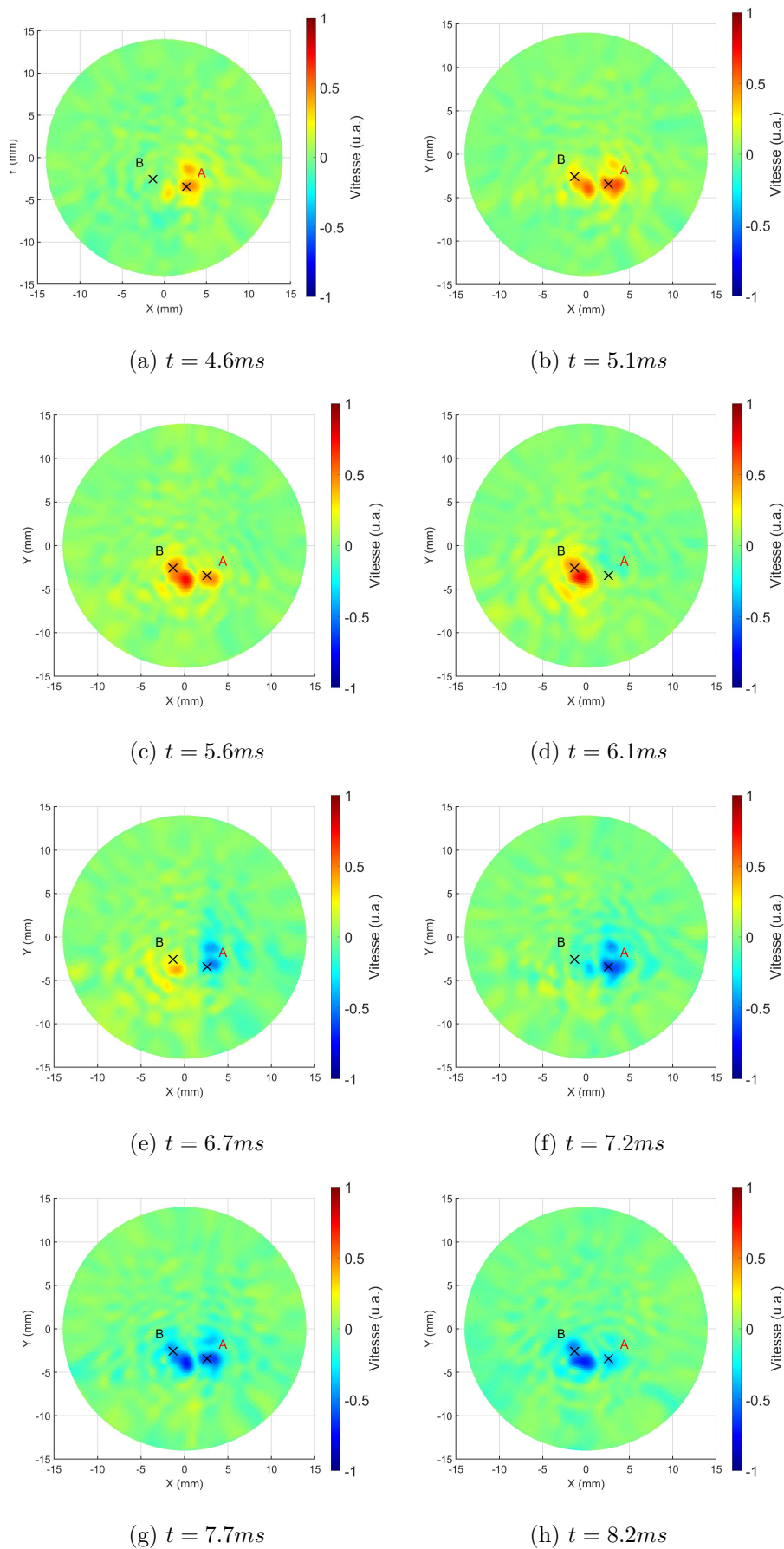


FIGURE 5.17 – Cartes des vitesses de la surface du ballon de baudruche à différents instants.

Nous voyons sur les cartes apparaître des ondes à la surface du ballon. Cependant, nous manquons de points de mesures pour étudier plus précisément leur propagation. Pour y remédier, nous avons réalisé une mesure avec un vibromètre laser le long d'un arc de cercle en surface du ballon.

Le segment est compris entre les points *A* et *B* (fig.5.17). Le vibromètre laser est un modèle *OFV-505 Sensor Head/ OFV 5000 Vibrometer controller* de la marque *Polytec*. Il mesure la vitesse du mouvement de surface du ballon hors plan entre les points *A* et *B* en 8 points avec un pas constant de 0.6mm . La figure 5.18 montre en format B-SCAN l'évolution temporelle de la vitesse mesurée entre les points *A* et *B*. En mesurant la pente moyenne du front d'onde, nous déduisons une vitesse de groupe de $V_G = 4.2\text{m/s}$. Cette mesure au vibromètre laser valide l'aspect propagatif de l'onde observée sur la figure 5.17.

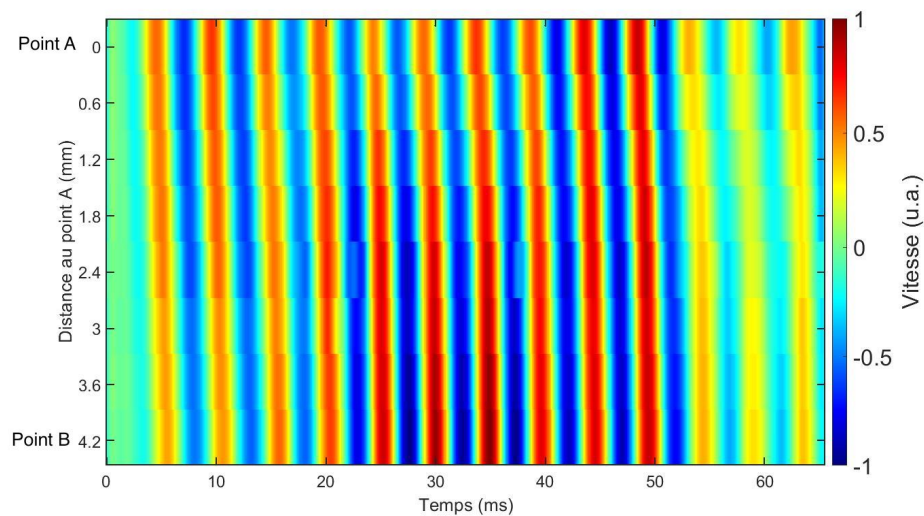


FIGURE 5.18 – Évolution temporelle de la vitesse mesurée par le vibromètre laser à la surface du ballon entre les points *A* et *B*.

5.2.3 Conclusion des expériences à 300 kHz

Les deux expériences réalisées à 300kHz confortent la géométrie adoptée dans la conception de notre sonde à 500kHz . La mesure sans contact de mouvements en surface d'un objet plan ou sphérique est réalisable.

