



HAL
open science

Conception d'un imageur ultrasonore dans l'air pour la mesure des ondes basses-fréquences en surface du corps humain

Nathan Jeger-Madiot

► **To cite this version:**

Nathan Jeger-Madiot. Conception d'un imageur ultrasonore dans l'air pour la mesure des ondes basses-fréquences en surface du corps humain. Acoustique [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066330 . tel-01727360

HAL Id: tel-01727360

<https://theses.hal.science/tel-01727360>

Submitted on 9 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Institut **Langevin**
ONDES ET IMAGES

ESPCI  PARIS

UPMC
SORBONNE UNIVERSITÉS



Fonds de l'ESPCI
Georges Charpak

THESE

pour obtenir le titre de

Docteur de l'université Paris VI

Ecole doctorale : Sciences mécaniques, acoustique, électronique et robotique de Paris

Spécialité : Acoustique Physique

présentée le 23 Mars 2017 par :

Nathan Jeger-Madiot

**Conception d'un imageur ultrasonore dans l'air pour la mesure
des ondes basses-fréquences en surface du corps humain**

Directeur de thèse : **Mathias Fink**

Devant le jury composé de :

Mr. Stefan Catheline	...	Rapporteur
Mr. Philippe Pernod	...	Rapporteur
Mr. Didier Cassereau	...	Examineur
Mr. Vincent Pagneux	...	Examineur
Mr. Pascal Laugier	...	Président du jury
Mr. Ros Kiri Ing	...	Co-directeur de thèse
Mr. Mathias Fink	...	Directeur de thèse

Remerciements

Mes premiers remerciements s'adressent à Mathias Fink mon directeur de thèse. Il sait constamment, par son charisme et ses idées visionnaires, motiver de nouveaux projets. Il m'a permis de réaliser ma thèse au sein du très bel institut Langevin et de travailler sur l'ambitieux projet de l'imagerie ultrasonore dans l'air appliquée au corps humain. Merci également à Ros Kiri Ing.

Je souhaite remercier mes deux rapporteurs Philippe Pernod et Stefan Catheline pour avoir relu mon travail avec enthousiasme et émis des retours encourageants. Un grand merci au président du jury Pascal Laugier et aux deux examinateurs Didier Casserau et Vincent Pagneux pour leur présence et leur participation au jury.

Je remercie avec une grande reconnaissance mon collègue, mentor et maintenant amis Jérôme Gateau. C'est avec lui que j'ai réalisé les premières versions de l'imageur ultrasonore promis à un bel avenir. J'espère qu'il réalisera la grande carrière de chercheur qu'il mérite.

Je souhaite bon courage à Pavel pour la suite de l'aventure et le remercie pour les différents échanges que l'on a eu.

Je tiens également à remercier les Fonds de l'ESPCI Georges Charpak-Chaire Safran pour la gentillesse de son équipe et pour le financement de mon doctorat et du projet.

Un des aspects à ne pas négliger dans un boulot de thèse est le cadre de travail qu'il propose ainsi que l'ambiance générale du laboratoire. C'est pourquoi je tire mon chapeau à l'ensemble de l'Institut Langevin qui offre des conditions idéales pour accomplir son objectif. J'y ai rencontré de nombreuses personnes très sympathiques. Je remercie donc mes amis du Langevin (pinces monseigneurs et autres).

Pour conclure, je remercie mes proches qui me supportent, supportent mon travail (et que je supporte), pour ce qu'ils me donnent.

"La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : Rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi!"

Einstein

Sommaire

Introduction générale	1
1 Etat de l'art	3
1.1 Vibration en surface du corps humain	3
1.1.1 Vibrations naturelles propres au corps humain	3
1.1.2 Vibrations artificielles générées en surface du corps humain	4
1.2 Détection des mouvements de surface	9
1.2.1 Techniques de mesure globale et sans contact du déplacement du corps humain	10
1.2.2 Mesure ponctuelle sans contact des vibrations du corps humain	10
1.2.3 Techniques d'imagerie et de cartographie de déplacement 2D	11
1.2.4 Mesure des vibrations cardiaques	13
1.3 Interaction peau/ultrasons dans l'air : imagerie d'une surface spéculaire	15
1.3.1 Réflexion aux interfaces et impédance acoustique	16
1.3.2 Rugosité et diffusion	17
1.4 Objectifs de la thèse	18
2 Dispositif mono-élément - Vibromètre ultrasonore 1D	19
2.1 Présentation du système	19
2.2 Méthode du traitement du signal	22
2.2.1 Interpolation parabolique	24
2.2.2 Codage par M-séquence	25
2.2.3 Réverbération	27
2.3 Tests sur un baffle rigide	28
2.4 Tests sur un sujet humain	32
2.4.1 Mesures sur une peau nue	34
2.4.2 Mesure sur une peau recouverte d'un vêtement	35
2.4.3 Mesures au niveau de la carotide	36
2.5 Traitement du signal multi-symboles.	37
2.6 Conclusion	41
3 Imageur 2D : Vibrométrie multi-points	43
3.1 Imagerie d'une surface spéculaire	45
3.1.1 Conception d'une sonde bidimensionnelle ultrasonore fonctionnant dans l'air	45

3.1.2	Montage final	52
3.2	Méthodes de traitement du signal	53
3.2.1	Formation de voies en émission-réception par ouverture synthétique	53
3.2.2	Carte de déplacement	62
3.2.3	Estimation de cartes de déplacement par formation de voies en réception	74
3.3	Applications	77
3.3.1	Mesure de la propagation d'une onde de surface sur un fantôme	77
3.3.2	Détection d'un objet caché sur le corps humain	82
3.4	Conclusion	85
4	Amélioration du dispositif et caractéristiques avancées	87
4.1	Prise en compte de la directivité des émetteurs	87
4.2	Insonification multi-symbole	92
4.3	Système à 36 pastilles - Amélioration de l'insonification	96
4.3.1	Présentation	96
4.3.2	Reconstruction des images	99
4.3.3	Estimation de la vitesse de la surface	100
4.3.4	Résultats <i>in vivo</i>	103
4.4	Etude de l'effet d'un vêtement sur la mesure	110
4.4.1	Caractérisation des paramètres de transmission du vêtement	110
4.4.2	Effet de champ proche	112
4.4.3	Simulation des réflexions multiples sur le tissu et sur la peau	113
4.4.4	Résultats expérimentaux	116
4.5	Conclusion	118
	Conclusion générale	120
	Bibliographie	122
	Annexes	A1
A	Formalisme de la focalisation en émission/réception- Comparaison des modes simultané et séquentiel (par synthèse d'ouverture)	A1
B	Images supplémentaires de la surface immobile.	B1
C	Contribution des signaux parasites issus des trajets directs entre les émetteurs et les récepteurs	C1
D	Bruit de déplacement et bruit de vitesse	D1

Introduction générale

L'écholocation est une technique communément employée dans la nature par des animaux tels que la chauve-souris ou le dauphin. Grâce aux ondes ultrasonores qu'il émet et qui sont rétrodiffusées par les obstacles environnants, l'animal, peut après analyse des ondes reçues, se représenter une image de son environnement. En 1912, Lewis Fry Richardson s'en inspire pour mettre au point un dispositif de détection d'iceberg [1]. Peu après, Paul Langevin développa durant la première guerre mondiale les premiers systèmes SONAR (appelés à cette époque ASDIC) pour la localisation des sous-marins. Il inventa en 1917 le « triplet de Langevin » permettant l'émission et la réception d'ultrasons à partir de l'effet piézoélectrique. Dans les années 1940 les chercheurs et médecins commencèrent à s'intéresser aux ultrasons. Les premières applications portèrent sur de la thérapie grâce à l'échauffement par ultrasons du tissu biologique. A partir de 1950 les ultrasons sont utilisés pour imager et diagnostiquer le corps humain. Depuis, les propriétés non-invasives et non-ionisantes des ultrasons ainsi que le faible coût de fabrication comparé aux autres dispositifs d'imagerie (IRM, Rayon X) font de l'imagerie ultrasonore un sujet de recherche et de développement dynamique et cela tout au long de la deuxième moitié du XX siècle.

Aujourd'hui, l'échographie ultrasonore est couramment utilisée pour le diagnostic médical temps réel. En utilisant des réseaux de transducteurs fonctionnant en émission et en réception, il est possible de visualiser en profondeur en $2D$ ou $3D$ les tissus du corps humain d'impédances acoustiques différentes. La cadence d'imagerie augmente à mesure que l'électronique progresse. On peut ainsi observer aussi bien le mouvement d'un fœtus en temps réel que le mécanisme de pompage du cœur permettant de diagnostiquer éventuellement des malformations. Ces images échographiques, représentées en niveaux de gris, apportent une information qualitative sur la rétrodiffusion des ondes acoustiques par les différentes structures du corps.

Notons que l'ensemble des techniques d'imagerie ultrasonore du corps humain nécessitent le contact entre la sonde et le corps au moyen d'un gel de couplage. L'idée principale de ce travail de thèse est d'explorer un nouveau type d'imagerie ultrasonore qui soit sans contact afin d'ouvrir des champs d'applications novateurs.

L'objectif de la thèse est double. Nous nous focalisons dans un premier temps sur la réalisation d'un imageur ultrasonore fonctionnant dans l'air destiné à visualiser à distance le mouvement vibratoire de la surface du corps humain. Puis dans un

second temps, nos travaux se sont portés sur l'utilisation de ce dispositif pour observer la propagation des ondes mécaniques à la surface du corps humain. Le dispositif imageur doit fonctionner à distance et observer les mouvements vibratoires d'une surface de plusieurs dizaines de centimètres au carré. Le problème majeur que nous avons à résoudre dans le cadre de cette thèse est celui du comportement spéculaire de la réflexion des ondes ultrasonores se propageant dans l'air, par la surface de la peau. En échographie médicale conventionnelle, on observe un bruit échographique (le speckle ultrasonore) provenant des très nombreux diffuseurs du corps humain situés à toutes les profondeurs. En revanche, avec l'échographie sans contact, on s'intéresse uniquement aux échos provenant de la surface de la peau qui sont de nature spéculaire et qui du fait de la courbure du corps humain peuvent donner lieu à des ondes réfléchies se propageant dans des directions très différentes de celles des ondes incidentes.

Ce manuscrit comporte quatre chapitres. Dans le chapitre 1, nous rappellerons d'abord le type d'ondes mécaniques observable en surface du corps humain qu'elles soient d'origine interne ou externe. Ensuite, un état de l'art des techniques existantes pour visualiser les mouvements de surfaces est détaillé.

Nous décrivons au chapitre 2 une première sonde monovoie qui permet de détecter localement des vibrations de la peau aussi faibles que celles induites par les battements cardiaques.

Dans le chapitre 3 nous présenterons un imageur multivoie ultrasonore haute cadence qui permet l'imagerie bidimensionnelle des mouvements vibratoires de la surface d'un gel ou de la peau. Pour valider l'approche proposée, la propagation d'une onde de surface sur la peau ou sur un fantôme mimant le corps humain a été imagée. On montrera également que l'interférence de cette onde avec une hétérogénéité permet de détecter la présence d'un objet étranger.

Au chapitre 4, nous améliorerons le dispositif précédent en proposant un prototype plus complet d'imageur multivoie qui permet d'observer les vibrations naturelles du corps humain, telles que le battement cardiaque ou l'onde de pouls. Par ailleurs, l'influence de la présence d'un vêtement proche de la peau lors de la mesure sera étudiée.

CHAPITRE 1

Etat de l'art

1.1 Vibration en surface du corps humain

L'objectif de cette thèse est le développement de méthodes ultrasonores sans contact fonctionnant dans l'air pour la détection de vibrations de faible amplitude à la surface du corps humain, sur la peau. L'étude de ces mouvements de surface ouvre plusieurs champs d'application. Les ondes de surface se propageant sur les solides mous ont une vitesse locale dépendante de l'élasticité du milieu. Ainsi, la détection de cette vitesse pourrait permettre de caractériser l'élasticité de la couche superficielle ainsi que ses hétérogénéités. A partir de cette caractérisation, nous pouvons émettre l'hypothèse qu'il est possible de détecter des objets cachés sur ou sous la surface de la peau dans un objectif de sécurité dans les aéroports. Cette mesure sans contact de l'élasticité peut également avoir un fort intérêt médical, avec le potentiel diagnostic de plusieurs pathologies. Nous pouvons plus particulièrement avoir accès à des informations sur la physiologie cardiaque et respiratoire du corps humain.

Après avoir détaillé les différents types de mouvements vibratoires en surface du corps humain, on présentera les méthodes existantes de mesure sans contact de ces vibrations. Nous avons choisi de distinguer les vibrations en surface du corps en deux groupes : les vibrations naturelles engendrées par le fonctionnement du corps humain et celles générées de manière externe et artificielle.

1.1.1 Vibrations naturelles propres au corps humain

Le fonctionnement du corps humain met en jeu de nombreux mécanismes dont certains aboutissent à la mise en vibration de la surface de la peau. Parmi ces mécanismes, nous pouvons citer le mouvement perpétuel d'organes vitaux tel que le cœur ou les poumons.

Vibration cardiaque

Lors d'un cycle cardiaque, le muscle cœur (myocarde) s'active en réponse à un signal électrique. Il génère différents types de vibrations suivant qu'il se contracte ou se remplit. Un cycle se décompose en deux phases. La phase du cycle durant laquelle le cœur se contracte est appelée la systole. La phase du cycle durant laquelle le cœur se

relâche est appelée la diastole. Au cours de ces phases, les principaux compartiments de la pompe cardiaque, tel que les oreillettes et les ventricules se remplissent et se vident grâce à l'ouverture et la fermeture des valves [2]. Toutes ces actions produisent des vibrations mécaniques qui sont transmises jusqu'à la surface de la peau.

D'autre part, la contraction du myocarde éjecte le sang à travers l'arbre cardiovasculaire composant le corps humain. Cette éjection entraîne donc une pulsativité du réseau vasculaire déclenchée par le battement cardiaque, créant ainsi une source de vibration. En effet, il est courant pour déterminer la pulsation cardiaque, de prendre son pouls en sentant la vibration avec sa main au niveau du poignet ou de la carotide. La vibration ressentie est due à l'onde mécanique engendrée par le cœur dans les vaisseaux. Elle est appelée onde de pouls.

En médecine, différents systèmes existent pour l'étude et la surveillance du système cardiaque. Ils mesurent à chaque fois un paramètre particulier. Une des méthodes de référence est l'électrocardiographie permettant l'acquisition du signal électrique du cœur. Cette technique est très utilisée dans le domaine médical pour le suivi du cycle cardiaque et le calcul de la fréquence cardiaque car elle possède une excellente résolution temporelle. C'est pourquoi nous l'utiliserons dans les expériences du chapitre 2 pour valider les résultats obtenus avec le système ultrasonore.

Respiratoire

La fonction respiratoire appelée ventilation pulmonaire se divise également en deux temps : la cage thoracique se gonfle lors de l'inspiration de l'air dans les poumons et se vide lors de l'expiration de l'air. Une fréquence respiratoire normale se situe entre 12 et 20 cycles par minute chez l'adulte. A chaque cycle respiratoire, le thorax qui se gonfle et se dégonfle provoque un déplacement cyclique de la surface de la peau. Les amplitudes de déplacement du mouvement respiratoire sont beaucoup plus importantes (de l'ordre du millimètre) que celles liées aux battements cardiaques (de l'ordre de la dizaine de micron).

La méthode de référence pour mesurer le volume d'air inspiré et expiré ainsi que le débit ventilatoire est la spirométrie. Cette méthode nécessite le placement du capteur spirométrique dans la bouche. Cette approche très intrusive et inconfortable a l'inconvénient d'influer sur le comportement respiratoire du sujet. En effet, la fonction respiratoire peut être modifiée consciemment ou non par le patient. Ainsi, la mesure du volume d'air par spirométrie est sujette à des interférences émotionnelles. Une approche sans contact et à l'insu du patient permettrait d'obtenir des informations non biaisées sur la fonction respiratoire.

1.1.2 Vibrations artificielles générées en surface du corps humain

L'idée à l'origine du projet est motivée par l'utilisation d'une approche multi-ondes avec un système d'imagerie ultrasonore dans l'air appliqué à l'observation des ondes de surfaces sur le corps humain afin de détecter des hétérogénéités d'élasticité. La méthode multi-ondes est basée sur l'interaction entre deux types d'onde [3]. Généralement, la première onde apporte un contraste intéressant (ici l'onde de surface) alors que la

seconde onde (ici les ultrasons) apporte une bonne résolution spatiale. Cette approche a connu un grand succès avec l'élastographie dynamique impulsionnelle [4, 5, 6]. Le principe de l'élastographie impulsionnelle consiste à générer une onde de cisaillement de basse fréquence dont la vitesse de propagation est faible ($c_c \sim 10 \text{ m.s}^{-1}$) à l'intérieur du corps humain et à la suivre grâce à l'utilisation d'un second type d'onde (les ultrasons - ondes de compression) dont la vitesse de propagation est bien plus rapide ($c_{us} \sim 1500 \text{ m.s}^{-1}$). Ainsi l'onde de compression est utilisée pour faire l'imagerie de l'onde de cisaillement qui est sensible aux hétérogénéités d'élasticité et apporte un contraste mécanique.

L'idée initiale de ce projet est de mettre le corps en vibration de manière externe afin de générer des ondes basses-fréquences à la surface de celui-ci. Deux cas d'étude sont alors possibles. Le premier cas correspond à une excitation générale du corps humain à partir d'une plate-forme vibrante positionnée sous les pieds. Tandis que le second consiste à générer une onde de surface de manière locale sur une partie du corps humain. Suivant le mode de génération de la vibration, la réaction du corps sera différente.

Excitation globale du corps humain avec une plateforme vibrante

Au début de la thèse, nous avons envisagé de mettre le sujet humain en vibration en plaçant un vibreur sous ses pieds. Le but est de connaître l'effet d'une telle excitation sur les déformations en surface de la peau et de déterminer quel type de vibration émettre. L'étude d'articles scientifiques dans le domaine sportif, de la protection des travailleurs et du jeu vidéo a permis d'apporter des éléments de réponse.

Les travaux en biomécanique de [7] et [8] montrent que les différentes parties du corps humain possèdent des fréquences de résonance propres. Des figures (voir Figure 1.1) tirées de ces études caractérisent la réponse du corps humain comme un système masse ressort pour des fréquences de vibration allant jusqu'à 100 Hz. Ces modèles varient évidemment d'une personne à l'autre suivant la morphologie.

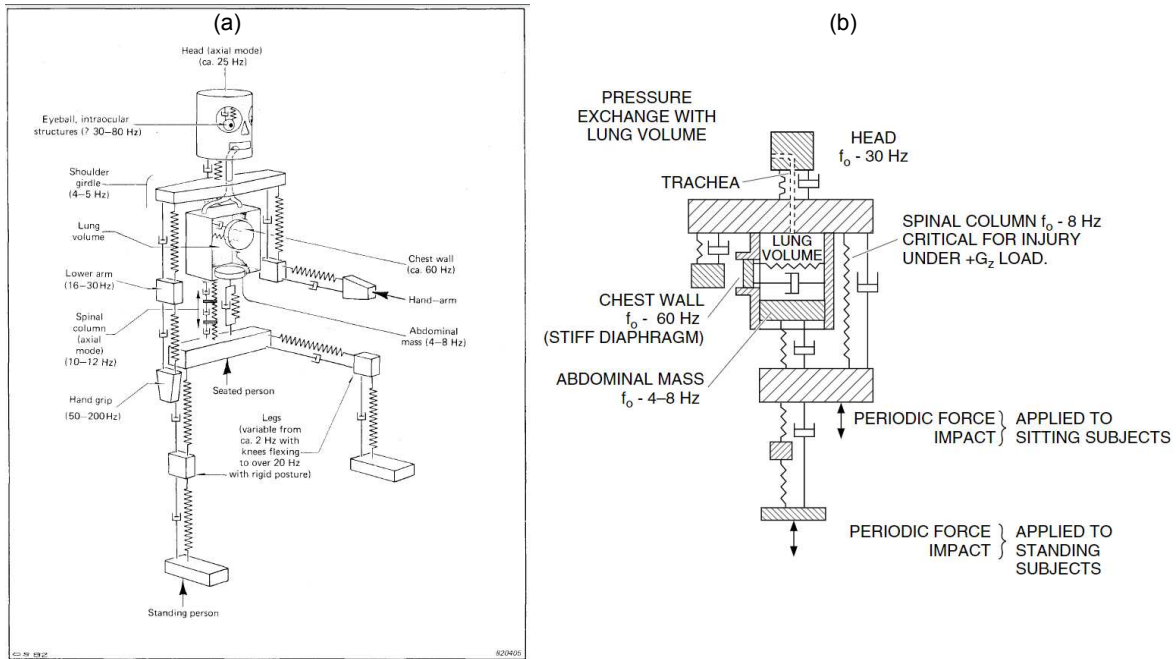


Figure 1.1 : Figures caractérisant le corps humain à partir de systèmes masse-ressort amortis. (a) Figure tirée de [7] (b) Figure tirée de [8]

Dans le même ordre d'idée, des chercheurs utilisent une plateforme vibrant verticalement en régime impulsionnel ou continu afin d'étudier l'impact de la course à pied, de la marche [9, 10] ou même les dispositifs vibrants Powerplate commercialisés pour le renforcement musculaire. Le dispositif classique de mise en vibration du corps humain est représenté sur la Figure 1.2. Ce dispositif est composé d'une plateforme vibrante et de l'utilisation d'accéléromètres (1 ou 3 axes avec bande passante 0 – 200 Hz) pour mesurer les vibrations.

Une étude observe la transmission de vibrations à 28, 33 et 42 Hz sur le corps de l'adulte et de l'enfant [11] à partir d'un ensemble de caméras permettant de mesurer les vibrations sur différentes parties du corps telles que les chevilles, les genoux, les hanches, le sternum et la tête. Ils ont montré que la transmission au niveau des hanches et du sternum était faible. L'utilisation des vibrations larges bandes chez l'adulte montre qu'au dessus de 30 – 40 Hz la transmission décroît fortement et qu'il apparaît des pics de transmission probablement aux résonnances de la partie du corps considérée [12].

Ces travaux concernent principalement la réponse globale du corps à des vibrations. Cependant si l'on veut étudier la manière dont la surface du corps humain est mise en vibration lorsque celui-ci est placé sur une plate-forme vibrante, il semble intéressant d'aborder la problématique sous un angle différent. Challis et al. [13] ont par exemple considéré les os comme des segments rigides transmettant la vibration directement aux tissus biologiques (peau, muscles et tissu adipeux) assimilés à des masses molles. Ainsi, lors d'un impact, les os ont un comportement haute-fréquence contrairement aux tissus mous qui ont un mouvement de basse fréquence. Le mouvement des tissus mous permet de réduire la charge imposée au système musculo-squelettique et absorbe en déformation une partie de l'énergie délivrée par la vibration. Suivant la contraction

musculaire la fréquence de résonance d'un compartiment musculaire change [14].

D'autre part, certaines études montrent l'aspect dynamique du corps en réponse à une vibration. Le corps et plus particulièrement les muscles, lorsqu'ils sont soumis à une vibration, réagissent de manière à absorber et à atténuer la vibration en se contractant [15, 9, 16].

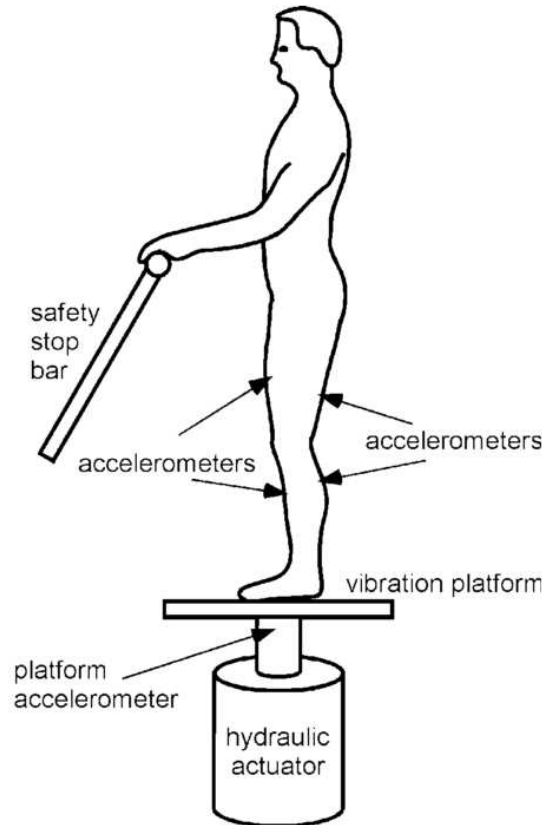


Figure 1.2 : Dispositif classique dans la communauté des biomécaniciens pour l'étude des vibrations sur le corps humain. Figure tirée de [15]

D'autres champs d'études existent dans le domaine du « skinning » du jeu vidéo [17, 18], travaillant sur la modélisation de la déformation de la peau. En effet, les personnages humains virtuels doivent reproduire au mieux les déformations en surface de la peau lors de leurs comportements usuels car l'œil humain est très sensible à ce genre de mouvements même lors d'efforts (tels que la course par exemple). Les modèles qui nous intéressent ici sont les plus complexes et reposent sur des modélisations par éléments finis et d'un maillage 3D. De ces études, il ressort que la peau reproduit principalement les mouvements d'oscillation globaux des muscles sous-jacents.

L'étude de la mise en vibration globale du corps humain nous a conduit dans un premier temps à faire l'acquisition d'un vibreur commercial power plate afin d'avoir un avis empirique. La force des vibrations et l'inconfort produit nous a amené à abandonner cette approche dans la thèse. Ce genre de système fait d'ailleurs l'objet de polémiques concernant la santé de l'utilisateur [19].

Les arguments supplémentaires pour justifier la mise à l'écart de cette approche sont :

- une atténuation de la transmission dans le haut du corps et une atténuation des hautes fréquences
- une mise en vibration des masses molles de types grandes déformations ne permettant pas la propagation d'une onde de surface
- la forte variabilité suivant les individus
- et la réaction musculaire visant à atténuer la vibration.

Excitation locale de la surface du corps

Pour montrer la pertinence de l'approche multi-ondes, reposant sur l'observation de la propagation d'une onde de surface sur le corps par une caméra ultrasonore, et du fait de la complexité de la mise en vibration du corps dans son ensemble, il nous a semblé plus judicieux d'utiliser une excitation locale du corps humain. Cette méthode nécessite un accès à la peau dans la zone de mesure et est donc partiellement intrusive. Cependant l'avantage principal de cette approche repose sur un meilleur contrôle des ondes mécaniques de surface.

Les ondes de surface qui nous intéressent sont les ondes de Rayleigh car elles ont l'avantage de se déplacer lentement avec une amplitude de déplacement normale en surface du tissu biologique typiquement de l'ordre de la dizaine de microns jusqu'à la centaine de microns pour des fréquences inférieures à la centaine de Hertz. Les ondes de surface, comme les ondes de cisaillement, ont des propriétés qui dépendent principalement des modules viscoélastiques de cisaillement [20]. La plage de fréquence étudiée dans cette étude [20] est de 20 – 100 Hz. Au dessus l'atténuation est trop forte et l'onde ne se propage pas sur plus de quelques centimètres. Et en dessous de ces fréquences, la longueur d'onde devient trop grande par rapport aux parties du corps humain pour y propager une onde de surface. Le comportement des ondes de surface est pertinent pour la mesure subsurface de l'élasticité car les ondes de Rayleigh pénètrent sous la surface avec une amplitude significative sur une profondeur qui dépend de la fréquence et qui est comparable à la longueur d'onde sur la surface.

Les informations importantes à retenir sur les ondes de Rayleigh pour notre utilisation sont la faible vitesse de propagation du m/s à la dizaine de m/s et la longueur d'onde détermine la profondeur de pénétration ainsi que la distance de propagation. En d'autres termes, il y a un compromis entre la profondeur d'exploration, la taille de l'hétérogénéité à détecter (longueur d'onde), et la zone de travail inspectée (atténuation). Les fréquences offrant un bon compromis pour notre application se trouvent autour de 50 Hz avec une longueur d'onde de l'ordre du centimètre permettant une propagation sur environ 10 cm.

Suivant l'application, certaines études utilisent des plages de fréquences différentes. L'équipe de Zhang et al. [21] a montré sur plusieurs sujets qu'il était possible de détecter, *in vivo*, des pathologies de la peau impliquant une modification des propriétés élastiques en utilisant des fréquences de 100 à 400 Hz. Sur le muscle, l'étude de [22] utilise la propagation des ondes de surface entre 10 et 50 Hz sur une longueur d'une dizaine de centimètres pour en déduire les variations d'élasticité avec la contraction.

La vitesse de l'onde varie de 1 m/s à 10 m/s environ. D'autres études montrent la pertinence de l'approche par ondes de surface pour le diagnostic et la détection d'œdèmes [23] ou de tout autres maladies altérant la surface de la peau [20]. Des maladies du poumon modifiant l'élasticité intercostale peuvent également être détectées par l'utilisation des ondes de surface [24].

Pour créer les ondes de surface, il est préférable d'appliquer un déplacement normal sur la surface de la peau [25]. Cette méthode est utilisée dans la plupart des études mobilisant les ondes de surface. C'est la solution que nous avons retenue pour générer des ondes de surface sur le gel ou sur la peau avec l'application d'un vibreur perpendiculairement à l'interface. Cette technique nécessite de travailler en contact.

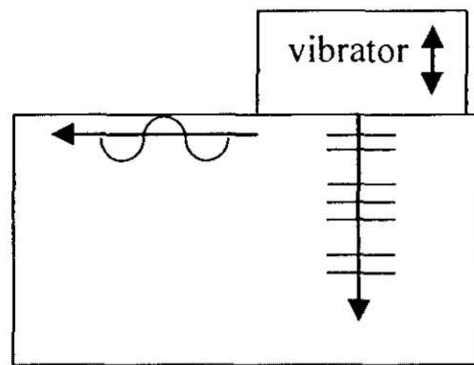


Figure 1.3 : tirée de [25]. Dispositif expérimental permettant la génération d'onde de surface

1.2 Détection des mouvements de surface

Pour observer les ondes de surface, plusieurs systèmes de mesure existent. On peut utiliser des capteurs avec contact ou sans contact pour la mesure de vibrations. La majorité des capteurs de vibrations avec contact sont des accéléromètres [26]. Notre approche repose sur une mesure sans contact de la vibration. Elle apporte de nombreux avantages à savoir une mesure non-invasive, non-nocive et non intrusive.

La mesure sans contact est d'un grand intérêt dans des cas extrêmes de personnes dont on ne peut pas toucher la peau (allergies, brûlures). Elle présente de nombreux avantages également dans tout le domaine de la surveillance en continu sur le long terme en milieu hospitalier ou en environnement quotidien de personnes âgées, nouveaux nés, personnes hospitalisées. Elle est plus confortable car elle n'encombre pas et n'inhibe pas le patient avec de nombreux câbles, et s'affranchit des problèmes d'irritations de la peau dus au contact de patch ou autres capteurs.

Dans le cas précis du monitoring de la respiration, le patient ne ressent pas la mesure avec un système sans contact. Il sera moins susceptible d'altérer sa respiration qu'avec des mesures invasives telles que la spirométrie [27].

Cette section présentant les méthodes de mesure sans contact de vibrations s'articule en trois sous-parties. Nous commençons par introduire les techniques de mesure

globale du mouvement vibratoire d'une surface, puis celles permettant une mesure ponctuelle, ensuite nous présentons les techniques de mesure à deux dimensions des vibrations d'une surface et nous terminons par les méthodes de mesure des vibrations cardio-respiratoires appelées seismocardiographie et ballistographie.

1.2.1 Techniques de mesure globale et sans contact du déplacement du corps humain

Pour le monitoring de la respiration et du battement cardiaque, plusieurs systèmes ont été développés. Les radars micro-ondes sont principalement utilisés. Les premières applications de ce type remontent aux années 70 [28, 29] avec le monitoring des mouvements du cœur et de la respiration. Il est possible de séparer les méthodes radiofréquences en deux catégories. La première utilise l'envoi d'une onde en continu (mode continuous waves CW) et démodule la phase directement liée au déplacement de la surface ($\phi = \frac{4\pi x}{\lambda}$) [30, 31]. La sensibilité peut atteindre jusqu'à $\frac{\lambda}{400}$ [32]. Ainsi, pour une fréquence porteuse de 10 GHz ($\lambda = 3$ cm) la sensibilité est de $75 \mu\text{m}$. Ces sensibilités permettent de détecter également les mouvements dus au battement cardiaque. La seconde méthode radar la plus utilisée repose sur l'utilisation d'ondes larges bandes permettant l'envoi d'impulsions. Cette technique qualifiée d'Ultra Wide Band Pulsed Radar (ou UWB) [33, 34, 35] utilise la distance parcourue par l'impulsion pour déterminer le mouvement de la surface. Elle a l'avantage de consommer peu d'énergie. Les radars UWB ont été commercialisés dans l'industrie médicale (voir VSM, LifeWave ou PAMTM3000 [36]). Avec ces systèmes électromagnétiques, la personne peut se trouver jusqu'à une dizaine de mètres du dispositif. Aujourd'hui, les techniques électromagnétiques pour le monitoring de la respiration et éventuellement du cœur sont les plus abouties. Les points forts de ces méthodes sont la mesure possible sans un accès direct à la personne (à travers un vêtement ou un mur [36]). Les points faibles sont une mesure globale de la respiration et du battement cardiaque et une exposition aux ondes électromagnétiques qui commence à être controversée.

Quelques systèmes ultrasonores sans contact existent mais sont peu nombreux. Certaines études émettent des ultrasons à 40 kHz et 240 kHz et appliquent le mode échographique pour détecter les vibrations dues à la respiration avec une sensibilité de 0,3 mm [37, 38]. D'autres systèmes utilisent le même principe avec une fréquence de 25 kHz et acceptent la présence d'un vêtement [39, 40, 41]. L'avantage des méthodes ultrasonores repose sur leurs caractères inoffensifs et peu coûteux.

Toutes ces techniques proposent une mesure globale des vibrations induites par la respiration et les battements cardiaques. Il existe néanmoins des outils permettant la mesure ponctuelle de cette vibration comme l'interféromètre laser ou vibromètre laser.

1.2.2 Mesure ponctuelle sans contact des vibrations du corps humain

Ces techniques reposent principalement sur l'utilisation d'un vibromètre laser. L'avantage du laser est d'offrir un faisceau fin. Cela permet d'avoir un spot de mesure très petit. La première étude date de 1985 [42]. Elle présente les résultats de la mesure des déplacements du thorax et du cœur sur des chiens avec un montage laser. La taille

du point mesurée est de 1 mm^2 et la résolution en déplacement est de $16 \text{ }\mu\text{m}$.

Plus récemment, une technique appelée vibrocardiographie optique a été utilisée pour la mesure des vibrations du corps en plusieurs endroits [43]. Celle-ci consiste tout simplement à mesurer, à l'aide d'un vibromètre laser doppler [44] (ou LDV en anglais pour *Laser Doppler Vibrometry*), la vibration du corps en un point. Dans toutes les études [45, 46, 43], un vibromètre commercial de la marque Polytech est utilisé (voir Figure 1.4). La mesure de déplacement ou de la vitesse à partir de ce vibromètre (Polytech GmbH, Germany) est basée sur l'effet Doppler. Les auteurs vantent sa précision et sa grande résolution en vitesse atteignant $0.5 \text{ }\mu\text{m/s}$.

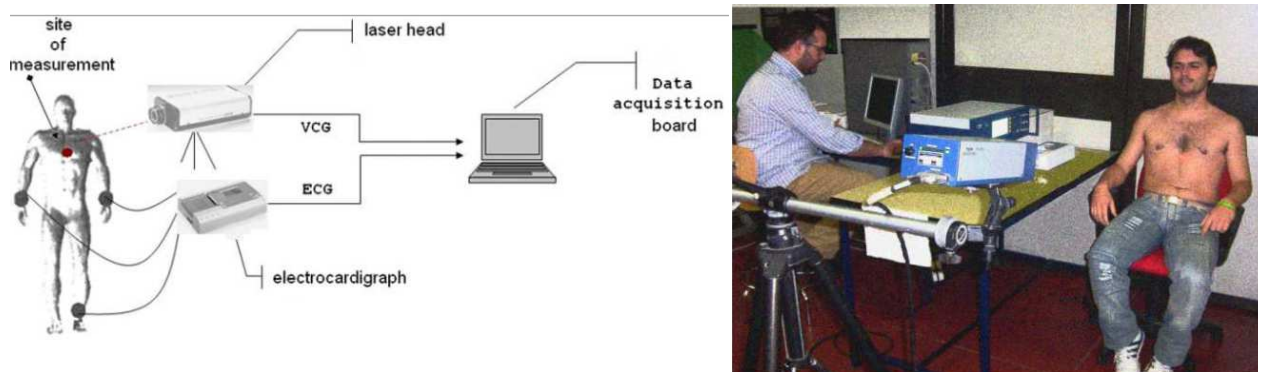


Figure 1.4 : Présentation du montage avec utilisation du vibromètre laser tiré de [36]

Les inconvénients de cette méthode sont tout d'abord le fort coût d'un système de vibrométrie laser ($\sim 10 \text{ k}\$$), la nécessité d'avoir une surface réfléchissante (problème de la pilosité) et la dangerosité du faisceau (lors d'une éventuelle installation dans un environnement de tous les jours). Le sujet doit également être torse nu pour un trajet direct entre le faisceau du laser et la partie du corps d'intérêt de la personne.