5.3 Conclusion

Nous avons montré à différentes échelles et à différentes fréquences ultrasonores qu'il est possible d'imager sans contact des ondes se propageant en surface d'un objet plan ou sphérique. Nous avons également démontré qu'il est possible d'extraire le module de Young d'une plaque posée sur un substrat liquide. Nous n'avons malheureusement pas pu observer avec pertinence la propagation d'une onde en surface d'un objet courbe. De tels résultats sont espérés dès la réception de la nouvelle sonde à 500kHz .

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était de développer un imageur ultrasonore sans contact de l'élasticité de la cornée.

Nous nous sommes d'abord intéressés aux paramètres élastiques de la cornée. Pour les mesurer nous avons étudié le comportement des ondes guidées se propageant à sa surface. Un modèle théorique a été développé qui permet de relier la relation de dispersion de ces ondes guidées aux paramètres élastiques de la cornée.

Pour imager sans contact la propagation d'ondes guidées à la surface de la cornée, nous avons dû faire face à de nombreuses contraintes telles que la grande différence d'impédance acoustique entre les milieux et la réflectivité spéculaire de la surface de la cornée. Nous avons développé une nouvelle technologie de transducteurs piézoélectriques à 500kHz adaptés à l'air. Nous avons également développé une nouvelle géométrie de sonde dans laquelle les transducteurs d'émission et de réception sont séparés, tous répartis sur le pourtour d'une cavité sphérique. La sonde, concave, est composée d'une matrice de 256 éléments en réception et d'un ensemble de 68 transducteurs mono-éléments en émission. Un algorithme d'imagerie adapté à notre imageur a été développé.

La validation expérimentale de notre imageur sur des cornées humaines ou animales n'a pas été possible du fait des retards de livraison des sociétés sous-traitantes survenus pour des raisons liées à des difficultés techniques et à la pandémie mondiale de Covid-19. Nous avons alors décidé de tester expérimentalement notre imageur à des fréquences ultrasonores plus basses sur des fantômes de cornée en respectant le facteur d'échelle. Plusieurs modèles alternatifs ont été étudiés fonctionnant à 40kHz et 300kHz. Nous avons montré la possibilité de mesurer le module de Young d'une plaque solide posée sur de l'eau en mesurant la propagation d'ondes guidées à sa surface. Nous avons étendu nos mesures aux ondes se propageant en surface d'un ballon de baudruche. Nous avons montré que notre imageur ultrasonore aérien est capable de suivre la progression des ondes en surface d'un objet de courbure quelconque et de déterminer sa vitesse.

La livraison de la sonde à 500kHz et de son électronique est prévue pour septembre 2020. Il sera alors possible de caractériser ex-vivo la cornée. La mesure de module de Young en plusieurs points et sur une surface courbée sont également les prochaines étapes. L'approche in-vivo devra solutionner encore un autre problème : comment générer sans contact l'onde guidée dans la cornée ?

Annexe A

Lames fabriquées (LF)

Dans cette annexe, nous présentons les lames fabriquées LF . Ces lames ont été étudiées pour être choisi d'être implémenter dans le stack des transducteurs à $500kHz$ en tant que lames $L2$. Voyons tout d'abord le processus de fabrication puis leur caractérisation.

A.1 Processus de fabrication

Pour des raisons de confidentialité, nous ne pouvons pas divulguer le nom des résines utilisées. Nous pouvons cependant décrire le processus de fabrication de la lame. Nous avons utilisé une résine d'époxy issue d'un mélange de deux composants (A et B) et des charges creuses de diamètre $65\mu m$ selon le constructeur. La fabrication des lames se fait en plusieurs étapes, nous mélangeons à l'aide d'un mélangeur sous vide dans un premier temps les charges creuses au composant A de la résine puis nous rajoutons le composant B . Un mélangeur sous vide est utilisé pour limiter la présence de bulles d'air dans le mélange. Le mélange est ensuite déposé dans un moule et mis sous pression en étuve pour rigidification. Puis les lames sont rectifiées en épaisseur et découpées aux dimensions désirées.

Après une mise à épaisseur, nous avons observé la tranche de la plaque sous microscope (fig.A.1).

Différentes épaisseurs ont été étudiées sur cette lame. Sur la figure A.1, la rectification de la plaque est de $751\mu m$ pour une rectification demandée de $750\mu m$. Avec une erreur mesurée de 0.13% nous avons donc une rectification très précise.

Nous avons fabriqué des lames plusieurs fois sur des jours différents. Nous noterons par la suite 1A et 1B deux lames fabriquées le même jour, 2A et 3A deux lames fabriquées chacune sur un jour différent.

Pour déterminer la densité du matériau, nous avons prélevé un échantillon de $2 \times 2cm$ de chaque lame et mesuré son volume et son poids. Nous avons obtenu les résultats présentés dans le tableau A.1.

Les quantités utilisées dans le protocole devraient, en théorie, fournir des lames de masse volumique plus basse. Nous supposons que les charges arriveraient à saturation dans la résine lorsque le mélange arrive à une masse volumique de $500kg/m^3$, la viscosité de la résine ne permettrait plus d'augmenter sa quantité de charges. Nous avons décidé de garder les charges en saturation pour assurer un bon mélange. En effet, la fabrication de la lame est complexe

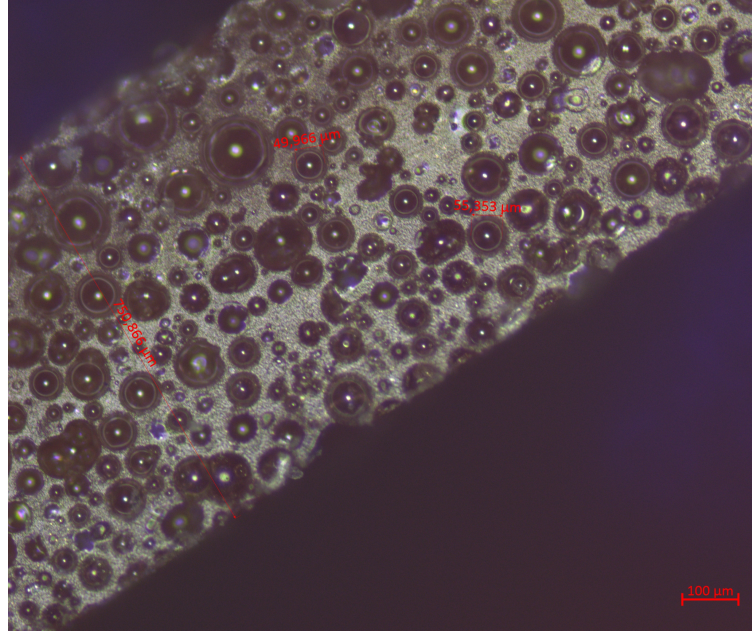


FIGURE A.1 – Photo au microscope de la tranche d’une plaque de lame fabriquée et rectifiée, ici à $750\mu m$, à Vermon S.A.. Nous y voyons des charges d’un diamètre de $50-80\mu m$ et une épaisseur de $750.9\mu m$.

numéro	masse volumique $\rho_{LF} (kg/m^3)$
1A	550
1B	550
2A	540
3A	590

TABLE A.1 – Masses volumique de quatre lames fabriquées à différents moments.

à cause de la viscosité très élevée du mélange. Maintenant que nous avons un processus de fabrication qui permet de fabriquer une lame à densité constante nous pouvons nous intéresser à la caractérisation acoustique de la lame.

A.2 Caractérisation acoustique et reproductibilité

A.2.1 Montage de caractérisation

Pour caractériser les lames, nous avons utilisé le banc de mesure de Vermon appelé *Banc matériaux passifs* en 2D. Ce banc de mesure permet de réaliser une cartographie 2D de la célérité et de l’atténuation des ondes acoustiques dans la plaque.

Le banc est présenté par la figure A.2. Les transducteurs en émission et en réception scannent la surface grâce à un bras mécanique 2D. C'est un banc de mesure utilisé couramment à Vermon et dont la mesure se fait dans l'eau et avec des sondes centrées à 3.5MHz . Comme nous n'avons pas les sondes aériennes pour répliquer ce banc en banc aérien, nous avons utilisé ce banc dans sa configuration classique, c'est à dire dans l'eau et avec des sondes centrées à 3.5MHz .

La célérité et l'atténuation des ondes acoustiques dans la lame sont calculées à partir du temps de vol et de la sensibilité du signal reçu pour chaque position et en comparaison à un tir à vide, c'est à dire pour une distance égale entre les deux transducteurs mais sans le matériau étudié entre les deux.

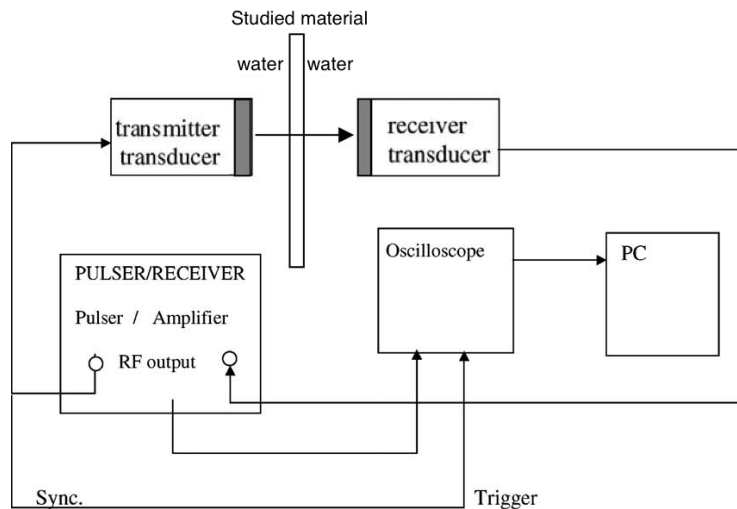


FIGURE A.2 – Banc matériaux passifs. Les transducteurs en émission et en réception scannent la surface du matériau.

A.2.2 Comparaison des lames 1A et 1B

Dans un premier temps, nous avons regardé deux lames de la même fabrication (fig. A.3), pour vérifier la reproductibilité entre plusieurs lames de la même fabrication du protocole décrit précédemment.

Sur les figures A.3a et A.3b, les lames ont respectivement des vitesses moyennes de 1702 et 1783m/s , soit une variation de 5% . Nous pouvons noter que pour la lame 1B sur la figure A.3b il y a une bande supérieure avec une vitesse autour des 2000m/s . Cette zone se retrouve dans la cartographie de l'atténuation (fig. A.3d) avec une atténuation très forte (-30dB/mm). Ceci est dû au support utilisé pour maintenir la lame et qui perturbe localement la mesure.

D'après les figures A.3c et A.3d, les valeurs moyennes d'atténuation des deux plaques sont -20.97dB/mm et -19.22dB/mm , c'est à dire une différence de 1.8dB/mm . Enfin, nous observons une zone à forte atténuation (-28dB/mm , en bas à droite de la figure A.3c) pour la lame 1A, mais cette fois sans influence sur la célérité (fig. A.3a). Ces zones peuvent avoir comme origine une erreur dans le mélange comme un défaut dans la mise en plaque. Un phénomène pouvant

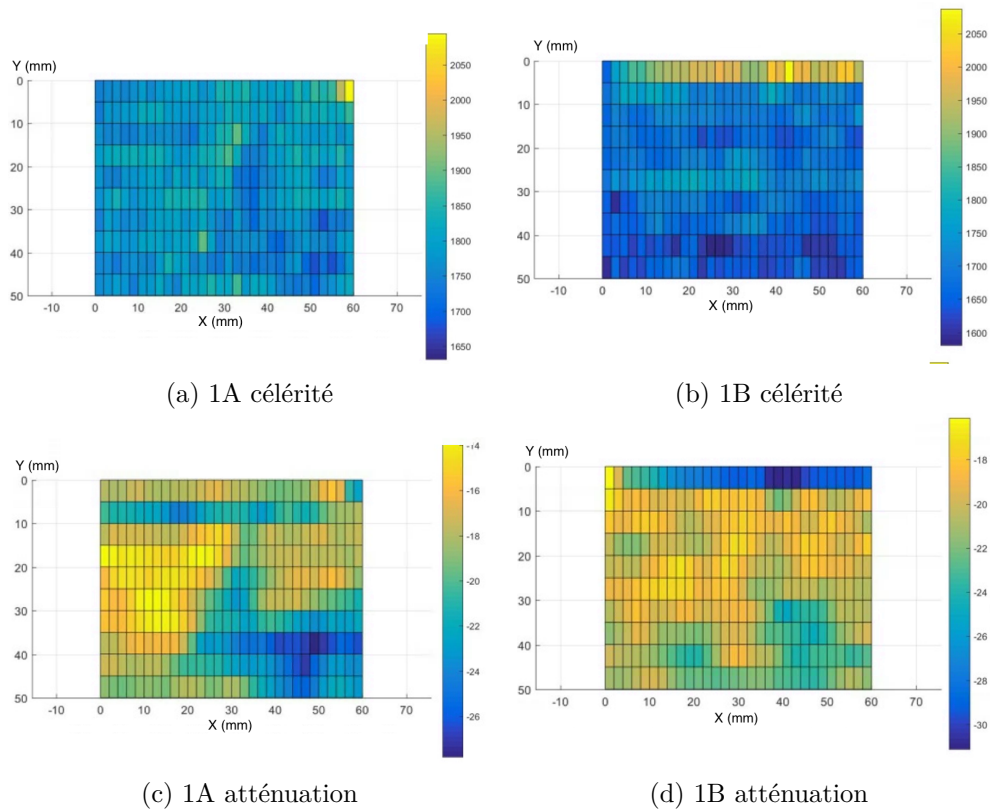


FIGURE A.3 – Vitesse (en m/s) et atténuation (en dB) à $3.5MHz$ des ultrasons dans des plaques de la même fabrication.

augmenter l'atténuation sans affecter la célérité peut être la présence de microbulles autour des charges creuses ou une coalescence des charges. Dans le cas des valeurs moyennes de célérité et d'atténuation, les différences restent tolérables.

A.2.3 Comparaison des lames 2A et 3A

Les lames 2A et 3A ont été réalisées avec le même protocole que les lames 1A et 1B, mais à des mois différents. Ainsi, nous pouvons vérifier la reproductibilité du protocole de fabrication.