La technique de vibrocardiographie optique ayant montré sa pertinence, nous présenterons un vibromètre ultrasonore à une dimension permettant la mesure ponctuelle du déplacement d'une surface en s'appuyant sur cette littérature.

Notre objectif final est la mesure du mouvement d'une surface en deux dimensions. Regardons maintenant quels sont les dispositifs permettant de faire des cartes de déplacement bidimensionnelles.

1.2.3 Techniques d'imagerie et de cartographie de déplacement 2D

Pour obtenir une carte à deux dimensions du déplacement d'une surface, plusieurs techniques ont été développées à partir du vibromètre laser doppler (LDV). La première consiste en un balayage séquentiel de la surface en répétant le phénomène générant la vibration [44]. Il est alors possible d'obtenir le mouvement de la surface sur une grille bidimensionnelle. Cependant cette approche est lente et ne permet pas une mesure instantanée de la vibration, nécessitant de fait une parfaite répétabilité de l'excitation de la surface d'une mesure à l'autre. Une seconde solution est d'utiliser plusieurs lasers pour acquérir en parallèle plusieurs points de la

surface. Cette solution est cependant très couteuse et la grille de points de mesure est imposée par les industriels, ne laissant pas beaucoup de flexibilité à l'utilisateur [47].

Une méthode intermédiaire consiste à balayer le faisceau laser à une cadence plus rapide que la fréquence maximale de la vibration puis de réattribuer les mesures acquises dans le temps aux différents points de l'espace balayé. La technique dite à balayage continu d'un laser (Continuously Scanning LDV, CSLDV [48]) semble être la plus adaptée pour la mesure du mouvement d'une surface vibrante en une acquisition. C'est la méthode employée par [22] pour mesurer la propagation d'ondes de surface sur la peau et dans le but d'estimer l'élasticité du muscle. L'inconvénient principal de ce dispositif est la petite taille du point de mesure et la cadence de balayage qui rend difficile la couverture d'une surface importante. Dans le cas de [22], la mesure se fait uniquement selon une ligne (voir Figure 1.5). Pour couvrir une surface, le balayage devient complexe et va diminuer la fréquence d'échantillonnage du scan.

D'autres approches, utilisent des techniques laser avec de l'interférométrie speckle pour la mesure de déplacement du thorax sur un maillage [49, 50, 51]. Ces mesures nécessitent de peindre le torse du patient avec de la peinture blanche. Elles restent intéressantes pour la mesure de surface vibrante [52].

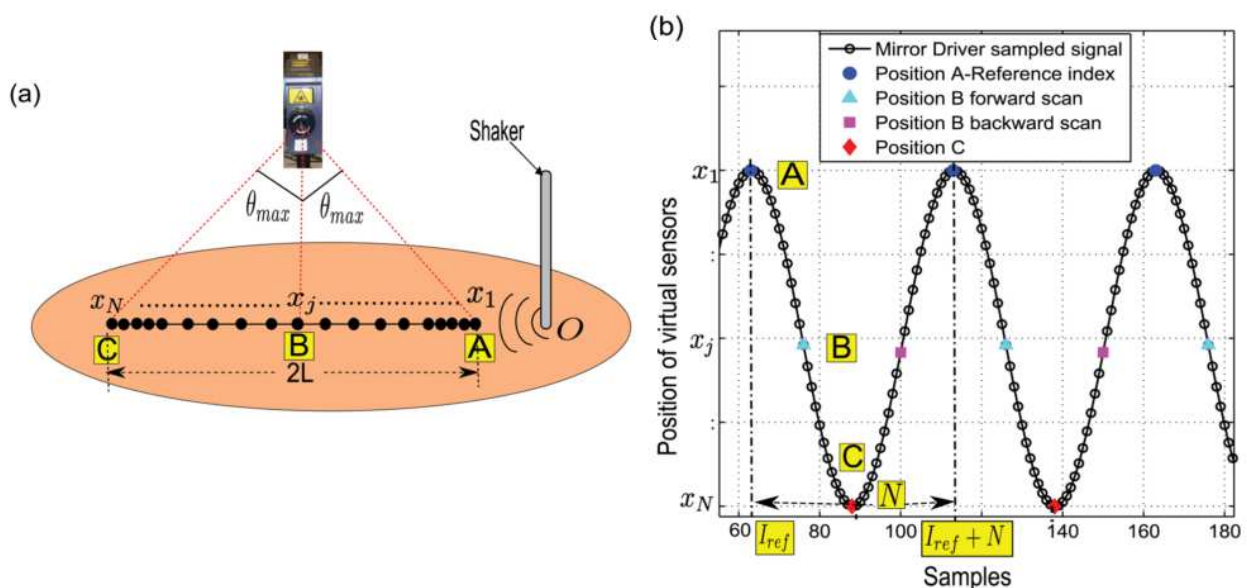


Figure 1.5 : Tirée de [22] illustrant la technique du balayage continu du vibromètre laser (CSLDV) pour mesurer les ondes de surface se propageant sur le muscle. La figure de droite représente la position des sources virtuelles en fonction de l'échantillon mesuré. La discrétisation temporelle uniforme correspond à un réseau linéaire non-uniforme.

Des techniques basées sur l'utilisation de caméras vidéos permettent aussi de mesurer la vibration sur des formes 3D [53]. Elles sont soit actives soit passives, et utilisent une source tel qu'un laser cohérent, la projection d'un motif structuré ou un maillage sur la vidéo elle-même pour en déduire le mouvement [54].

La Figure 1.6 présente un exemple d'une technique appliquée au corps humain. Des caméras optiques CCD en stéréo dans l'infra-rouge mesurent en trois dimensions et en plusieurs points les déplacements dus à la respiration [27] grâce à l'utilisation de

marqueurs réfléchissants posés à différents endroits sur le corps de la personne. Du fait de sa limitation en cadence d'imagerie (de 22 Hz), son application se réduit au monitoring de la respiration.

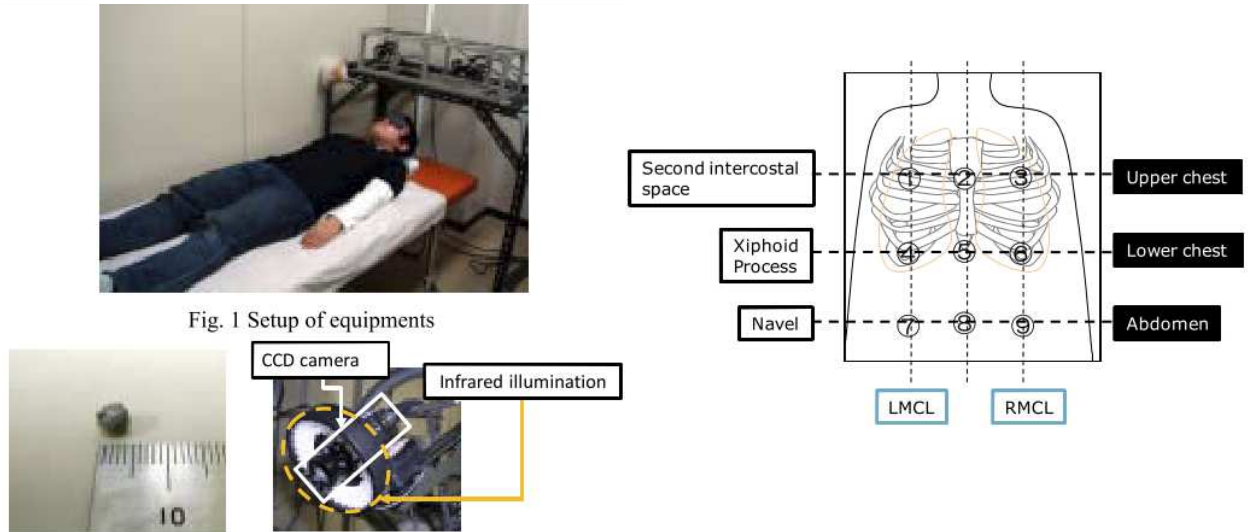


Figure 1.6 : Photos tirées de [27] représentant la configuration de l'expérience, les marqueurs réfléchissants, et la caméra CCD infra-rouge. A droite la position des marqueurs est représentée.

Concernant les éventuels systèmes d'imagerie ultrasonore dans l'air pour l'estimation du mouvement d'une surface, les seuls dispositifs ultrasonores existants à notre connaissance se focalisent sur la détection d'obstacles ou d'objets [55, 56], comme par exemple les radars de recul sur les voitures. A ce jour, il n'existe pas de systèmes ultrasonores permettant la mesure bidimensionnelle du mouvement d'une surface de manière instantanée.

1.2.4 Mesure des vibrations cardiaques

Plusieurs techniques de mesure mécanique de la vibration cardiaque méritent d'être citées car elles sont particulièrement intéressantes pour confronter nos résultats.

Stéthoscope

Lors d'une visite médicale, l'outil de base du médecin est le stéthoscope. Ce dernier permet l'auscultation (du latin *auscultare* écouter avec attention) du patient. Le stéthoscope est composé d'un embout avec deux cotés différents permettant de transmettre et amplifier les sons internes du corps [57]. Le coté diaphragme constitué d'une membrane atténue les sons basses-fréquences et permet d'écouter sélectivement les sons hautes-fréquences (entre 100 Hz et 500 Hz d'après le stéthoscope électronique 3200 3M LittmannTM). Situé au dos du premier, le coté cloche permet la sélection d'un bande de fréquences plus basse (entre 20 Hz et 200 Hz). Différents modèles de stéthoscope, existent aujourd'hui dont les plus récents sont électroniques. La représentation des signaux sonores écoutés dans le corps humain avec un stéthoscope est appelée dans la littérature scientifique un phonocardiogramme (PCG) [58].

Ballistocardiographie et seismocardiographie

Dans la littérature, de nombreux travaux ont étudié les vibrations mécaniques générées par le cœur lors de sa contraction et de son remplissage. En 1877, il a été observé par Gordon [59], que l'aiguille d'une balance vibrait de manière synchronisée avec le battement cardiaque de la personne pesée. Cela est dû au mouvement de recul lors de l'éjection sanguine à chaque battement cardiaque. En effet, en se tenant debout immobile il est possible de ressentir cette effet de balancier à chaque battement cardiaque. La mesure de ces mouvements corporels en réaction à l'éjection du sang dans le réseau vasculaire est appelée ballistocardiographie (BCG). La BCG est donc une mesure globale de la vibration du corps en réponse à la contraction cardiaque.

Dans le même principe, la seismocardiographie (SCG) étudie au moyen d'accéléromètres les vibrations locales du thorax en réponse au battement cardiaque. Cette approche a été observée en 1961 par [60] mais ce n'est que trente ans plus tard qu'une première étude clinique a été réalisée [61]. Cependant, l'encombrement des équipements pour la mesure du SCG et du BCG, font que ce champ d'étude n'est que peu pratiqué par la communauté médicale [62].

Aujourd'hui, les progrès techniques en matière de capteurs ont simplifié les mesures et cette discipline connaît de nouveau un vif intérêt [26, 63]. Le couplage de l'information acquise par un accéléromètre placé sur le thorax avec celle obtenue en échographie cardiaque a permis d'établir une nomenclature et d'identifier les événements du cycle cardiaque [64].

Un diagramme représentant les différents signaux de mesure types lors d'un cycle cardiaque est présenté sur la Figure 1.7. L'ECG, le PCG et le SCG sont visibles. Il est possible de relier la forme des signaux aux différents événements du cycle cardiaque.

La mesure de SCGs a montré de nombreux intérêts que ce soit dans le diagnostic de certaines pathologies cardiaques ou vasculaires [63]. La mesure des signaux mécaniques du cœur permet le calcul d'un paramètre appelé variabilité de la fréquence cardiaque (*Heart Rate variability HRV* en anglais). Ce paramètre HRV a montré un fort potentiel pour la prédiction et le diagnostic de certaines pathologies [65, 66, 67].

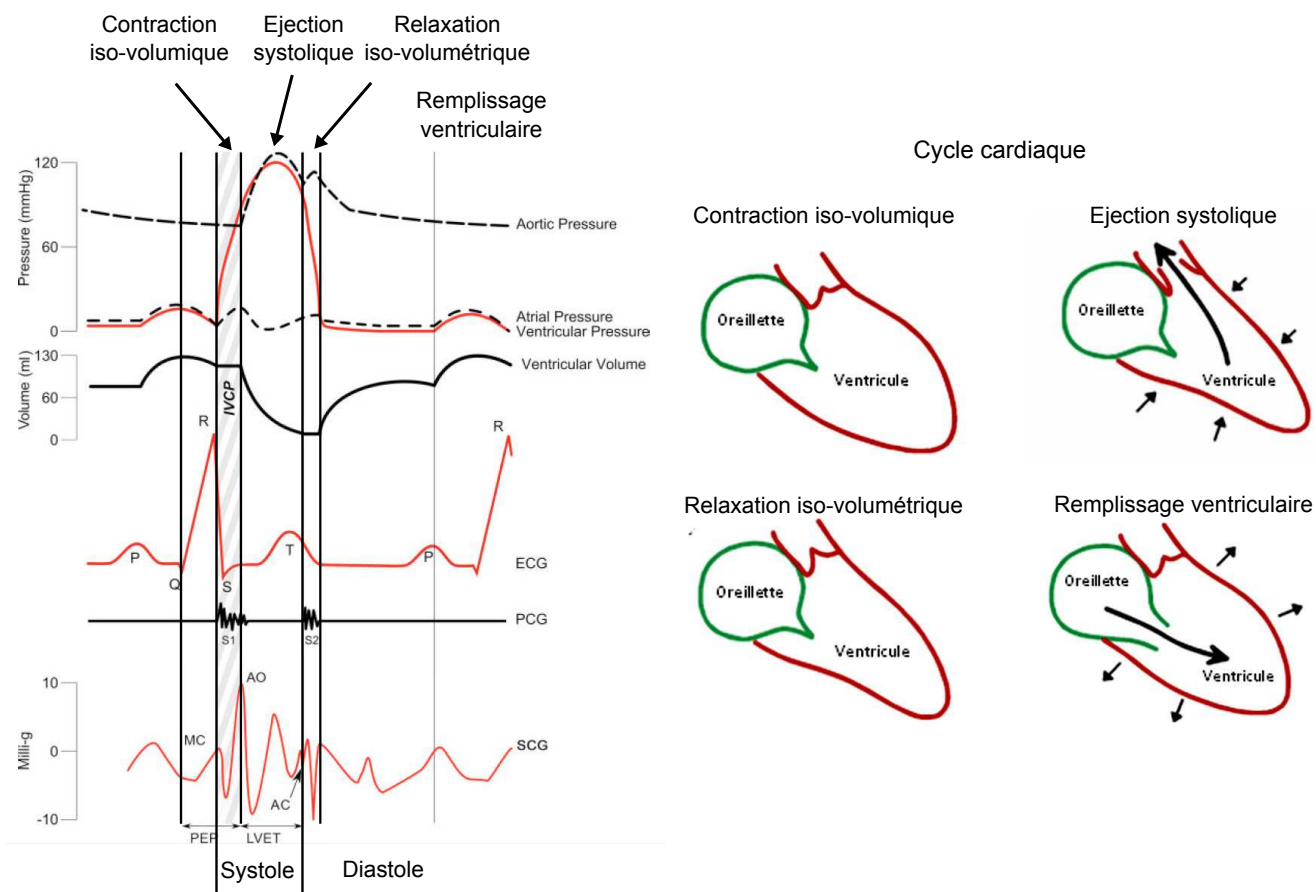


Figure 1.7 : Diagramme présentant différents signaux mesurés au cours d'un cycle cardiaque. Un schéma montre les états correspondants du cœur. Sur le diagramme de haut en bas, nous pouvons observer les signaux de pression aortique, auriculaire et ventriculaire ainsi que le volume du ventricule. Ensuite, un électrocardiogramme (ECG), un phonocardiogramme (PCG) et un seismocardiogramme (SCG) types sont présentés. Les termes PQRST sur l'ECG correspondent à chaque pic suivant la nomenclature conventionnellement adoptée. Les termes indiqués sur le SCG sont MC pour la fermeture de la valve mitrale, AO et AC pour l'ouverture et la fermeture de la valve aortique.

1.3 Interaction peau/ultrasons dans l'air : imagerie d'une surface spéculaire

Comme nous avons pu le voir au paragraphe 1.2.3, il n'existe pas de systèmes utilisant les ultrasons dans l'air pour imager les vibrations de la surface du corps humain. Contrairement aux imageurs ultrasonores médicaux classiques qui explorent l'intérieur du corps grâce à la présence d'un milieu diffusant et la génération d'un bruit échographique appelé speckle (ou tavelure), l'interaction entre les ultrasons dans l'air et le corps est différente. En effet, la différence d'impédance entre les deux milieux et la faible rugosité de la peau comparée à la longueur d'onde de travail implique un régime de réflexion spéculaire.

C'est l'originalité de notre approche qui vise à l'imagerie d'une surface spéculaire en mouvement au moyen d'ultrasons. Cette approche est très différente de l'imagerie échographique interne au corps. Différents phénomènes physiques sont à considérer.

1.3.1 Réflexion aux interfaces et impédance acoustique

De manière générale en acoustique, pour décrire la propagation d'une onde dans un milieu, on se ramène à l'impédance Z de ce milieu. L'impédance du milieu est définie comme le produit de la vitesse de l'onde dans ce milieu c (m/s) et de sa densité d (kg/m^3). Les valeurs classiques de ces paramètres sont données dans le Tableau 1.1. Ces valeurs peuvent varier légèrement suivant les études. L'impédance de certains organes ou zones du corps humain varie d'un individu à un autre et selon l'état de l'organe en lui-même. Le muscle par exemple n'aura pas la même impédance s'il est contracté ou non.