La lame 3A était plus petite que le cadre de mesure. Nous voyons en effet une vitesse sur la partie supérieure de $1500m/s$ (fig.A.4b) et une atténuation nulle (fig.A.4d), ce qui correspond à de l'eau. La célérité moyenne de la plaque est de $1729m/s$ avec une atténuation de $-19.82dB/mm$.

La lame 2A a son angle en haut à gauche de cassé, nous avons effectivement une baisse de la vitesse et de l'atténuation dans cette zone. La célérité moyenne de la plaque est de $1844m/s$ (fig.A.4a) avec une atténuation de $-23.7dB/mm$ (fig.A.4c).

Outre ces deux zones particulières décrites précédemment, les deux lames sont homogènes en vitesse et en atténuation. Nous remarquons que les valeurs de vitesses et d'atténuation sont plus importantes pour la lame 2A que pour toutes les autres (jusqu'à $100m/s$ en plus, soit $+6\%$ en vitesse et $+4dB/mm$ en atténuation).

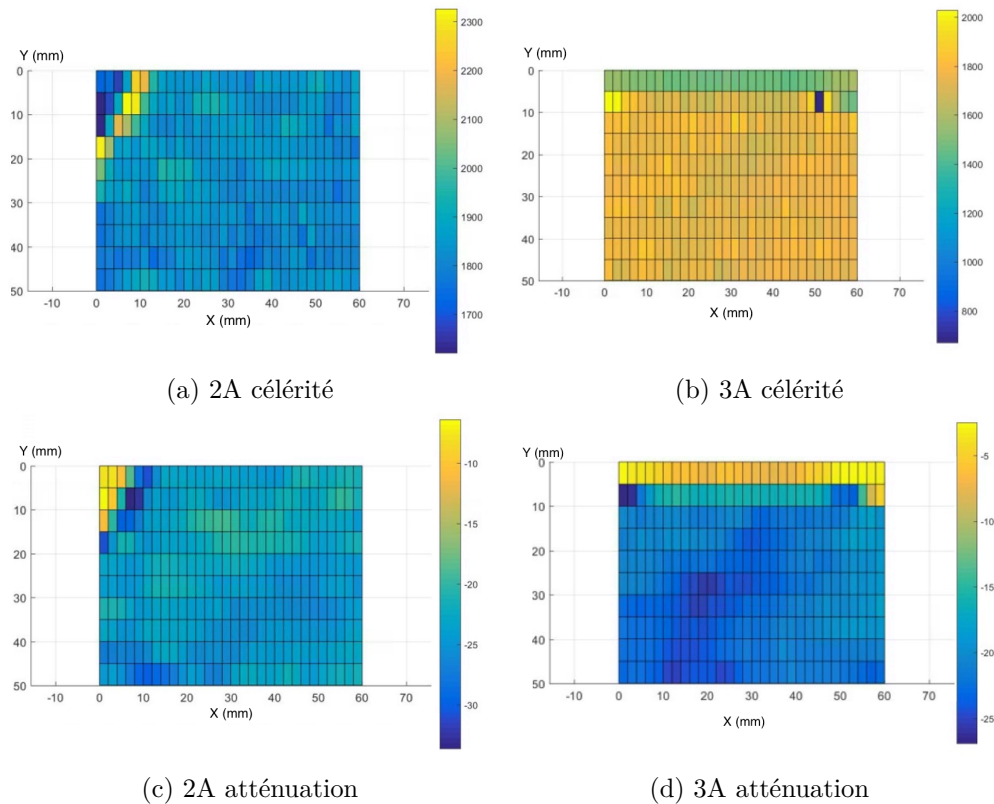


FIGURE A.4 – Vitesse (en m/s) et atténuation (en dB) à $3.5MHz$ des ultrasons dans des plaques de fabrication différentes.

A.2.4 Conclusion

Sur les quatre lames observées nous avons une conservation de la célérité des ondes dans les lames. Cependant nous avons remarqué deux phénomènes dans les cartographies de l'atténuation. Premièrement la cartographie permettrait de repérer les zones de microbulles d'air sur les charges qui n'ont pas été observé au microscope (fig.A.1) et deuxièmement une des lames est plus atténuante que les autres.

Nous considérons que la stabilité des lames est suffisante pour les utiliser dans la fabrication des transducteurs. Un contrôle qualité est à réaliser à la fabrication des transducteurs. Dans le cas où il y aura une inhomogénéité d'une des lames du transducteur, la qualité du signal de celui-ci sera clairement altérée et il pourra être sorti du lot.

Par ailleurs, maintenant que nous avons la masse volumique et la célérité des ondes dans le matériau, nous pouvons en déduire son impédance. Nous avons donc $Z_{LF} = 0.99MRayl$.

Annexe B

Documentation du transducteur Ultran NCG500-S13 400339



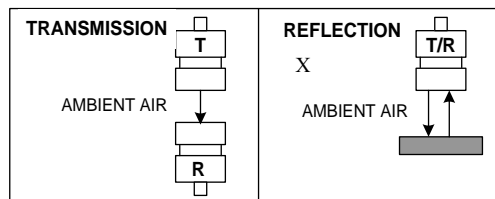
The Ultran Group
2380 Commercial Blvd., State College, PA 16801 USA
Tel +1.814.861.2001 **Fax** +1.814.861.2045
web www.ultrangroup.com



NCU TRANSDUCER CHARACTERIZATION REPORT

Model: NCG500-S13 **SN:** 400 **Customer/PO:** ESPCI Paris-Institute – R-8681
Active area: 13X13 mm **Nominal Frequency:** 500 KHz **Cable:** RG 174/U, 2M

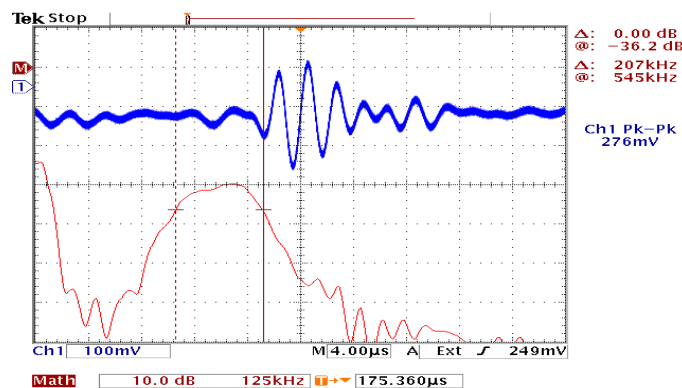
TEST METHOD:



Test Material: -20 mm ambient air **Reference Signal:** REFLECTION FROM FLAT TARGET

INSTRUMENTS & SETTINGS

Pulser/Receiver: P5800PR	Oscilloscope: TEK TDS360	FFT SPECTRUM
Energy: 100 uJ	Gain: 20 dB	VS: 100 mV/D
Pulse Width:	Atten.: 20 dB	HS: 4.00 us/D
Damping: NONE	Bandwidth: 1 KHz-5 MHz	Other:



OBSERVATIONS & RESULTS*

Peak Frequency: 475 KHz	Bandwidth Center Freq: 445 KHz	Bandwidth at -6dB: 207 KHz
Sensitivity:	Focal Length in AIR: ---	Other:

***SPECIAL REMARKS: NON-CONTACT TRANSDUCER (Pat. No.6,311,573 & 7,382,082):
Do not touch its face**

ANALYST: MCB

DATE: November 6, 2017

The data presented in this report was obtained by laboratory analysis of this transducer under the conditions set forth herein. This data is believed to be true and scientific in character and meets or exceeds the ASTM E1065 standard. Ultran Laboratories, Inc. assumes no responsibility, explicit or implicit, if the reported results are found to vary under different sets of test conditions and procedures.

Table des figures

1.1	Anatomie de l'œil.	4
1.2	Coupe de la cornée (à gauche), microstructure du stroma (au centre) et collagène du stroma sous microscope électronique à balayage [2] (à droite).	5
1.3	Différentes maladies de la cornée.	6
1.4	Tableau de Snellen	6
1.5	Deux appareils de routine chez un ophtalmologue.	7
1.6	Échographie de l'œil en contact. <i>À gauche : image échographique d'un globe oculaire sans particularité ; à droite la ligne blanche correspond à un décollement de rétine.</i>	8
1.7	Montage de mesure élastographique de la cornée, en contact et point par point [4].	9
1.8	Deux montages de mesures sur un œil ex-vivo (A) et un œil in-vivo (B). Cartes de vitesses de groupe des ondes de surface dans la cornée de l'œil ex vivo (C) et de l'œil in-vivo (D) [5].	9
1.9	Montage de mesure du fond de l'œil [6].	10
1.10	Montage de mesure élastographique de la cornée, sans contact avec un laser [7].	11
1.11	Imagerie classique,, fréquence d'imagerie jusqu'à 100 Hz [5].	12
1.12	Imagerie en ondes planes, fréquence d'imagerie jusqu'à 10 kHz [5].	12
1.13	Photo de <i>radar de recul</i> à l'arrière d'une voiture.	13
1.14	Robot de CND sans contact (A) permettant de détecter des inhomogénéités (B) dans des plaques de métal [8].	13
1.15	Photos et B-Scan des échantillons de jambon sec (respectivement A et C) et de chorizo (resp. B et D). Les lignes en pointillés représentent la limite entre l'échantillon et son support. [9].	14
1.16	Stack classique d'un transducteur piézoélectrique [10].	15
1.17	Cellule de CMUT [18].	19
1.18	Différentes formes de cellules CMUT [19, 20].	19
1.19	Un réseau de cellules CMUT [18].	20
1.20	Transducteur CMUT de plusieurs réseaux contrôlables indépendamment les uns des autres [18]. Il y a N éléments indépendants dans ce transducteur.	20
1.21	Différentes réponses d'un transducteur CMUT selon s'il est dans l'eau ou dans l'air [18].	21
1.22	Mode S0 et A0 des ondes de Lamb, respectivement symétrique (a) et antisymétrique (b) [25].	22
1.23	Les premiers modes symétriques et antisymétriques des ondes de Lamb [25].	22

1.24	Courbes de dispersion de plaques immergées dans l'eau pour différentes épaisseurs et différentes élasticités obtenues par simulations en différences finies (marqueurs bleus), résolution semi-analytique (ligne rouge) et approximation analytique (pointillés vert) [5].	23
2.1	Illustration de la plaque sur un substrat liquide. Le substrat liquide est supposé semi-infini en x_2	26
2.2	Dispersion des ondes guidées résolues semi-analytiquement dans le cas d'une plaque mince $e = 500\mu m$ avec $V_T = 30m/s$, $V_L = 3000m/s$, $\rho_L = 1000kg/m^3$ et $\rho_s = 965kg/m^3$	31
3.1	Illustration de la tache focale. D est l'ouverture de l'imageur, F la distance focale entre l'imageur et la surface, a la largeur de la tache focale à mi-hauteur.	34
3.2	Comparaison d'une réflexion spéculaire (à gauche) ou diffusante (à droite). En bleu un front d'onde plat est envoyé sur les deux surfaces. Le front d'onde est conservé dans le cas d'une surface spéculaire (en vert) et ne l'est pas dans le cas d'une surface diffusante (en rouge).	35
3.3	Diffusion (scattering effect) à gauche et réflexion spéculaire (specular reflexion) à droite d'un faisceau incident. La surface spéculaire et courbée rend cruciale la position des émetteurs et des récepteurs.	35
3.4	Exemples de sondes [30]. Elles peuvent être mono-élément, en barrette ou matricielle, mobile ou fixe, concave ou plate.	36
3.5	Échographies avec une sonde plate et une sonde convexe.	36
3.6	Illustrations du beamforming en émission et en réception, avec respectivement M émetteurs et N récepteurs. L'émission (a) et la réception (b) sont focalisées au point P.	37
3.7	Cavité à retournement temporel [35].	38
3.8	Miroir à retournement temporel [35].	39
3.9	Illustration du beamforming en émission et en réception sur le point P d'une surface S par une sonde avec M émetteurs (en bleu) et N récepteurs (en rouge).	41
3.10	Une onde divergente partant du point P simule une focalisation en émission sur ce point. Le point P est sur une surface S , la sonde a M émetteurs (en bleu) et N récepteurs (en rouge).	42
3.11	Représentation du déplacement du point P de \vec{u}_P	44
3.12	<i>Surface Motion Camera</i> (SMC)	45
3.13	Représentation à deux panneaux de la parallélisation des voies en émission pour agrandir le spectre angulaire d'incidence. Les émetteurs T_{1-8} et T_{2-1} éclaire le point P avec deux angles différents, avec T_{i-j} tel que i représente le numéro du panneau et j la voie d'émission.	46

3.14	Photo du système prise par la caméra du SMC, au centre le piston mobile entouré d'une surface plate et immobile. 1 et 2 sont des accéléromètres collés aux surfaces respectivement mobile et immobile, 3 est le faisceau du vibromètre laser réfléchi sur la plaque et 4 est le faisceau du pointeur laser du SMC réfléchi sur la plaque.	47
3.15	Résultats de l'expérience : vitesses de déplacements de la surface en trois positions différentes.	47
3.16	Suivi du mouvement de balanciers par le SMC.	48
3.17	Évolution de la vitesse (u.a.) des trois balles de tennis de table pendant les deux premières secondes. Les trois balles ont des mouvements désynchronisés.	49
4.1	Vue en coupe de la tête de la sonde, en forme de coupole.	52
4.2	Coupe transversale des créneaux appliqués à la surface de l'œil simulée.	53
4.3	Cartes simulées de la vitesse (en mm/s) de déplacement normal au plan de la cornée.	55
4.4	Différentes sondes proposées par la société The Ultran Group [38].	56
4.5	Coupes de la pièce piézoélectrique en matrice d'air de la société Ultran.	57
4.6	Transducteur Ultran (et au deuxième plan l'adaptateur d'impédance électrique livré avec). Le transducteur a une face avant carrée de $13mm$ de côté.	57
4.7	Signal et spectre de la sonde Ultran dans l'étude pulse-echo . . .	58
4.8	Stack classique d'un transducteur piézoélectrique [10].	59
4.9	Modèle électrique d'un transducteur à n lames d'adaptation d'impédance [44].	61
4.10	Comparaison des signaux temporels des modèles KLM des différentes configurations de stack théoriques, de une à quatre lames, avec un backing identique pour chaque configuration.	63
4.11	Comparaison des spectres des différentes configurations de stack théoriques, de une à quatre lames, avec un backing identique pour chaque configuration.	63
4.12	Découpe 1-3 de piézocomposite.	64
4.13	Gamme de plaques proposées	66
4.14	Comparaison de quatre transducteurs identiques sauf pour la lame L2 qui est PU1, PU2, PU3 ou LF, en configuration pitch-catch.	68
4.15	Lames papier et leurs propriétés acoustiques mesurées à $\lambda/2$ [52] Les colonnes sont de gauches à droite : les matériaux, la taille des pores, la fréquence de résonance liée à l'épaisseur de la lame, l'atténuation de la lame à son épaisseur, l'impédance	69
4.16	Exemples de papiers filtre utilisés comme lame L3.	70
4.17	Comparaison des signaux et spectres des trois transducteurs à la lame L3 différente.	71
4.18	Comparaison des signaux et spectres des deux transducteurs au backing différent.	73