Milieu	Densité (kg/m^3)	Vitesse (m/s)	Impédance (MRay)
Air	1,2	343	4.10^{-4}
Eau	1000	1480	1,48
Poumons	300	600	0,18
Peau		1700	0
Muscle	1068	1600	1,71
Graisse	924	1460	1,35
Foie	1061	1560	1,66
Os	1913	4000	7,65
PZT	7500	4000	30

Table 1.1 : Caractéristiques acoustiques de différentes matières et tissus biologiques [68, 69, 70, 71].

En physique des ondes [72], les coefficients de transmission et de réception sont déterminés à la fois par les angles d'incidence θ_i et de transmission θ_t , et les impédances du milieu 1, $Z_1 = \rho_1 c_1$ et du milieu 2 $Z_2 = \rho_2 c_2$.

Les coefficients en amplitude de réflexion et de transmission correspondant à la Figure 1.8 sont : $r_{12} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t}$ et $t_{12} = \frac{2Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t}$. Et les coefficients en énergie, en incidence normale $\theta_i = \theta_t = 0$ sont : $R_{12} = r_{12}^2$ et $T_{12} = \frac{Z_2}{Z_1} t_{12}^2$.

Dans notre cas l'objet d'étude est le corps humain et plus précisément le tissu biologique en surface de la peau. Considérons que l'impédance du corps humain s'apparente à de l'eau (voir tableau 1.1). L'impédance de l'air est alors bien plus faible que celle du tissu biologique $Z_{air} = 4.10^{-4} \ll Z_{tissu} = 1,48$ MRay.

En première conclusion, l'onde ultrasonore se propageant dans l'air se réfléchit pratiquement entièrement à l'interface avec le corps humain, et aucune énergie n'est transmise à l'intérieur du corps humain. L'emploi seul des ultrasons dans l'air nous fournira des informations uniquement sur la surface d'étude insonifiée et réfléchissante.

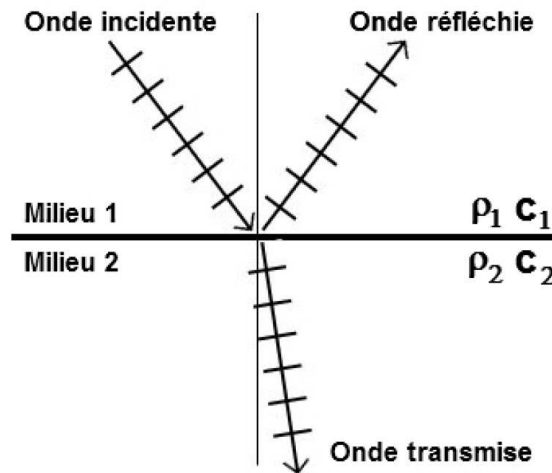


Figure 1.8 : Schéma illustrant le comportement d'une onde entre deux milieux

1.3.2 Rugosité et diffusion

De manière générale en physique des ondes, lorsqu'une onde interagit avec un objet on peut distinguer trois cas :

- La dimension d'interaction de l'interface est très supérieure à la longueur d'onde $d \gg \lambda$ et sa rugosité est inférieure à la longueur d'onde $rug \ll \lambda$, l'onde ultrasonore sera alors réfléchi par l'objet.
- La rugosité de l'interface et/ou la dimension d'interaction est de l'ordre de la longueur d'onde utilisée $d \sim \lambda$, l'onde ultrasonore sera alors diffusée avec des directions privilégiées.
- La taille de l'objet est très inférieure à la longueur d'onde $d \ll \lambda$, l'onde ultrasonore sera diffusée dans toutes les directions.

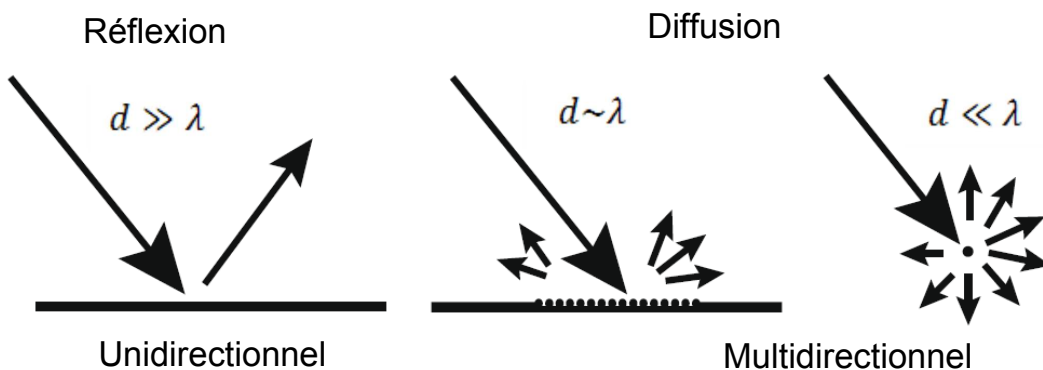


Figure 1.9 : Schéma représentant différentes interactions d'une onde avec un milieu.

Dans le cas de notre étude, les deux milieux physiques sont l'air ambiant et le corps humain caractérisé dans sa majorité par du tissu biologique. L'interface entre ces deux milieux air-tissu biologique est l'enveloppe corporelle composée essentiellement de la peau et de la pilosité.

La taille caractéristique de la rugosité de la peau (chez un individu sain) est inférieure à $100\ \mu\text{m}$ [73], le coefficient de réflexion entre l'air et le tissu humain est très proche de 1 et les longueurs d'onde de fonctionnement de notre système sont supérieures à 4 mm (ce qui correspond à des fréquences inférieures ou égales à 80 kHz dans l'air). Par conséquent, l'enveloppe corporelle agit en première approximation comme une surface spéculaire, continue et lisse vis-à-vis des ultrasons employés par notre système. La peau est à considérer comme un miroir courbe.

A partir des caractéristiques acoustiques de l'objet d'étude (le corps humain) et du milieu de propagation (l'air) un tout nouveau challenge s'offre à nous : comment concevoir un système d'imagerie ultrasonore capable d'observer une surface spéculaire ainsi que ses déplacements ? Qui plus est, cette surface est courbe.

1.4 Objectifs de la thèse

L'objectif de cette thèse est la conception et la fabrication d'un imageur ultrasonore sans contact fonctionnant dans l'air et permettant la mesure de vibrations d'une surface. Les mouvements des surfaces du corps humain en question, sont considérés comme des phénomènes basses-fréquences qui ne dépassent *a priori* pas des fréquences de 500 Hz.

Le cahier des charges du développement de l'imageur acoustique dans l'air doit intégrer les spécifications suivantes :

- une précision suffisante pour pouvoir détecter de faibles déplacements liés soit au battement cardiaque soit à la propagation d'une onde de surface.
- une bonne résolution spatiale de l'ordre du centimètre pour pouvoir caractériser localement les ondes de surface
- une zone d'imagerie suffisamment large pour détecter plusieurs longueurs d'onde de l'onde de surface et observer sa propagation
- une haute cadence d'imagerie respectant le critère de Shannon qui soit au moins deux fois plus grande que la fréquence maximale du phénomène à observer. Dans le cas d'une onde propagative, le temps et l'espace sont reliés par la vitesse de l'onde. Pour ne pas perdre l'information, il faut que l'onde se déplace de moins d'une moitié de la longueur d'onde entre l'acquisition de deux images.

Nous avons choisi de présenter ce manuscrit en suivant l'historique du travail de thèse. Ainsi le dispositif se complexifie au fur et à mesure de la lecture. A partir d'une approche mono-élément, on passera à un premier système multivoies utilisant 12 émetteurs et 256 récepteurs. Enfin, on terminera sur un prototype qui utilise 36 émetteurs et 256 récepteurs permettant des applications intéressantes sur l'homme.

Dispositif mono-élément - Vibromètre ultrasonore 1D

Ce chapitre est consacré à la conception et l'étude d'un dispositif mono-élément. Cette première étape du projet permet d'appréhender de manière simple les différentes problématiques liées à la focalisation ultrasonore dans l'air, au traitement du signal et aux contraintes de temps réel. Après optimisation de la méthode et validation des résultats, le dispositif a été appliqué au corps humain pour la mesure, sans contact, de signes vitaux cardiaque et respiratoire sur des sujets sains consentants. Pour confirmer la pertinence de ce dispositif, ces résultats ont été confrontés à des méthodes de référence, le vibromètre laser et l'électrocardiogramme (ECG). Pour finir, un traitement du signal plus complexe a été étudié afin de repousser les limites de la fréquence d'échantillonnage de ce système.

2.1 Présentation du système

L'objectif de ce travail est de concevoir un système permettant la mesure ponctuelle du déplacement normal d'une surface. Pour cela, une antenne elliptique, un transducteur piézoélectrique et un microphone avec une plage de fréquences large bande sont utilisés. L'ensemble des capteurs est contrôlé par un ordinateur. Les détails du dispositif apparaîtront au fur et à mesure de la lecture.

Le cahier des charges initial impose une mesure sans contact de déplacement à une distance de quelques dizaines de centimètres et sur un diamètre inférieur ou de l'ordre du centimètre (mesure locale). Pour pouvoir se propager dans l'air sur une distance de la dizaine de centimètres, la fréquence des ultrasons doit être choisie judicieusement du fait de la dépendance de l'atténuation. L'atténuation de l'onde acoustique dans l'air à 40 kHz est de l'ordre de $-1,32$ dB/m (pour des conditions normales à 20°C , 50% d'humidité et 1013hPa)¹. A 400 kHz celle-ci s'élève jusqu'à -29 dB/m. Pour cette raison, l'utilisation de fréquences inférieures à 100 kHz est avantageuse. En effet, à ces fréquences, la distance parcourue par l'onde pour une puissance acoustique générée raisonnable est optimale.

1. Calculé à partir de <http://resource.npl.co.uk/acoustics/techguides/absorption/>

Pour obtenir une mesure de déplacement sur un diamètre de l'ordre du centimètre avec des ondes acoustiques de fréquences inférieures à 100 kHz, il est nécessaire de focaliser les ultrasons. Il existe plusieurs techniques permettant la focalisation :

- avec une lentille à partir d'une source ponctuelle ou d'une onde plane
- avec une coupelle hémisphérique tapissée de transducteurs (PZT ou PVDF) focalisant en son centre
- avec un miroir sphérique, parabolique ou elliptique à partir d'une source ponctuelle ou d'une onde plane

Notre choix s'est porté sur le miroir elliptique car il a deux foyers. Il permet ainsi d'utiliser un seul émetteur, placé au premier foyer, et de déporter la focalisation au niveau du second foyer où la surface de mesure sera positionnée (voir Figure 2.1). Le miroir elliptique a été usiné avec des plaques de PVC. Pour rendre la construction plus facile, le miroir n'est pas continu mais possède une courbure discrétisée en escalier (de type lentille de Fresnel). Le pas en profondeur de cette discrétisation est de 2 mm. Cette valeur est quatre fois plus petite que la longueur d'onde λ pour une fréquence centrale de travail de 40 kHz.

Les dimensions de l'ellipse ont été choisies de telle sorte que la résolution latérale soit de l'ordre du centimètre pour une distance de travail de la dizaine de centimètres. La dimension de la tache de diffraction définie à -6 dB en amplitude est de [74] :

$$r_{lat} \approx 1.02 \frac{\lambda z_F}{D} \quad (2.1)$$

Avec r_{lat} la résolution latérale à -6 dB, λ la longueur d'onde, z_F la profondeur et D le diamètre de la coupelle.

Ainsi, pour avoir une tache focale de l'ordre du centimètre à 40 kHz, le rapport $\frac{\lambda z_F}{D}$ doit être proche de 1.

Les dimensions choisies sont indiquées sur la Figure 2.1. L'émetteur est un transducteur piézoélectrique de 8,9 mm de diamètre (APC international Ltd). Il est placé au foyer de l'ellipse le plus proche du miroir. La focalisation de l'onde émise est réalisée au niveau du second foyer. L'onde réfléchiée par la surface est mesurée par un microphone (FG-23329, Knowless Electronics) placé dos à dos de l'émetteur. Le signal du microphone est pré-amplifié par une électronique (kit K2572 modifié de marque Velleman) de bande passante 100Hz – 100 kHz.

Le transducteur et le récepteur sont connectés à l'ordinateur via une carte d'acquisition U2542A de marque Agilent. Elle possède quatre entrées analogiques de 500 kHz de fréquence d'échantillonnage sur une quantification de 16 bits et de deux sorties numérique/analogique échantillonnant jusqu'à 1 MHz sur 12 bits. Le récepteur est connecté à une entrée et l'émetteur est connecté à une sortie du boîtier U2542. Les entrées restantes seront utilisées pour l'enregistrement de signaux provenant d'appareils de mesure supplémentaires. Un enregistrement simultané permettra de comparer les signaux de chaque dispositif de mesure. La seconde sortie numérique-analogique du boîtier permettra de piloter le pot vibrant via un amplificateur de puissance.

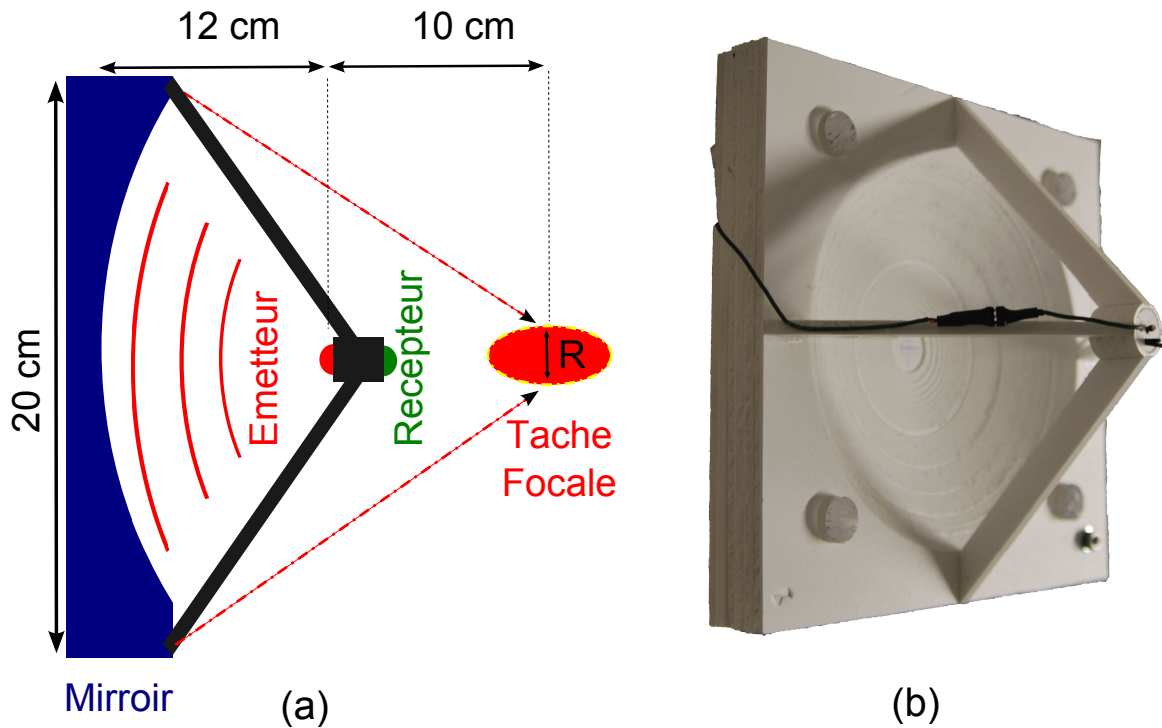


Figure 2.1 : (a) Schéma du dispositif (b) Photo du dispositif

La tache focale a été caractérisée à l'aide d'un microphone externe calibré de marque Bruel & Kjaer. Pour cette caractérisation, le transducteur émet un signal modulé linéairement et uniformément en fréquence entre 20 et 60 kHz . Grâce à un système d'axes motorisés, le microphone a quadrillé une zone de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ avec un pas de 0.5 mm. Les résultats sont représentés sur la Figure 2.2. La tache focale à 40 kHz a une largeur à mi-hauteur de 1 cm dans les deux directions. Lorsque toute la bande en fréquence [20 – 60] kHz est considérée, la tache focale présente une discontinuité. Cependant la largeur à mi-hauteur moyenne de la tache focale est de 1,2 cm. Ces résultats montrent une résolution spatiale de mesure de l'ordre du centimètre.

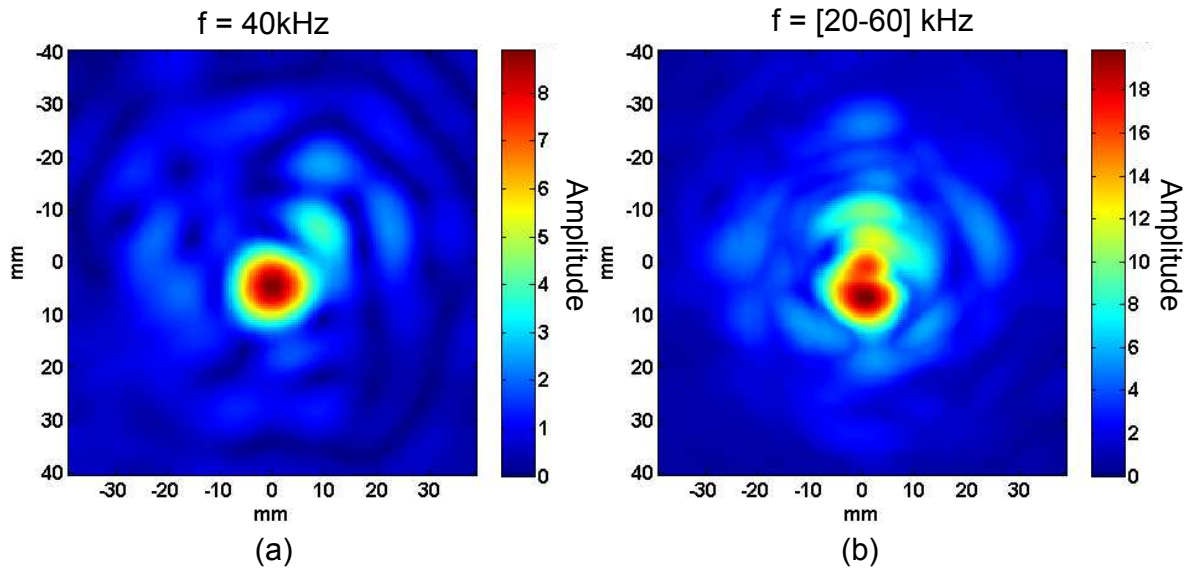


Figure 2.2 : Images des taches focales en amplitude. (a) Représentation de la tache focale à 40 kHz
 (b) Représentation de la tache focale pour une bande de fréquences allant de 20 à 60 kHz.