4.19	Les trois transducteurs de diamètre $10mm$, $7mm$ et $5.5mm$ de gauche à droite.	75
4.20	champ acoustique de 3 sondes de diamètres différents ($10mm$, $7mm$ et $5.5mm$) à une distance de $15mm$	75
4.21	Parties réelle et imaginaire dans la bande $100kHz-1MHz$ de l'impédance du transducteur $5.5mm$	76
4.22	Photos du transducteur $5.5mm$ final	77
4.23	Signal et spectre d'un transducteur $5.5mm$ de diamètre en pulse-echo.	77
4.24	Pression en fonction du temps calculée à la distance de $15mm$ du transducteur	79
4.25	Photo au microscope de la structure de la matrice, avant l'imprégnation de polymère de l'espace inter-élément.	81
4.26	Parties réelle et imaginaire dans la bande $100kHz-1MHz$ de l'impédance d'un élément de la matrice.	81
4.27	Signaux enregistrés par les 16 éléments de la matrice. L'élément 16 est dit "mort", il ne donne aucun signal.	82
4.28	Signal et spectre reçu sur l'élément #9 de la matrice	82
4.29	Photo d'un des CMUT du Greman	84
4.30	Comparaison des signaux des différentes configurations entre les transducteurs piézoélectriques (V1 et V2) et les transducteurs CMUT (G1 et G2).	84
4.31	Comparaison des spectres des différentes configurations entre les transducteurs piézoélectriques (V1 et V2) et les transducteurs CMUT (G1 et G2). En bleu G1 émetteur - G2 récepteur ; En jaune G1 émetteur - V1 récepteur ; En orange V1 émetteur - G1 récepteur ; En violet V1 émetteur - V2 récepteur.	85
4.32	Design final de la sonde aérienne.	86
5.1	Présentation des éléments du montage.	88
5.2	Cartes des vitesses de la surface du gel à différents instants obtenues par le SMC.	89
5.3	Évolution temporelle des vitesses de la surface du gel sur la ligne selon Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 150mm$	89
5.4	Superposition de la dispersion du modèle théorique avec celle mesurée expérimentalement sur le gel.	90
5.5	Cartes des vitesses à différents instants obtenues par le SMC.	92
5.6	Évolution temporelle des vitesses de la surface du ballon sur la ligne selon Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 200mm$	92
5.7	Illustration du montage avec le vibromètre ultrasonore. L'émetteur émet un signal (1), les échos provenant du point F' (2) entrent dans la cavité du vibromètre et sont réfléchis sur sa paroi (3) puis enregistrés par le récepteur positionné au point F (4).	93
5.8	Cartes des vitesses de la surface du silicone à différents instants obtenues par le vibromètre ultrasonore.	94
5.9	Évolution temporelle de la vitesse mesurée de la surface du silicone sur la ligne selon Ox_1 à la coordonnée $x_3 = 0mm$	95

5.10	Superposition de la dispersion calculée par le modèle théorique avec la dispersion mesurée expérimentalement sur le silicone. . .	96
5.11	Dimensions de l'imageur à $300kHz$	97
5.12	Schéma du montage de mesure des mouvements du piston avec la sonde à $300kHz$	98
5.13	Intensité du champ ultrasonore des deux émetteurs en position $1A$ et $3A$ sur l'objet étudié. Le cercle rouge en trait continu est la zone du piston, le cercle en pointillé prend en plus en compte la tache focale en réception de la sonde.	98
5.14	Cartes des vitesses de la surface de l'objet étudié à différents instants par la sonde.	99
5.15	Vitesse mesurée en $(X, Y) = (0, -2.5)mm$ par la sonde et le spectre associé.	100
5.16	Montage à gauche, intensité du champ ultrasonore de la sonde sur le ballon à droite.	101
5.17	Cartes des vitesses de la surface du ballon de baudruche à différents instants.	102
5.18	Évolution temporelle de la vitesse mesurée par le vibromètre laser à la surface du ballon entre les points A et B.	103
A.1	Photo au microscope de la tranche d'une plaque de lame fabriquée et rectifiée, ici à $750\mu m$, à Vermon S.A.. Nous y voyons des charges d'un diamètre de $50 - 80\mu m$ et une épaisseur de $750.9\mu m$.108	
A.2	Banc matériaux passifs. Les transducteurs en émission et en réception scannent la surface du matériau.	109
A.3	Vitesse (en m/s) et atténuation (en dB) à $3.5MHz$ des ultrasons dans des plaques de la même fabrication.	110
A.4	Vitesse (en m/s) et atténuation (en dB) à $3.5MHz$ des ultrasons dans des plaques de fabrication différentes.	111

Liste des tableaux

1.1	Impédances typiques de différents milieux.	16
1.2	Transmission en intensité entre la piézocéramique (PZT) et l'eau ou l'air, avec $Z_{PZT} = 20MRayl$, $Z_{eau} = 1.5MRayl$ et $Z_{air} = 420Rayl$	17
1.3	Impédances des lames d'adaptation théoriques avec $Z_{PZT} = 20MRayl$ et $Z_{air} = 420Rayl$, i le numéro de la lame et n le nombre de lames total, dans le cas de quatre stacks différents : à une, deux, trois ou quatre lames.	18
4.1	Coefficient de transmission en intensité entre la pièce piézoélectrique (noté PZT) et l'air, avec $Z_{PZT} = 20MRayl$, $Z_{eau} = 1.5MRayl$ et $Z_{air} = 420Rayl$ et avec une, deux, trois ou quatre lames d'adaptation théorique du tableau 1.3.	60
4.2	Propriétés des lames d'adaptation d'impédance théoriques implémentées dans le simulateur KLM.	62
4.3	Comparaison des résultats des simulations des configurations de stack théoriques, de une à quatre lames avec un backing.	64
4.4	Résumé de la caractérisation des lames fabriquées LF.	66
4.5	Résumé de la caractérisation des lames PU.	66
4.6	Caractérisation des lames PU. * d'après la fig. 4.15, une seule lame papier d'esters mixte de cellulose avec des pores de $0.65\mu m$ a été étudiée, nous avons alors mis cette valeur pour ME26 et ME2631.	70
4.7	Propriétés des backings.	72
4.8	Stack final.	73
4.9	Caractérisation d'un transducteur $5.5mm$	77
4.10	Comparaison des caractéristiques des transducteurs fabriqués à <i>Vermon S.A.</i> et de celui acheté à <i>The Ultran Group</i>	80
4.11	Valeurs caractéristiques de la figure 4.28.	83
4.12	Résultats des différents tests Certon Vermon	85
5.1	Paramètres fixés dans l'expérience.	90
5.2	Paramètres fixés dans l'expérience.	95
A.1	Masses volumique de quatre lames fabriquées à différents moments.108	

Bibliographie

- [1] Harminder S DUA et al. « Human corneal anatomy redefined : a novel pre-Descemet's layer (Dua's layer) ». In : *Ophthalmology* 120.9 (2013), p. 1778-1785.
- [2] Yoshiko KOMAI et Tatsuo USHIKI. « The three-dimensional organization of collagen fibrils in the human cornea and sclera. » In : *Investigative ophthalmology & visual science* 32.8 (1991), p. 2244-2258.
- [3] Paul MCGRAW, Barry WINN et David WHITAKER. *Reliability of the Snellen chart*. 1995.
- [4] William J DUPPS, Marcelo V NETTO et Satish HEREKAR. « Surface wave elastometry of the cornea in porcine and human donor eyes ». In : *Journal of refractive surgery* 23.1 (2007), p. 66-75.
- [5] Thu-Mai NGUYEN. « Elastographie haute-résolution pour l'évaluation des propriétés élastiques de la cornée et de la peau ». Thèse de doct. 2012.
- [6] Jules SCHOLLER et al. « Probing dynamic processes in the eye at multiple spatial and temporal scales with multimodal full field OCT ». In : *Biomedical optics express* 10.2 (2019), p. 731-746.
- [7] Łukasz AMBROZIŃSKI et al. « Acoustic micro-tapping for non-contact 4D imaging of tissue elasticity ». In : *Scientific Reports* 6.1 (2016). DOI : [10.1038/srep38967](https://doi.org/10.1038/srep38967).
- [8] Gordon DOBIE et al. « A noncontact ultrasonic platform for structural inspection ». In : *IEEE Sensors Journal* 11.10 (2011), p. 2458-2468.
- [9] Edith CORONA et al. « Advances in the ultrasound characterization of dry-cured meat products ». In : *Journal of Food Engineering* 119.3 (2013), p. 464-470. DOI : [10.1016/j.jfoodeng.2013.06.023](https://doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2013.06.023).
- [10] Martin FLESCH. « Nouveaux transducteurs ultrasonores pour l'imagerie Doppler ultrarapide du cerveau ». Thèse de doct. 2017.
- [11] Leo Leroy BERANEK et Tim MELLOW. *Acoustics : sound fields and transducers*. Academic Press, 2012.
- [12] David M POZAR. *Microwave engineering, 2nd ed.* John Wiley & Sons, 1998.
- [13] C. S. DESILETS, J. D. FRASER et G. S. KINO. « The design of efficient broad-band piezoelectric transducers ». In : *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 25.3 (1978), p. 115-125. ISSN : 0018-9537. DOI : [10.1109/T-SU.1978.31001](https://doi.org/10.1109/T-SU.1978.31001).

- [14] HE BASS, LC SUTHERLAND et AJ ZUCKERWAR. « Atmospheric absorption of sound : Update ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 88.4 (1990), p. 2019-2021.
- [15] Henry E BASS et al. « Atmospheric absorption of sound : Further developments ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 97.1 (1995), p. 680-683.
- [16] Sally CROFT. *Kaye and Laby—Tables of Physical and Chemical Constants (15th edn)*. 1987.
- [17] Matthew I HALLER et Butrus T KHURI-YAKUB. « A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 43.1 (1996), p. 1-6.
- [18] Dominique GROSS. « Conception et évaluation d'une sonde CMUT mixte dédiée à la thérapie ciblée à guidage ultrasonore ». Thèse de doct. Tours, 2015.
- [19] AS ERGURI et al. « Capacitive micromachined ultrasonic transducers : Fabrication technology ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 52.12 (2005), p. 2242-2258.
- [20] DW GREVE et al. « Robust capacitive MEMS ultrasonics transducers for liquid immersion ». In : *IEEE Symposium on Ultrasonics, 2003*. T. 1. IEEE. 2003, p. 581-584.
- [21] Priyadarshini SHANMUGAM et al. « CMUT based air coupled transducers for gas-mixture analysis ». In : *2018 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. IEEE. 2018, p. 1-4.
- [22] Tomás E GÓMEZ ALVAREZ-ARENAS. « Air-coupled piezoelectric transducers with active polypropylene foam matching layers ». In : *Sensors* 13.5 (2013), p. 5996-6013.
- [23] Mate GAAL et al. « Air-coupled ferroelectret ultrasonic transducers applied to testing of fiber-reinforced polymers ». In : *The 12th International Conference of the Slovenian Society for Non-Destructive Testing*. 2013.
- [24] Jérémy BERCOFF, Mickael TANTER et Mathias FINK. « Supersonic shear imaging : a new technique for soft tissue elasticity mapping ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 51.4 (2004), p. 396-409.
- [25] Daniel ROYER et Eugene DIEULESAINT. *Elastic waves in solids I : Free and guided propagation*. Springer Science & Business Media, 1999.
- [26] Lingyu YU et Zhenhua TIAN. « Case study of guided wave propagation in a one-side water-immersed steel plate ». In : *Case Studies in Nondestructive Testing and Evaluation* 3 (2015), p. 1-8.
- [27] RA KOSOBRODOV. « Acoustic waves propagating in a fluid-filled spherical shell placed in a liquid ». In : *Acoustical Physics* 48.3 (2002), p. 309-320.
- [28] Nathan JEGER-MADIOT. « Conception d'un imageur ultrasonore dans l'air pour la mesure des ondes basses-fréquences en surface du corps humain ». Thèse de doct. 2017.