2.2 Méthode du traitement du signal

De manière générale, l'estimation du mouvement par ultrasons repose principalement sur deux techniques. La première fonctionnant dans le domaine fréquentiel est basée sur l'observation de l'effet Doppler. Cet effet relie le décalage fréquentiel de l'onde ultrasonore réfléchie à la vitesse de l'objet. Cette méthode ayant été étudiée au cours de mon stage de Master, nous présenterons ici uniquement la seconde méthode. Par ailleurs, la méthode Doppler est à bande étroite et utilise l'émission continue d'une onde harmonique. Cela signifie qu'elle intègre toutes les réverbérations ainsi que le trajet direct dû au premier passage de l'onde du miroir vers la surface.

Notre attention s'est donc portée sur une seconde technique appelée méthode échographique pulsée fonctionnant dans le domaine temporel. Le principe consiste à déterminer le temps de parcours d'une impulsion ultrasonore entre l'émetteur et le détecteur via la cible. A partir de ce temps et connaissant la célérité du son dans l'air, la distance de la cible est déterminée. Cette méthode nécessite l'émission d'une impulsion large-bande.

Le choix de la méthode échographique pulsée a été retenu car il permet de résoudre les problèmes des réflexions multiples et de la réverbération. Les performances de cette méthode reposent sur l'estimation du temps de trajet de l'émetteur vers la cible et jusqu'au récepteur. C'est pourquoi l'émission et la réception doivent être déclenchées simultanément (Figure 2.3). Les impulsions sont envoyées avec une répétition régulière pendant la durée totale de la mesure et l'intervalle de temps entre deux impulsions est donnée par T_{PRF} . Cette durée fixe la fréquence de répétition des impulsions (ou *pulse repetition frequency* en anglais) :

$$f_{PRF} = \frac{1}{T_{PRF}} \quad (2.2)$$

Le temps de propagation de l'impulsion ultrasonore est proportionnel à la distance

de la cible. Chaque impulsion fournit une information sur la position de la cible pour un instant donné. Si la surface se déplace, l'impulsion arrivera avec plus ou moins de retard par rapport à la précédente. Le principe de cette méthode repose donc sur l'estimation de la position temporelle du maximum de l'impulsion. Prenons l'exemple de l'émission de deux impulsions séparées de l'intervalle de temps T_{PRF} . La première impulsion arrive au temps :

$$t_2 = \frac{d_{cible}}{c} \quad (2.3)$$

Avec d_{cible} la distance parcourue par l'onde acoustique de l'émetteur vers la surface et jusqu'au récepteur, c est la célérité du son dans l'air. La seconde impulsion arrive au temps :

$$t_3 = t_2 + T_{PRF} + \frac{2\delta}{c} \quad (2.4)$$

Avec δ le déplacement relatif de la surface entre les temps t_2 et t_3 et T_{PRF} l'intervalle de temps entre l'émission de deux impulsions successives.

La Figure 2.3 schématise le principe de la méthode échographique pulsée. Sur ce schéma nous avons considéré deux échos. Le premier écho appelé onde directe correspond à l'onde se propageant directement de l'émetteur vers le récepteur sans être réfléchi par le miroir elliptique. L'écho de l'onde directe arrive au temps t_1 . Le second écho correspond à l'onde focalisée, réfléchi par la cible et arrive au temps t_2 .

La précision de la mesure de déplacement est conditionnée par le pas d'échantillonnage du signal ultrasonore. En effet, pour estimer la position temporelle du maximum de l'impulsion sur le signal échantillonné, la sélection du maximum à l'échantillon près ne suffit pas pour suivre des vibrations inférieures au pas d'échantillonnage. Ici, la précision en déplacement induit par la fréquence d'échantillonnage $F_s = 500$ kHz est de $\delta_s = \frac{c}{F_s} = 0,7$ mm et n'est pas suffisante pour détecter les vibrations sur le corps humain de l'ordre de la dizaine de microns pour les plus petites.

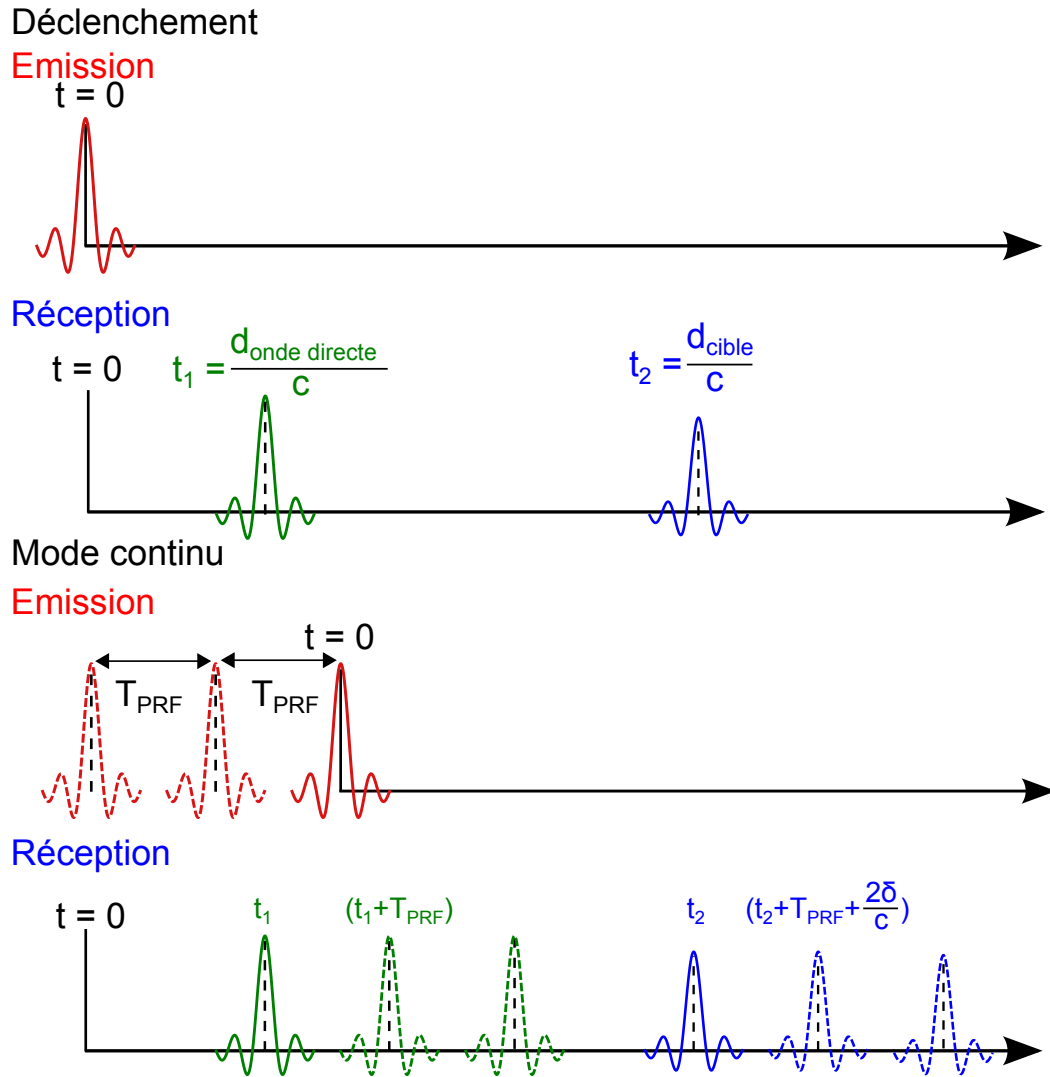


Figure 2.3 : Schéma expliquant la méthode échographique pulsée.

2.2.1 Interpolation parabolique

Pour améliorer la précision de mesure du déplacement, nous utilisons une interpolation parabolique du maximum de l'impulsion. Cette technique permet de déterminer des décalages temporels inférieurs à l'échantillon. Elle est couramment utilisée en élastographie ultrasonore [4] ou pour la mesure de flux sanguin par ultrasons [75]. Le choix d'une interpolation parabolique sur trois points a été retenu pour sa simplicité et son efficacité même si d'autres techniques d'interpolation existent [76, 77].

Le principe est simple, on détermine la position du maximum de l'écho et les deux points de part et d'autre. Ensuite, on applique une interpolation au sens des moindres carrés pour déterminer les coefficients a, b, c de l'équation de la parabole $y = ax^2 + bx + c$ passant par les trois points (Figure 2.4). La position du maximum x_m de la fonction y est définie par :

$$x_m = -\frac{b}{2a} = \frac{y[n_{\text{max}} - 1] - y[n_{\text{max}} + 1]}{2(y[n_{\text{max}} + 1] - 2y[n_{\text{max}}] + y[n_{\text{max}} - 1])} \quad (2.5)$$

Avec n_{max} l'indice correspondant au maximum de la fonction y .

Cette méthode permet de déterminer des déplacements très inférieurs à la longueur d'onde. Les déplacements estimés pourront atteindre jusqu'à $\frac{1}{500}$ de la longueur d'onde environ.

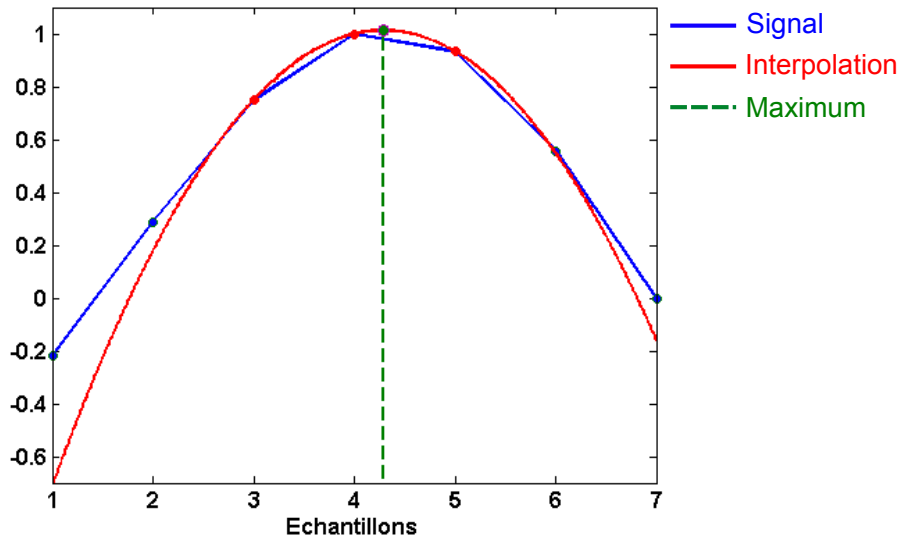


Figure 2.4 : Illustration de l'interpolation parabolique sur 3 points.

La mesure d'un déplacement sub-longueur d'onde à partir de trois points implique une forte sensibilité de la méthode au rapport signal à bruit. Nous devons donc travailler avec un bon rapport signal à bruit en réception pour pouvoir appliquer cette méthode. Plutôt que d'utiliser des signaux d'émission brefs, on préfère utiliser des signaux à large bande beaucoup plus longs et une technique de compression d'impulsion en réception. Cela permet d'augmenter la quantité d'énergie envoyée dans le milieu pour un niveau de bruit équivalent.

2.2.2 Codage par M-séquence

Les signaux sélectionnés pour la compression d'impulsion sont définis à partir de codes binaires codés en phase BPSK (Binary Phase Shift Keying code). Ces signaux larges bandes ont la particularité d'avoir un contenu spectral peu dépendant de leur longueur impliquant une tache focale avec la même taille au cours du temps. Pour créer ces codes binaires, nous avons utilisé des M-séquences car elles offrent de bonnes propriétés d'autocorrélation pour la compression d'impulsion [78, 79]. En effet, celles-ci peuvent se voir comme un bruit pseudo-aléatoire : le signal est déterministe mais présente des propriétés d'autocorrélation similaires au bruit. La fonction d'autocorrélation d'une M-séquence de longueur N est donnée par [80] :

$$r(k) = \begin{cases} 1 & \text{pour } k = 0 \\ \frac{1}{N} & \text{pour } 0 < k < N - 1 \end{cases} \quad (2.6)$$

Sur la Figure 2.5, un exemple de signal de longueur 7 bits est présenté avec un codage en phase de $\pm\pi$ avec une période par bit. La transformée de Fourier montre le contenu spectral. Le lobe principal est compris dans l'intervalle $[0 - 2f_p]$ avec f_p la fréquence de la porteuse utilisée. Ici nous utilisons une porteuse $f_p = 50$ kHz avec une fréquence d'échantillonnage de $F_s = 500$ kHz. Il y a donc 10 points par période d'échantillonnage. Lors de nos mesures, le signal d'émission est filtré dans l'intervalle $[20 - 80]$ kHz par un filtre de Butterworth d'ordre 3.

Sur la Figure 2.5, les fonctions d'autocorrélation du signal codé en phase sont représentées pour des longueurs de 7, 15 et 31 bits. Le maximum du pic d'autocorrélation est directement proportionnel à la longueur du signal. En d'autres termes cela signifie qu'en présence de bruit, le rapport signal à bruit augmentera en \sqrt{N} avec N la longueur du signal. Plus la trame codée est longue, plus le rapport signal à bruit est bon et plus l'interpolation parabolique est précise.

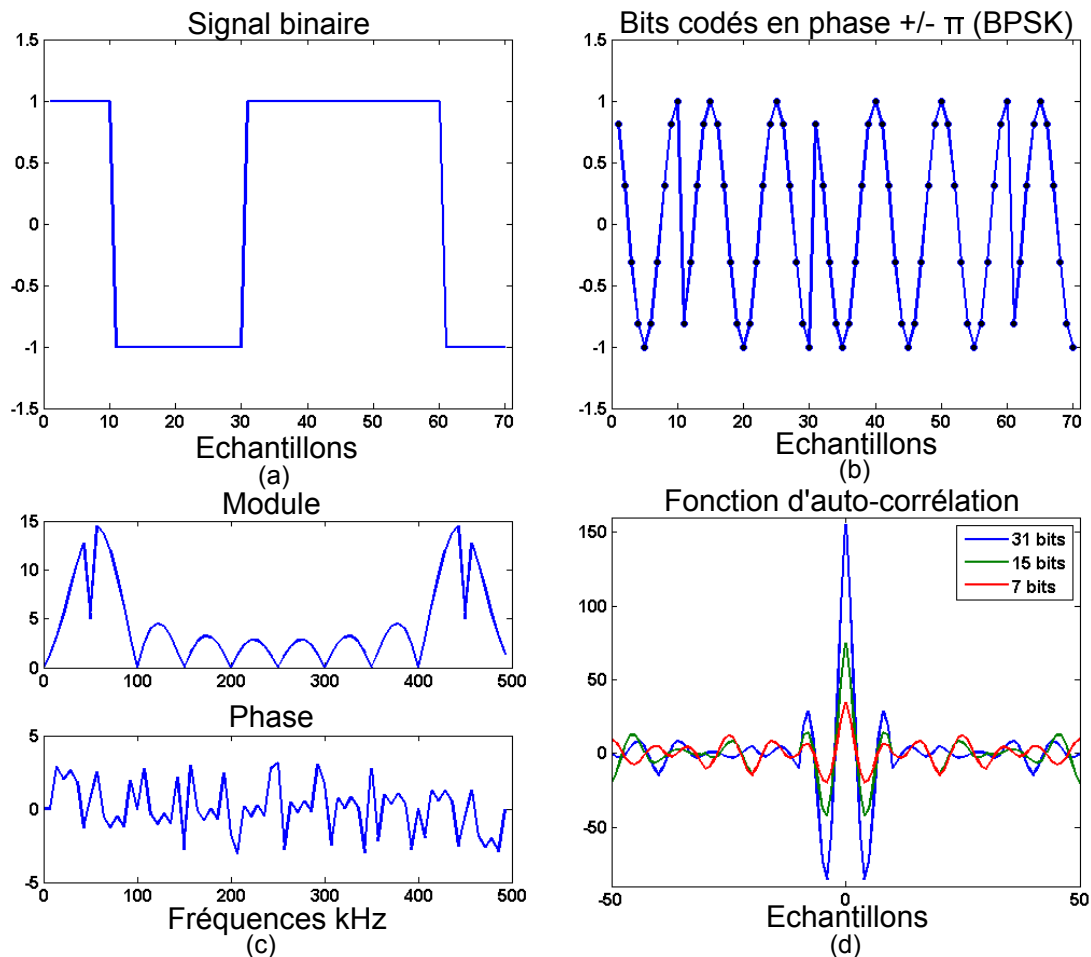


Figure 2.5 : (a) Signal binaire correspondant à une M-séquence de 7 bits (b) Le signal binaire est codé en phase à $\pm\pi$ avec une période de sinusode par bit. (c) Module et phase de la transformée de Fourier du signal binaire codé en phase. (d) Fonction d'autocorrélation pour des signaux binaires codés en phase de longueur différente.

L'intervalle de temps entre deux impulsions successives déterminant la cadence d'échantillonnage du mouvement est définie par la longueur de la trame codée. En

effet, l'émetteur ne peut pas envoyer deux trames qui se recouvrent.

Le choix de la longueur de la trame à émettre révèle le compromis entre la fréquence d'échantillonnage de la mesure et le rapport signal à bruit. Une contrainte supplémentaire vient s'ajouter à ce compromis. Il s'agit de la superposition des échos parasites à l'écho d'intérêt renvoyé par la cible. Parmi ces échos, on peut citer l'écho dû à l'onde directe émetteur-récepteur, les échos des objets environnants et tous les échos d'aller-retour de l'onde entre la cible et l'antenne. Ces contributions peuvent être considérées comme la réverbération.

2.2.3 Réverbération

Pour étudier la réverbération et comprendre son impact sur la mesure, nous avons réalisé des expériences en champs libre et en présence d'une cible de type surface plane. Ainsi, les différents échos dus au trajet direct, à la réverbération et à la cible sont décomposés.

La Figure 2.6 (a) présente l'acquisition d'une trame de longueur 127 bits avec une période de sinusoïde à 50 kHz par bit. Pour diminuer le bruit, le signal a été moyenné sur 100 tirs. Les signaux sont représentés avec un axe en distance pour montrer la longueur de la réverbération. Cette distance est directement liée au temps par proportionnalité de la célérité du son dans l'air.

Les signaux présentés sur la Figure 2.6 sont le résultat de la fonction d'inter-corrélation entre les signaux enregistrés et la trame codée envoyée et filtrée entre 20 et 80 kHz. Avec la présence de la cible, les échos sont présents jusqu'à 150 cm environ. Deux échos ressortent néanmoins de par leur amplitude. Le plus fort est l'écho de l'onde directe de l'émetteur vers le récepteur qui se propage sur 5 cm environ. Cette valeur correspond à la distance du support séparant l'émetteur du microphone.

Le second écho qui arrive aux alentours de 40 cm est celui renvoyé par la surface. Il n'apparaît pas lorsque la cible n'est pas présente. Cette distance parcourue par l'écho est en adéquation avec la géométrie de l'antenne et le positionnement de la surface (voir Figure 2.1). Le rapport d'amplitude entre l'onde directe et l'écho réfléchi par la cible est d'environ 2,5.

En soustrayant la mesure à vide (Figure 2.6 (c)), il est possible de faire ressortir les contributions dues à la présence de la surface. L'amplitude de l'écho réfléchi par la surface est supérieure aux autres. Cependant la présence d'échos dus à d'autres trajets de l'onde apparaît. Ces échos sont également réfléchis par la surface mais ne correspondent pas à l'onde focalisée. Par exemple, le trajet directement de l'émetteur vers la surface produit un écho.

Une grande partie des phénomènes vibratoires générés par le corps humain (battements cardiaques, respiration) ne dépasse pas 100 Hz. Nous avons étudié le cas où la trame a une longueur de $T_{trame} = 5,1$ ms ($N = 255$ bits) donnant une fréquence d'échantillonnage de 196 Hz (Figure 2.6 (d) et (e)). L'écho de la cible est très bien discriminé de l'onde directe. De plus, les échos du tir ($n - 1$), dus aux multiples réflexions

avec la cible, ne sont plus confondus avec le tir n . Ainsi l'écho de la cible n'est pas perturbé par les échos dus à la réverbération. Dans la suite, les mesures présentées sont effectuées en utilisant les mêmes valeurs pour les paramètres N et T_{trame} .

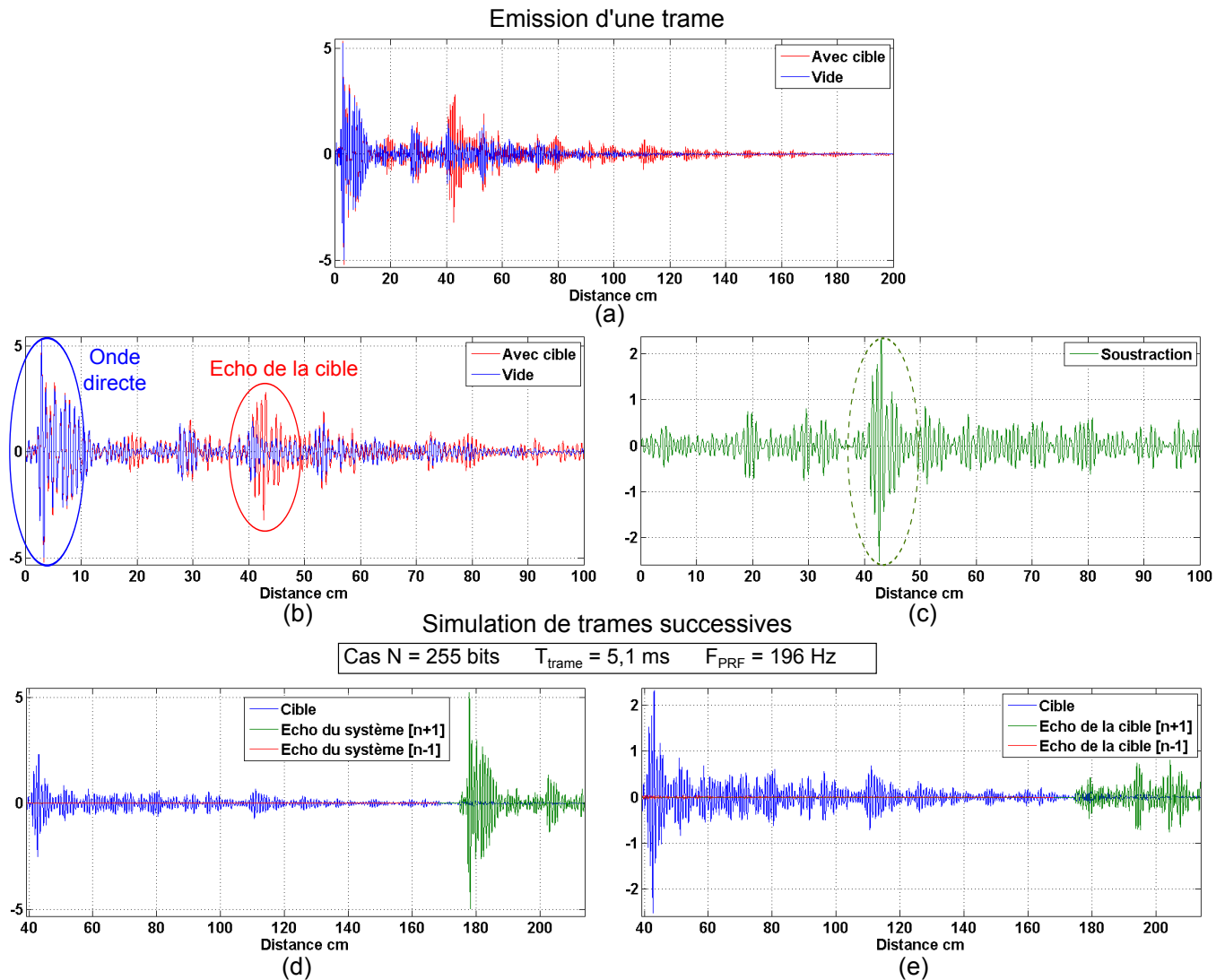


Figure 2.6 : Etude de la réverbération du système et de l'onde directe. Deux mesures sont présentées. La première est effectuée en champ libre grâce à l'utilisation d'une mousse absorbante. La seconde est effectuée en présence d'une cible (surface plane). Les contributions des échos du système et de la surface sont décomposées. La mesure est moyennée sur 100 tirs.

D'un point de vue pratique pour le traitement, le signal reçu après avoir été compressé est découpé tous les T_{trame} de manière à compenser l'intervalle de temps entre chaque impulsion.

2.3 Tests sur un baffle rigide

Le dispositif ultrasonore est destiné à la mesure des vibrations naturelles du corps humain, à savoir les mouvements générés par le battement cardiaque et la respiration. L'objectif final de ce premier système est l'extraction de plusieurs signes vitaux tels que la pulsation cardiaque (appelée *Heart Rate HR*), la variabilité de fréquence

cardiaque (*Heart Rate Variability HRV*), la fréquence respiratoire (*Respiratory Rate RR*) ou encore la vitesse d'onde de pouls. Avant d'appliquer le système sur le corps humain, nous avons caractérisé le système ultrasonore sur un baffle rigide composé d'un piston en PVC de 3 cm de diamètre fixé à un pot vibrant contrôlable (Bruel & Kjaer type 4810). Ce piston est surmonté d'une plaque immobile en PVC de 20 cm de cotés.

Les paramètres du système à caractériser sont la sensibilité de la mesure et sa capacité à reconstruire la forme de l'onde mécanique. La vibration du piston est contrôlée par l'ordinateur. Deux types de signaux sont envoyés au pot vibrant. Le premier signal correspond à une modulation linéaire en fréquence de 4 s comprise entre 10 Hz et 90 Hz. Le second signal est constitué d'une succession d'impulsions périodiques reproduisant le battement cardiaque.

Dans cette expérience, la distance entre le dispositif et le baffle rigide est fixe. La première étape consiste donc à découper le signal à partir du temps t_0 et à sélectionner l'écho de la cible (voir Figure 2.7). La position temporelle du maximum est déterminée par interpolation parabolique. Le déplacement est ensuite déterminé par la formule :

$$\delta = \frac{c\tau}{2} \quad (2.7)$$

Avec c la vitesse du son dans l'air et τ la position temporelle du maximum de l'écho renvoyé par la surface.

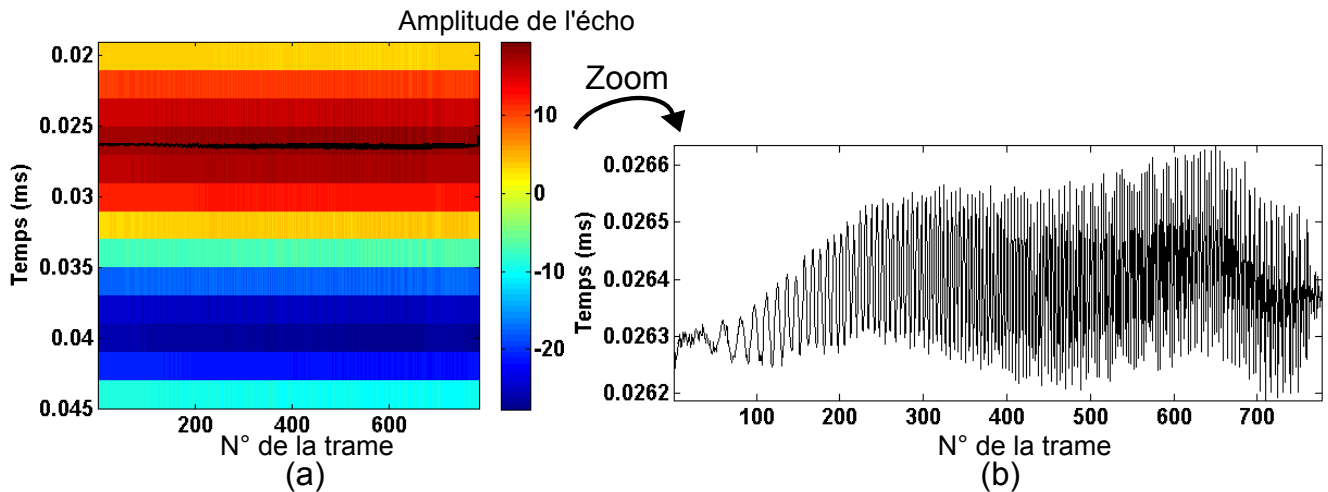


Figure 2.7 : (a) Sélection de l'impulsion correspondant à l'écho renvoyé par le baffle rigide. Une interpolation parabolique est appliquée pour déterminer avec précision la position temporelle du maximum. (b) Un zoom permet de faire ressortir le signal du piston.

Sur la Figure 2.7, la détermination de la position temporelle du maximum de l'impulsion renvoyée par la cible permet d'extraire le mouvement du piston.

Pour valider ces mesures de déplacement, nous avons utilisé un capteur de référence correspondant à un vibromètre laser commercial (OFV 505, PolytechGmbH) qui délivre un signal de vitesse. Pour pouvoir comparer les résultats du vibromètre laser et de notre système, nous avons appliqué au signal du premier le traitement décrit ci-dessous.

L'utilisation de trames codées pour la compression d'impulsion avec le système ultrasonore implique un filtrage à moyenne glissante sur le déplacement réel de la cible. Le filtre fréquentiel correspondant est représenté par une fonction de type sinus cardinal. Dans le cas d'une trame de longueur $T_{trame} = 5,1$ ms le signal de déplacement est filtré passe-bas avec une fréquence de coupure à -3 dB égal à $f_{-3dB} = 87$ Hz. Le même filtre à moyenne glissante est appliqué au signal laser pour lui permettre d'être comparable à celui de notre système ultrasonore.

Le signal en sortie du vibromètre laser est connecté à la carte d'acquisition. Ainsi les signaux des deux systèmes sont enregistrés simultanément. Un trou étroit a été percé dans le système ultrasonore de manière à laisser passer le faisceau laser (voir Figure 2.10). Du fait de la très légère angulation du faisceau laser vis-à-vis de la surface du piston, nous avons corrigé la mesure de vitesse du coefficient correspondant.

Sur la Figure 2.8, les résultats du déplacement du baffle rigide sont présentés. Les premières figures montrent l'effet de la moyenne glissante sur l'estimation du déplacement. Le système ultrasonore et le vibromètre laser fournissent des déplacements comparables sur toute la bande de fréquence. Pour caractériser notre système l'erreur RMS est calculée avec le signal laser, considéré comme le signal de référence. L'erreur RMS (*root mean square*) est calculée à partir de la moyenne quadratique de la différence entre les deux signaux :

$$E_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (s_{us}[n] - s_{laser}[n])^2} \quad (2.8)$$

Avec $s_{us}[n]$ le signal ultrasonore échantillonné, $s_{laser}[n]$ le signal de référence du laser échantillonné et N la longueur total des signaux.

Deux amplitudes de déplacement du pot vibrant sont testées, $40 \mu\text{m}$ (correspondant aux mesures présentées Figure 2.8) et $20 \mu\text{m}$. Les résultats sont donnés sur le Tableau 2.1. L'erreur RMS est inférieure à $4 \mu\text{m}$ quel que soit l'amplitude.

La seconde expérience propose la mesure du déplacement du baffle à travers un vêtement. Pour cela, un tissu type T-shirt en coton est positionné près de la surface du baffle rigide pour simuler un corps portant un vêtement. Les résultats sont donnés sur la Figure 2.8. Le signal de déplacement du système ultrasonore est proche de celui du laser. Le Tableau 2.1 montre néanmoins une erreur RMS légèrement plus élevée.

Les résultats présentés ici par la méthode ultrasonore sont en adéquation avec les déplacements réels fournis par le laser. Cependant dans de nombreux cas non présentés, il y a une sous-estimation de l'amplitude de déplacement avec notre système mais avec une forme d'onde fidèle à celle du laser. Cette fluctuation dans l'estimation de l'amplitude de déplacement est due à la sélection de l'écho d'intérêt et à la présence plus ou moins forte de signaux parasites.

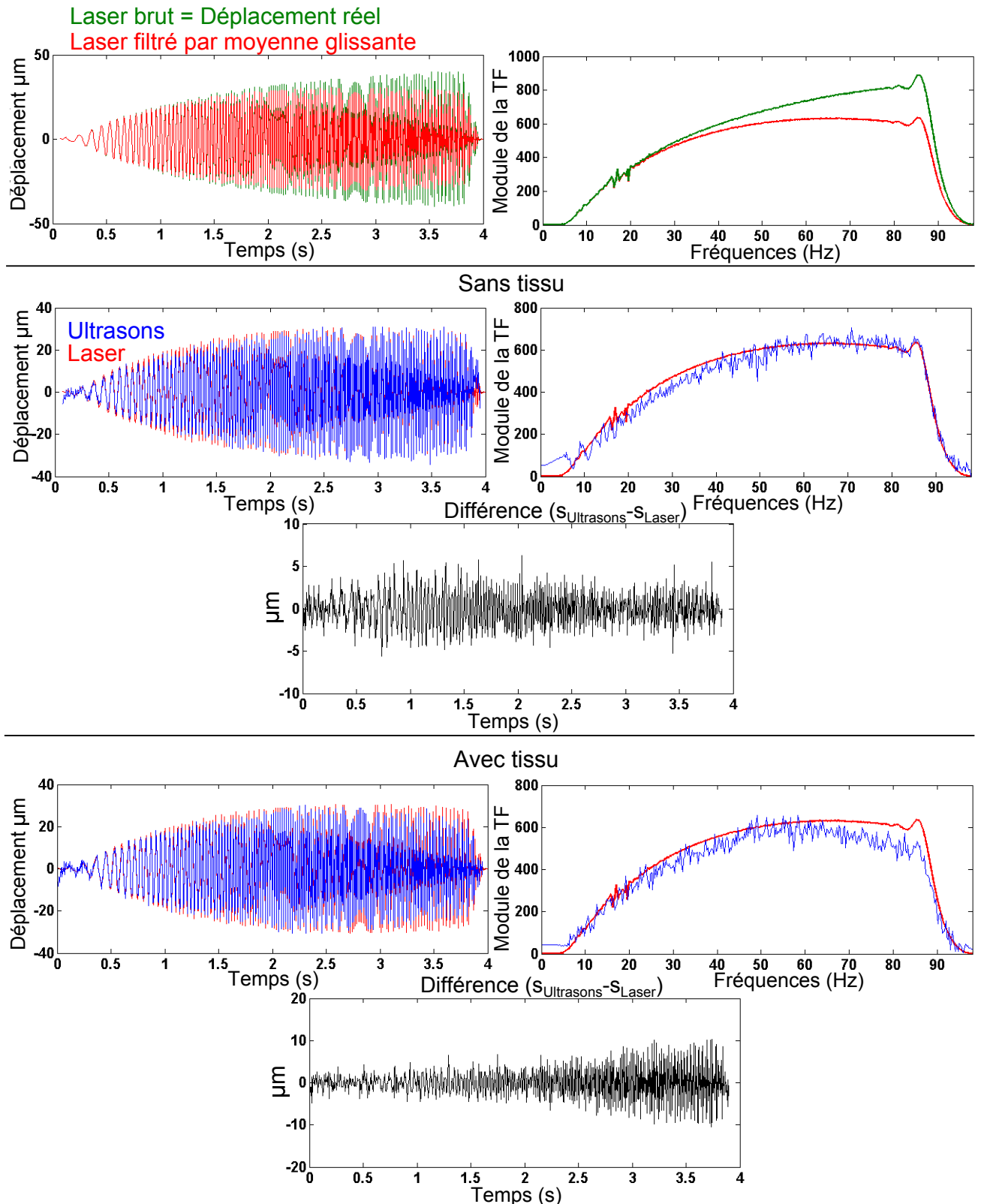


Figure 2.8 : Comparaison entre les signaux du système ultrasonore et du vibromètre laser. Différence entre les signaux du laser et du vibromètre ultrasonore. Le signal vibratoire du baffle rigide est une modulation linéaire en fréquence de 10 Hz à 90 Hz. L'expérience est répétée en ajoutant un vêtement (type T-shirt) devant le baffle rigide.

Amplitude de déplacement	Erreur RMS en μm	
	Sans tissu	Avec tissu
20 μm	2,1	3,8
40 μm	1.5	2,2

Table 2.1 : Erreurs RMS entre le laser et le système ultrasonore. L'amplitude de déplacement du piston prend deux valeurs 40 μm et 20 μm .

Mesure de battements

Estimer la fréquence cardiaque requiert une mesure sensible des vibrations afin de discriminer temporellement deux battements. Le système est testé ici sur sa capacité à estimer avec précision un intervalle de temps entre deux battements du piston. Une succession d'impulsions de contenu fréquentiel similaire au signal mécanique cardiaque est générée sur le piston. La largeur de bande de l'impulsion est de 30 Hz centrée sur 40 Hz.

La Figure 2.9 donne un exemple du signal du système ultrasonore. L'intervalle de temps réel entre deux battements est de 250 ms. Le signal contient une totalité de 240 intervalles. La position du maximum d'un battement est estimée à l'échantillon temporel près. Tous les intervalles estimés sont de 249,9 ms avec et sans tissu. La période d'échantillonnage de 5,1 ms explique cet écart.