- [29] Mickaël TANTER et al. « High-resolution quantitative imaging of cornea elasticity using supersonic shear imaging ». In : *IEEE transactions on medical imaging* 28.12 (2009), p. 1881-1893.
- [30] Vermon S.A. *Vermon S.A.* 2020. URL : www.vermon.com (visité le 20/03/2020).
- [31] SuperSonic IMAGINE. *SuperSonic Imagine*. 2020. URL : www.supersonicimagine.com (visité le 27/02/2020).
- [32] Jørgen Arendt JENSEN et al. « Synthetic aperture ultrasound imaging ». In : *Ultrasonics* 44 (2006), e5-e15.
- [33] Mathias FINK. « Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 39.5 (1992), p. 555-566.
- [34] Didier CASSEREAU et Mathias FINK. « Time-reversal of ultrasonic fields. III. Theory of the closed time-reversal cavity ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 39.5 (1992), p. 579-592.
- [35] Nicolas ETAIX. « Imagerie acoustique à faible nombre de transducteurs au moyen d'une cavité acoustique ». Thèse de doct. 2012.
- [36] Philippe ROUX, Benoit ROMAN et Mathias FINK. « Time-reversal in an ultrasonic waveguide ». In : *Applied Physics Letters* 70.14 (1997), p. 1811-1813.
- [37] Christian DORME et Mathias FINK. « Focusing in transmit–receive mode through inhomogeneous media : The time reversal matched filter approach ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 98.2 (1995), p. 1155-1162.
- [38] The Ultran GROUP. *The Ultran Group*. 2020. URL : <http://ultrangroup.com/> (visité le 23/03/2020).
- [39] M.C. BHARDWAJ. *Ultrasonic transducer for high transduction in gases and method for non-contact ultrasound transmission into solid materials*. US Patent 6,311,573. 2001. URL : <https://www.google.com/patents/US6311573>.
- [40] Mahesh C BHARDWAJ. *Method of making ultrasound transducer or actuator*. US Patent 7,125,468. 2006.
- [41] Mahesh C BHARDWAJ. *Piezoelectric transducer with gas matrix*. US Patent 7,382,082. 2008.
- [42] Richard KRIMHOLTZ, David A LEEDOM et George L MATTHAEI. « New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducers ». In : *Electronics Letters* 6.13 (1970), p. 398-399.
- [43] DA LEEDOM, R KRIMHOLTZ et GL MATTHAEI. « Equivalent circuits for transducers having arbitrary even-or odd-symmetry piezoelectric excitation ». In : *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 18.3 (1971), p. 128-141.
- [44] Myoung-Seon CHOI. « Improvement of the design method using the KLM model for optimizing thickness-mode piezoelectric transducers ». In : *Journal of the Korean Physical Society* 45.6 (2004), p. 1517-1522.

- [45] Tomás E GÓMEZ et Francisco MONTERO. « Bridging the gap of impedance mismatch between air and solid materials ». In : *Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*. T. 2. IEEE. 2000, p. 1069-1072.
- [46] F Montero de ESPINOSA et al. « High sensitive piezoelectric transducers for NDE air borne applications ». In : *Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*. T. 2. IEEE. 2000, p. 1073-1076.
- [47] Tomás E Gómez ÁLVAREZ-ARENAS. « Air-coupled ultrasonic spectroscopy for the study of membrane filters ». In : *Journal of Membrane Science* 213.1 (2003), p. 195-207.
- [48] Tomás E GÓMEZ et al. « Low-impedance and low-loss customized materials for air-coupled piezoelectric transducers ». In : *Ultrasonics Symposium, 2001 IEEE*. T. 2. IEEE. 2001, p. 1077-1080.
- [49] Tomás GÓMEZ ÁLVAREZ-ARENAS et Francisco Montero de ESPINOSA FREIJO. « Piezoelectric transducers for air-coupled operation in the frequency range 0.3-2.5 MHz ». In : (2002).
- [50] Tomás E GÓMEZ, Beatriz GONZÁLEZ et F MONTERO. « Paper characterization by measurement of thickness and plate resonances using air-coupled ultrasound ». In : *Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings. 2002 IEEE*. T. 1. IEEE. 2002, p. 865-868.
- [51] T. E. G. ALVAREZ-ARENAS. « A nondestructive integrity test for membrane filters based on air-coupled ultrasonic spectroscopy ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 50.6 (2003), p. 676-685. ISSN : 0885-3010. DOI : [10.1109/TUFFC.2003.1209555](https://doi.org/10.1109/TUFFC.2003.1209555).
- [52] T.E.G. ALVAREZ-ARENAS. « Acoustic impedance matching of piezoelectric transducers to the air ». In : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 51.5 (2004), p. 624-633. DOI : [10.1109/tuffc.2004.1320834](https://doi.org/10.1109/tuffc.2004.1320834).
- [53] T. E. Gomez ALVAREZ-ARENAS et al. « Air-coupled transducers based on 1-3 connectivity single crystal piezocomposites ». In : *2012 IEEE International Ultrasonics Symposium*. IEEE, 2012. DOI : [10.1109/ultsym.2012.0557](https://doi.org/10.1109/ultsym.2012.0557).
- [54] Tomas E Gomez ALVAREZ-ARENAS et Luis DIEZ. « Novel impedance matching materials and strategies for air-coupled piezoelectric transducers ». In : *SENSORS, 2013 IEEE*. IEEE. 2013, p. 1-4.
- [55] Michiel POSTEMA. *Fundamentals of medical ultrasonics*. CRC Press, 2011.
- [56] GR TORR. « The acoustic radiation force ». In : *American Journal of Physics* 52.5 (1984), p. 402-408.
- [57] Joshua R DOHERTY et al. « Acoustic radiation force elasticity imaging in diagnostic ultrasound ». In : *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 60.4 (2013), p. 685-701.
- [58] Bjørn AJ ANGELSEN. *Ultrasound imaging : waves, signals, and signal processing. 2. Propagation and scattering in heterogeneous, nonlinear tissue with contrast agent imaging and Doppler measurements*. Emantec, 2000.

-
- [59] JB FOWLKES. « Bioeffects Committee of the American Institute of Ultrasound in M. American Institute of Ultrasound in Medicine consensus report on potential bioeffects of diagnostic ultrasound : executive summary ». In : *J Ultrasound Med* 27.4 (2008), p. 503-15.
- [60] Priyadarshini SHANMUGAM et al. « CMUT based air coupled transducers for gas-mixture analysis ». In : *2018 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. IEEE. 2018, p. 1-4.
- [61] SILEX.CO.UK. *Silex*. 2020. URL : <https://www.silex.co.uk/> (visité le 20/04/2020).
- [62] Lucie DOMINO. « Contrôle et manipulation d'ondes hydroélastiques ». Thèse de doct. 2018.

Imagerie ultrasonore sans contact de la cornée - Antoine Aminot - 2020

Résumé

Les techniques d'imagerie ultrasonore médicale actuelles requièrent en général un contact entre la sonde et le patient. Dans certains cas, tels que l'imagerie de la cornée, cette approche peut irriter et créer des désagréments chez le patient. L'objectif de cette thèse est de développer un système d'imagerie ultrasonore sans contact pour mesurer les propriétés élastiques de la cornée. Pour cela, nous avons dû résoudre plusieurs problèmes tels que la grande différence d'impédance acoustique entre les milieux solide et gazeux et l'imagerie d'une surface spéculaire.

Nous avons développé un modèle théorique qui relie les paramètres élastiques de la cornée aux ondes guidées susceptibles de se propager à sa surface. Nous avons également développé une technologie de transducteurs ultrasonores aériens et élaboré une nouvelle géométrie de sonde sans contact à 500kHz. Enfin nous avons montré expérimentalement qu'il était possible d'extraire le module de Young d'un modèle de cornée.

Non contact corneal ultrasound imaging - Antoine Aminot - 2020

Abstract

Current medical ultrasound imaging techniques generally require contact between the probe and the patient. In some cases, such as corneal imaging, this approach can be irritating and inconvenient for the patient.

The objective of this thesis is to develop a non-contact ultrasound imaging system to measure the elastic properties of the cornea. For this, we had to solve several problems such as the very large difference in acoustic impedance between solid and gaseous mediums and the imaging of a specular surface.

We have developed a theoretical model that relates the elastic parameters of the cornea to guided waves likely to propagate along its surface. We have also developed airborne ultrasound transducer technology and a new 500kHz non-contact probe geometry. Finally, we have shown experimentally that it is possible to extract the Young's modulus of a corneal model.