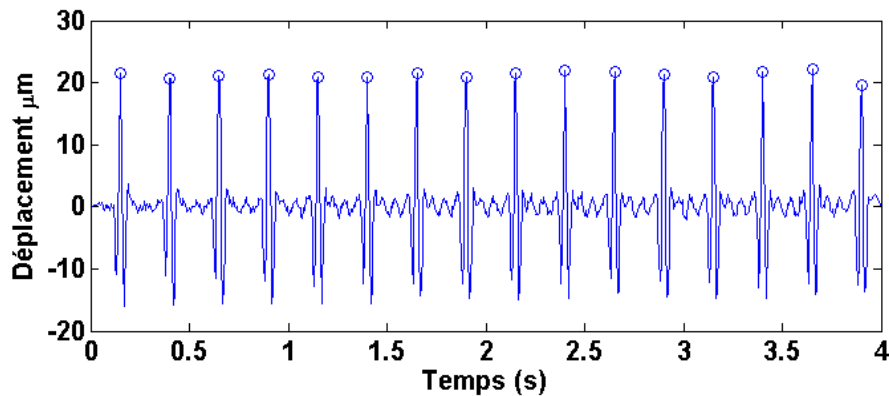


Figure 2.9 : Signal de déplacement du système ultrasonore. Les cercles représentent les maximums de chaque impulsion.

2.4 Tests sur un sujet humain

Dans cette partie, nous souhaitons appliquer et valider notre système sur un sujet humain. Pour cela, un dispositif de mesure supplémentaire est ajouté au banc expérimental. Il s'agit d'un électrocardiogramme (ECG). L'ECG (de modèle AccuSync 42 ECG) fournit le signal électrique du cœur. Cette mesure est considérée comme une méthode de référence dans le domaine médical (*gold-standard method*). L'ECG est également connecté à la carte d'acquisition. Ainsi, lors de l'expérience, l'acquisition

des signaux fournis par les trois systèmes de mesure, le vibromètre ultrasonore, le vibromètre laser et l'ECG, est déclenchée simultanément (voir Figure 2.10).

L'étude du dispositif pour l'extraction potentielle de signes vitaux est réalisée sur deux sujets mâles volontaires et en bonne santé de 26 et 32 ans. Le sujet est debout et la tache focale est placée au niveau de la région tricuspide (voir Figure 2.10).

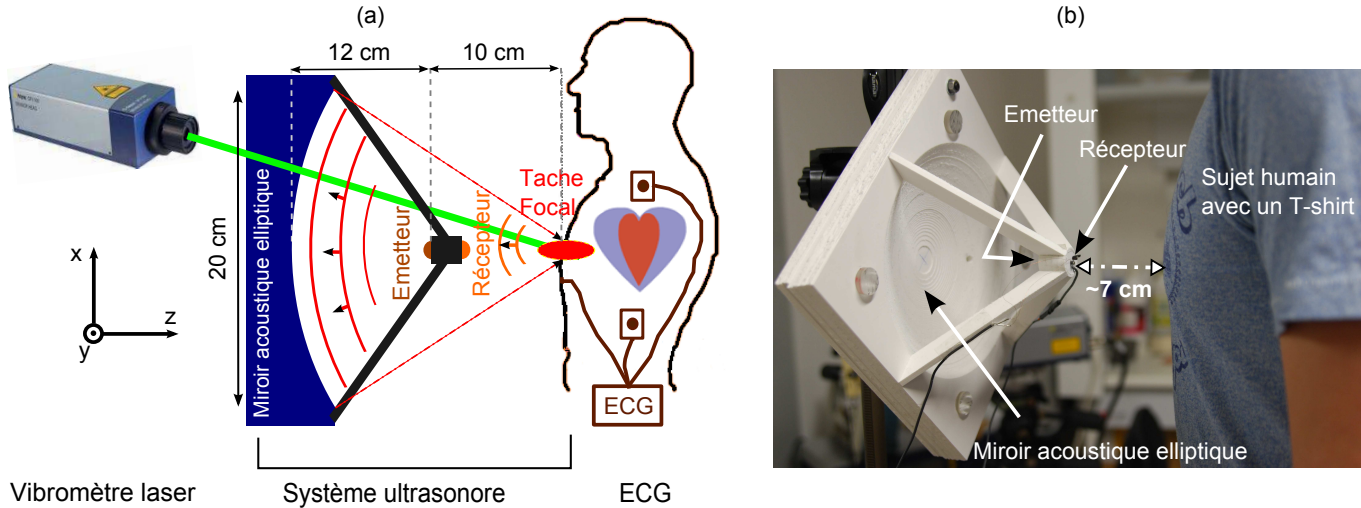


Figure 2.10 : (a) Schéma expérimental. Utilisation de deux méthodes de référence : le vibromètre laser mesurant le signal mécanique et l'électrocardiogramme enregistrant le signal électrique. (b) Photo de l'expérience sur un sujet humain portant un T-shirt.

De la même manière qu'avec le baffle rigide, l'impulsion renvoyée par la surface du corps humain est sélectionnée en se plaçant à la distance correspondante. À partir du signal brut de déplacement (Figure 2.11 (a)), un filtrage sur différentes plages de fréquences fait ressortir plusieurs contributions. Les basses composantes du spectre (dans l'intervalle $[0, 1 \text{ Hz} - 0, 5 \text{ Hz}]$) révèlent les mouvements engendrés par la respiration. Pour éviter les perturbations produites par les mouvements dus à l'instabilité de posture du corps humain, la fréquence du cycle respiratoire est déterminée dans le domaine fréquentiel en prenant le maximum du module dans la plage $[0, 1 \text{ Hz} - 0, 5 \text{ Hz}]$. Dans le cas présent, la fréquence respiratoire est de 17,4 cycles par minute. Ce chiffre est cohérent avec les valeurs standard chez un adulte en bonne santé [81,82]. Des résultats similaires ont été trouvés lorsque le sujet porte un vêtement.

Les composantes hautes-fréquences du signal brut (Figure 2.11 (c) et (d)) correspondent à des vibrations cardiaques. La bande de fréquence $[4 \text{ Hz} - 40 \text{ Hz}]$ a été choisie à partir du spectre du signal de déplacement. Il est important de noter que l'amplitude des pics associés aux événements cardiaques est plus petite d'un ordre de grandeur à celle de la respiration ($100 \mu\text{m}$ contre 1 mm). Il est également possible de visualiser la vitesse en dérivant le déplacement au cours du temps. La vitesse privilégiera naturellement les hautes fréquences.

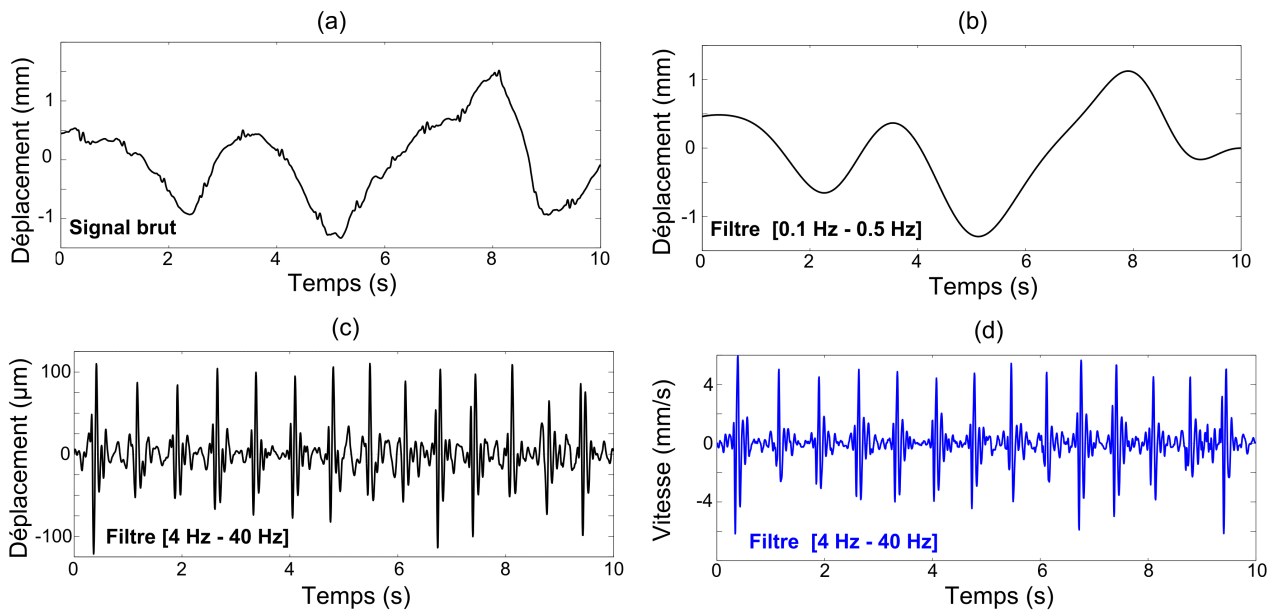


Figure 2.11 : Signaux bruts et filtrés, obtenus avec le dispositif ultrasonore sur un sujet humain. La tache focale est placée sur la zone tricuspide. (a) Signal brut de déplacement (b) Signal de déplacement filtré entre 0,1 Hz et 0,5 Hz pour sélectionner le mouvement de respiration (c) Signal de déplacement filtré entre 4 Hz et 40 Hz montrant une forme d’onde associée aux battements cardiaques. (d) Signal de vitesse obtenu par dérivation dans le temps du déplacement et filtré entre 4 Hz et 40 Hz. Les filtres sont des filtres de Butterworth d’ordre 2.

2.4.1 Mesures sur une peau nue

La Figure 2.12 présente les signaux acquis simultanément avec le système ultrasonore, le vibromètre laser et l’ECG sur un sujet torse nu. Comme pour les expériences de caractérisation avec le baffle rigide, les signaux de vitesse estimés par ultrasons ont une forme d’onde et une amplitude similaires à celles des signaux fournis par le vibromètre laser.

A partir de ces signaux, nous avons identifié les vibrations correspondant à différents événements du cycle cardiaque. Ces événements sont décrits dans les études précédentes avec le vibromètre laser. La même convention que dans [43] est adoptée pour nommer les différents pics du signal de vitesse estimé par ultrasons. Le complexe W est observé sur le signal par ultrasons, et arrive à la suite du pic R du signal ECG synchronisé. En effet, la contraction mécanique du cœur a lieu à la suite de son activité électrique. Le pic V du complexe W est plus grand que le pic H, ce qui est courant chez les sujets mâles [43], et est utilisé pour mesurer la fréquence cardiaque. Les intervalles VV mesurés sur le signal par ultrasons sont comparables, à la fois, aux intervalles RR déduits du signal ECG - utilisés de manière conventionnelle pour mesurer la fréquence cardiaque-, et aux intervalles VV déduits du signal laser. Le Tableau 2.2 donne un aperçu des erreurs RMS entre les intervalles de temps estimés avec le vibromètre ultrasonore et les deux méthodes de référence. La fréquence cardiaque mesurée avec le système ultrasonore possède un biais négligeable par rapport au vibromètre laser et à l’ECG. L’erreur est de l’ordre de la fréquence d’échantillonnage. En moyenne la fréquence cardiaque est mesurée à 90 battements par minute avec un écart-type de 9 battements par minute.

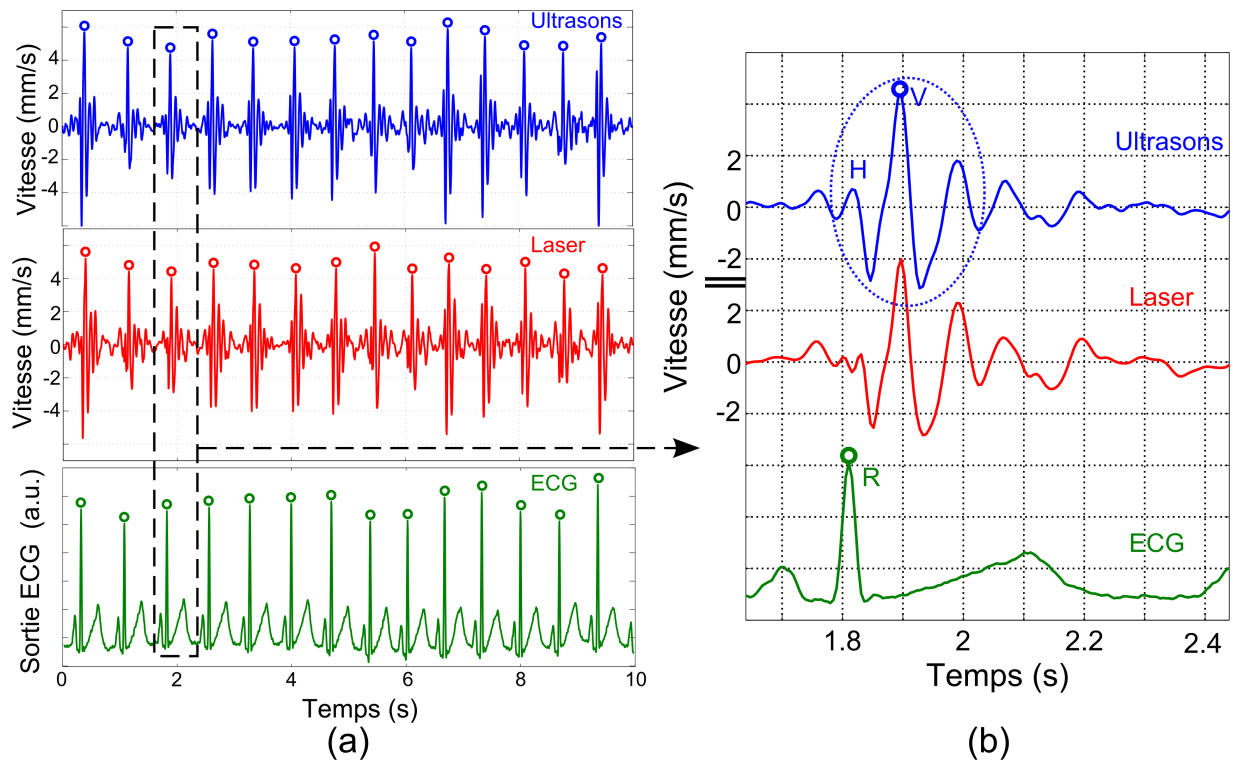


Figure 2.12 : Signaux correspondant à une acquisition sur une peau nue, au niveau du cœur. (a) Exemple de 10 secondes d'enregistrement simultané des trois signaux : par ultrasons, avec le laser et avec l'ECG. La vitesse est filtrée entre 4 Hz et 40 Hz (Butterworth d'ordre 2). Les points de référence utilisés pour mesurer la fréquence cardiaque sont marqués par des cercles. (b) Zoom sur un événement cardiaque. Sur le signal de vitesse estimé par ultrasons, le complexe W est entouré. Le premier maximum local (H) et le maximum local (V) sont étiquetés. Sur le signal ECG, le pic R est également étiqueté.

Erreurs RMS sur les intervalles de temps (ms)		
	Signal de référence	
Surface Cible	ECG	Vibromètre Laser
Peau nue	7,03	5,52
Peau avec vêtement	8,50	—

Table 2.2 : Erreurs RMS entre les intervalles de temps VV mesurés avec le système ultrasonore, les intervalles RR obtenus avec l'ECG et les intervalles VV mesurés avec le vibromètre laser. Chaque valeur est calculée pour 100 intervalles VV.

2.4.2 Mesure sur une peau recouverte d'un vêtement

La Figure 2.13 présente les mesures du système ultrasonore et de l'ECG sur un sujet portant un T-shirt (Figure 2.10(b)). Pareillement aux mesures sur le sujet torse nu, le complexe W est identifiable, bien que l'amplitude soit plus basse. L'erreur sur les intervalles de temps VV mesurés avec le système ultrasonore et les intervalles RR mesurés avec l'ECG est calculée (Tableau 2.2). Les erreurs d'intervalles de temps sont

similaires avec ou sans le T-shirt. En particulier, cette erreur est en dessous du seuil maximal (20 ms) pertinent pour une utilisation clinique de l'indicateur de variabilité de fréquence cardiaque [83].

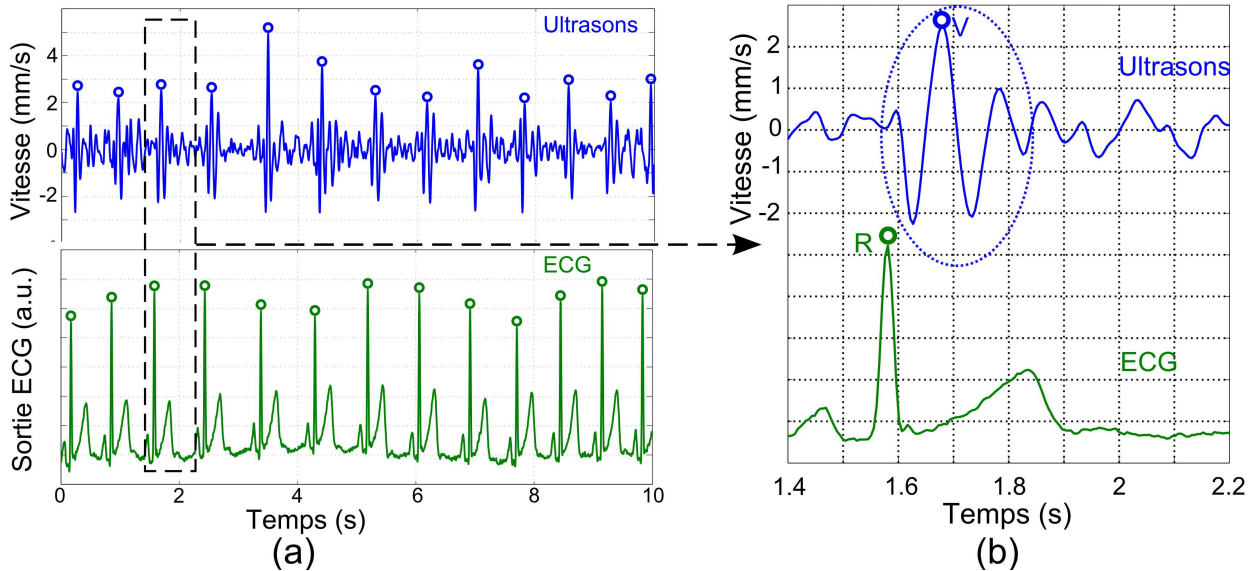


Figure 2.13 : Signaux correspondant à une mesure au niveau du cœur où le sujet porte un T-shirt. (a) Exemple de 10 s d'enregistrement simultané avec le système ultrasonore et l'ECG. Les signaux de vitesse sont filtrés passe-bande dans la bande de fréquence 4 Hz – 40 Hz (Butterworth d'ordre 2). Les points de référence utilisés pour mesurer la fréquence cardiaque sont marqués par des cercles. (b) Zoom sur un seul événement cardiaque. Le complexe W est entouré. Sur le signal de vitesse estimé par ultrasons, le maximum local (V) est étiqueté. Sur le signal ECG, le pic R est indiqué.

2.4.3 Mesures au niveau de la carotide

La Figure 2.14 montre les enregistrements des signaux avec l'ECG et le dispositif ultrasonore réalisés sur la peau au niveau de la carotide gauche. Comme pour les mesures au niveau du cœur, les mesures ultrasonores et laser (non présentée ici) sont similaires en amplitude et dans leur forme d'onde. Pour chaque battement cardiaque, deux impulsions principales sont clairement identifiées. Elles correspondent, respectivement, au début et à la fin de l'éjection ventriculaire gauche. Le temps d'arrivée du premier pic sur le signal d'accélération est très intéressant pour l'estimation de la vitesse d'onde de pouls. Cela a été montré avec des enregistrements au vibromètre laser [84]. Ce paramètre permet de déduire la rigidité de l'arbre vasculaire. Cependant, la mesure de la vitesse d'onde de pouls requiert une mesure supplémentaire et simultanée au niveau de l'artère fémorale par exemple.

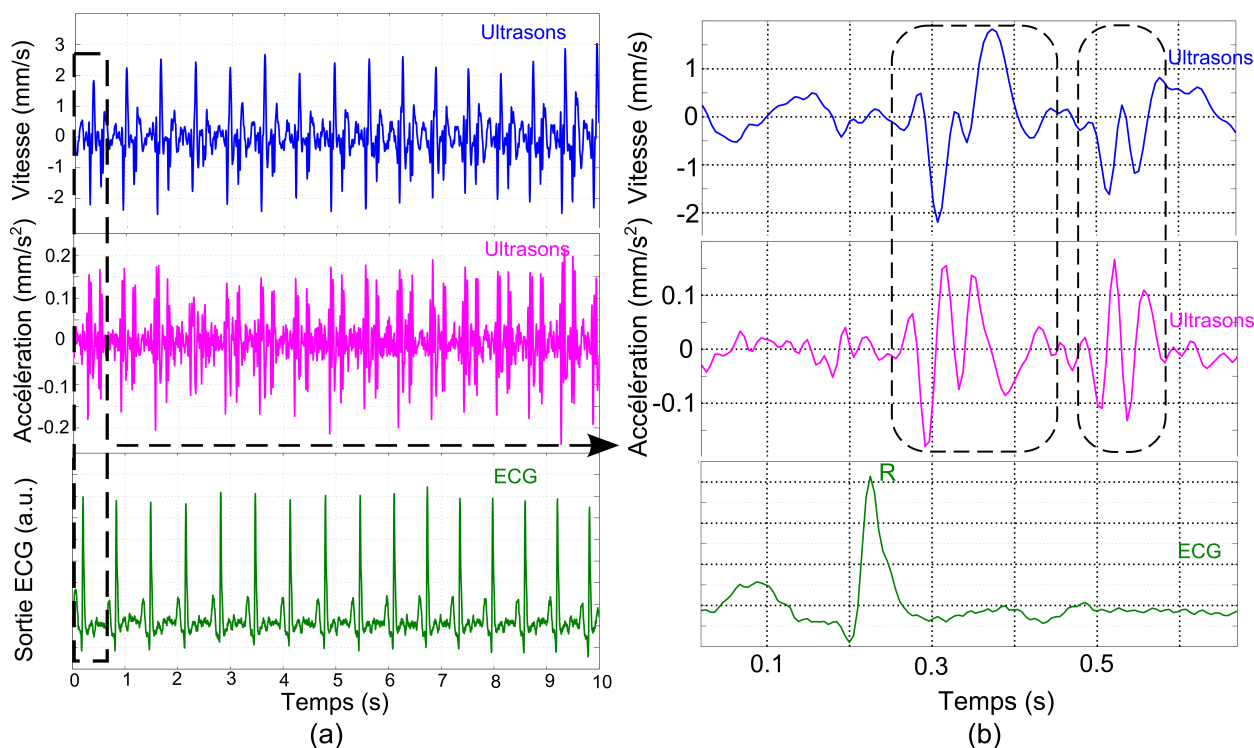


Figure 2.14 : Signaux correspondant à une acquisition sur la peau nue au niveau de la carotide. (a) Exemple de 10 s d’enregistrements simultanés avec le système ultrasonore (vitesse et accélération) et l’ ECG. Les signaux de vitesse et d’accélération sont filtrés entre 4 Hz et 40 Hz (Butterworth d’ordre 2). (b) Zoom sur un seul événement cardiaque. Deux formes d’onde de type impulsion sont identifiées sur le signal ultrasonore (entourées par des pointillés).

2.5 Traitement du signal multi-symboles.

Dans la partie précédente, l’étude de la réverbération présentée sur la Figure 2.6 nous a permis de mettre en évidence une multitude d’échos liés à la géométrie du système et à la présence d’objets environnants. L’interférence de ces échos, stationnaires pour la majorité d’entre eux, avec l’écho de la cible aura une influence sur l’estimation du déplacement lors d’une émission successive d’impulsions. Pour répondre à cette problématique et limiter l’effet de ces artefacts, le délai entre l’émission de deux trames successives a été choisi suffisamment grand pour les expériences de la partie précédente. Un grand délai évite que l’écho de la cible interfère avec la réverbération des émissions précédentes et suivantes. L’inconvénient d’un plus grand délai, défini par la longueur d’une trame, est la diminution de la fréquence d’échantillonnage. Plus la trame est longue plus la fréquence d’échantillonnage est basse.

Observer des phénomènes hautes fréquences implique une augmentation de la fréquence d’échantillonnage F_s et donc la diminution de la taille de la trame émise T_{trame} . Lors de l’émission en continu de trames successives plus courtes, le problème des interférences entre l’écho d’intérêt et ceux de la réverbération apparaît. Dans cette partie, on étudie la possibilité de raccourcir la longueur des trames émises et donc d’augmenter la fréquence d’échantillonnage F_s , en utilisant un codage BPSK des signaux sur un ensemble de séquences orthogonales entre elles. Ainsi, ces séquences interfèrent peu lors de la compression d’impulsion. Cette technique, lorsqu’elle est

correctement optimisée, permet de diminuer la contribution des échos parasites liés à la réverbération.

Le principe de cette approche repose sur l'envoi d'une série de plusieurs symboles orthogonaux entre eux. L'envoi de cette série de symboles est répété périodiquement. L'orthogonalité entre deux symboles signifie que la fonction d'intercorrélation appliquée à deux symboles différents présente uniquement des faibles valeurs en regard de l'autocorrélation d'un symbole. De nombreux codes binaires orthogonaux entre eux sont disponibles dans la littérature [85, 86, 87] tel que les codes de Golay [88]. Il est également possible de créer plusieurs symboles orthogonaux entre eux à partir d'une m-sequence en la découpant arbitrairement [89].

La méthode consiste à émettre une succession de symboles et à répéter l'opération (voir Figure 2.15). Prenons l'exemple le plus défavorable où la durée d'un symbole est telle que l'écho de la cible de ce symbole arrive en même temps que le signal direct du symbole suivant, c'est à dire : $T_{symbole} + T_{directe} = T_{cible}$. Dans le cas mono-symbole, l'estimation du déplacement serait considérablement biaisée par l'onde directe. L'utilisation de symboles multiples permet, à condition qu'ils soient orthogonaux, de faire ressortir l'écho souhaité par compression d'impulsion (augmentation d'un facteur \sqrt{N} avec N le nombre de bits en effectuant l'intercorrélation avec le symbole concerné), tout en maintenant faible l'amplitude des signaux associés aux autres symboles et arrivant dans la même fenêtre temporelle. Dans notre exemple, avec au moins deux symboles, la compression d'impulsion serait effective pour l'écho de la cible car le signal direct du symbole suivant resterait d'amplitude faible. La mesure du déplacement serait donc faiblement biaisée.

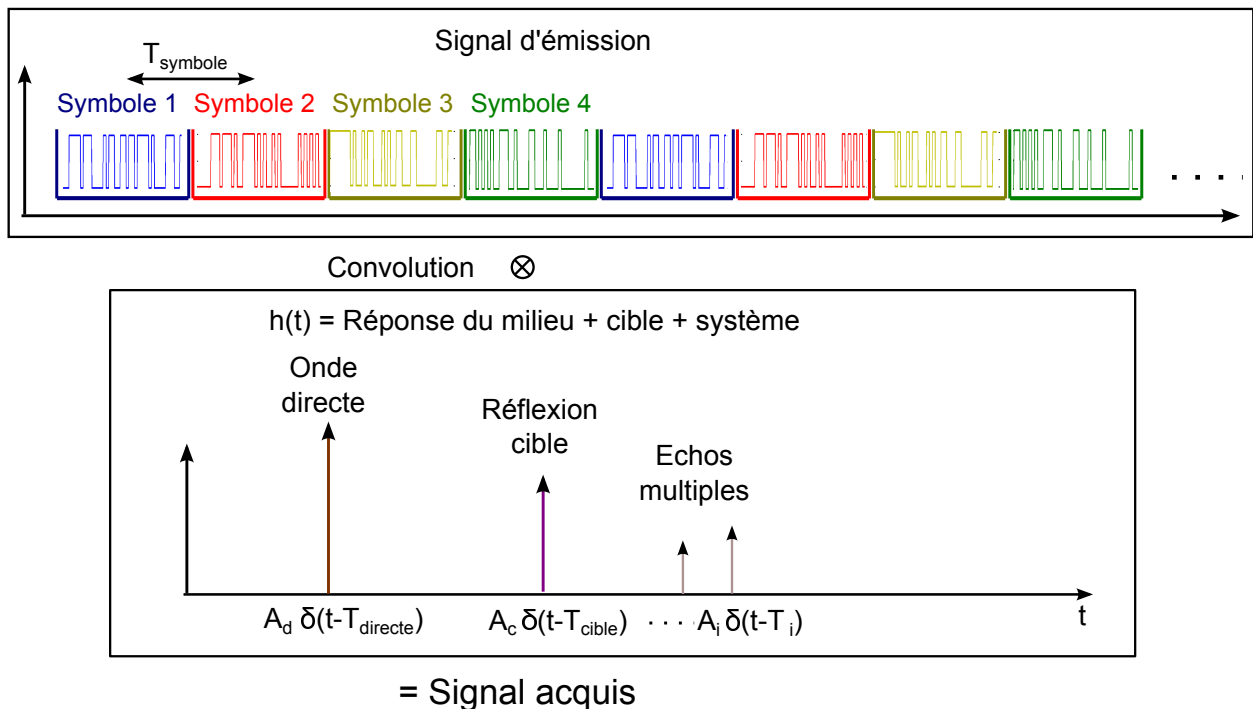


Figure 2.15 : Illustration de l'émission multi-symboles. Exemple avec 4 symboles. Le signal d'émission est convolué aux réponses du milieu, de la cible et du système. La réponse impulsionnelle est donnée à titre indicatif. Elle ne donne pas la liste exhaustive de tous les échos.

Le choix de symboles orthogonaux est ainsi la meilleure solution pour sélectionner l'écho de la cible sans contribution des échos parasites des émissions suivantes et précédentes. Il est difficile d'obtenir plus de deux symboles orthogonaux, mais on peut s'en approcher en divisant une m-séquence par le nombre de séquences voulues. Pour illustrer cela, 8 symboles de durée $T_{symbole} = 0,7$ ms ont été définis à partir d'une m-séquence de 511 bits, avec une période par bit et de fréquence porteuse $f_p = 50$ kHz. La fréquence d'échantillonnage correspondante est de $F_{symbole} = 1429$ Hz.

Sur la Figure 2.16 (a), les fonctions d'inter-corrélation entre chaque couple de symboles (i, j) sont présentées pour les signaux numériques. Le couple (i, j) a pour numéro $(i - 1) \times 8 + j$. Si l'on considère l'amplitude maximale pour chaque couple, il apparaît un ratio d'environ 3 (voir Figure 2.16 (b)) entre l'autocorrélation d'un symbole avec lui-même ($i = j$) et de l'inter-corrélation entre deux symboles différents ($i \neq j$). La fonction d'inter-corrélation entre deux symboles différents n'est pas entièrement nulle, car il n'y a pas d'orthogonalité parfaite ici. Par ailleurs, le maximum d'amplitude considéré correspond à un pic local. Les fonctions d'inter-corrélation entre deux symboles ont donc des intervalles où l'amplitude est plus faible.

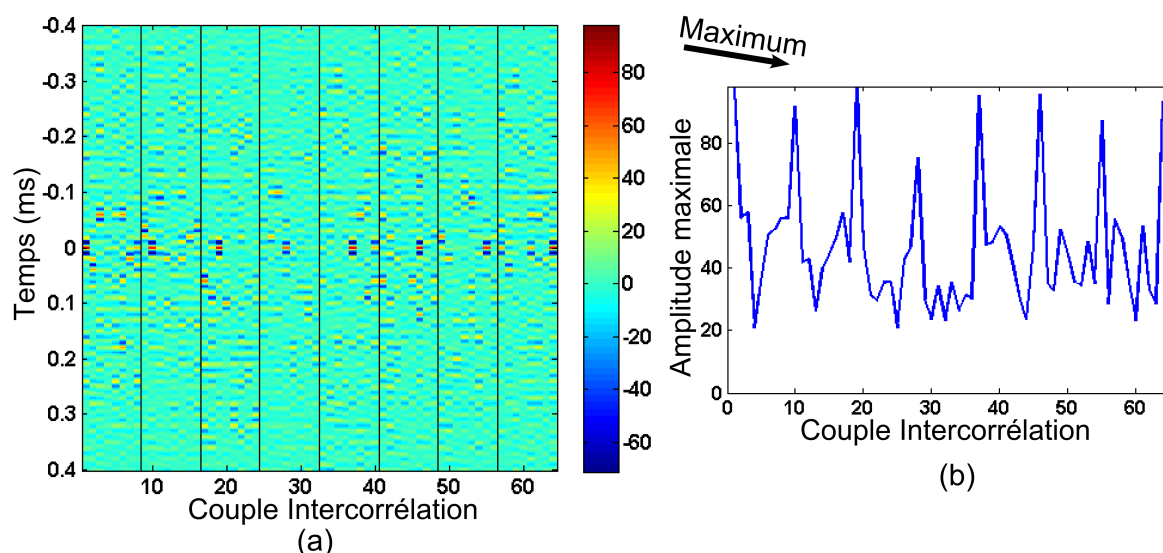


Figure 2.16 : 16 Illustration de l'approche multi-symboles. Ici, 8 symboles de longueur $T_{symbole} = 0,7$ ms ont été découpés à partir d'une m-séquence défini sur 511 bits avec 1 période/bit et de fréquence porteuse $f_p = 50$ kHz. (a) Fonctions d'inter-corrélation pour tous les couples de symboles (i, j) . Le couple (i, j) a pour numéro $(i - 1) \times 8 + j$. (b) Maximums dans la direction temporelle.

Etudions maintenant l'estimation du déplacement avec une émission multi-symboles. La Figure 2.17 présente les résultats de l'émission de 1, 4 et 8 symboles. Les symboles sont de même longueur $T_{symbole} = 0,7$ ms et sont définis à partir d'une m-séquence de 511 bits. Dans le cas à 1 symbole, le premier symbole est émis de façon répétée, et dans le cas à n symboles, les n premiers symboles sont émis de façon répétée. La fréquence d'échantillonnage est de $F_{symbole} = 1429$ Hz. L'objet cible étudié est le baffle rigide dont le piston de 3 cm de diamètre vibre avec une modulation linéaire en fréquence allant de 20 Hz à 150 Hz.

Les images en haut de la Figure 2.17 montrent l'écho renvoyé par la cible après

compression d'impulsion. Dans le cas à 1 symbole (cas étudié dans la partie 2.3), les échos successifs présentent un aspect similaire car la compression de l'impulsion est toujours réalisée avec le même symbole.

Dans le cas à 4 symboles, chaque tir ne présente plus le même aspect car chaque symbole utilisé pour compresser l'impulsion est différent. Cependant, la forme du signal est répétée avec un cycle de 4 tirs. Malgré ces différences de forme, l'écho de la cible est synchronisé quelque soit le symbole. Des petits décalages temporels apparaissent et l'amplitude diffère d'un symbole à un autre. Ces remarques s'appliquent au cas à 8 symboles, où l'on observe une répétition à partir de 8 tirs.

Ensuite, l'estimation du déplacement est présentée sous forme temporelle, avec un zoom et sous forme spectrale. Ce signal est comparé avec celui mesuré par le vibromètre laser. Plus le nombre de symboles augmente, plus l'amplitude du signal de déplacement estimée par ultrasons se rapproche de celle mesurée par le laser. Ce résultat est attendu dans la mesure où un grand nombre de symbole permet de limiter l'influence des échos parasites sur l'écho de la cible. Pour le cas à un symbole, la sous-estimation de l'amplitude de déplacement est probablement due à la superposition d'un écho stationnaire, provenant du tir précédent ou suivant, sur l'écho de la cible. Cette contribution s'ajoute de façon cohérente au signal d'intérêt et pondère l'amplitude de déplacement.

Lors de l'utilisation de multiples symboles, un effet supplémentaire vient s'ajouter. Comme il l'a été mentionné ci-dessus, l'impulsion après compression présente une forme ainsi qu'une amplitude différente pour chaque symbole. Ainsi, suivant le symbole considéré, la position exacte du maximum de l'impulsion varie même lorsque la cible n'est pas en mouvement, et l'influence des réverbérations sur une cible en mouvement n'a pas un poids identique. Sur les mesures, pour un symbole donné, la position du maximum est stable lorsque la cible n'est pas en mouvement. Ainsi, on peut partiellement s'affranchir des différences de position inter-symboles en soustrayant un déplacement moyen pour chaque symbole indépendamment. Ces différences entre les symboles se traduisent par un bruit de mesure visible sur les signaux temporels mais également sur le spectre. Sur ce dernier, des repliements de spectre de faible amplitude sont observables (tous les $\frac{F_{symbole}}{2N_{symbole}}$). Ils sont liés à un ajustement approximatif des données entre les différents symboles.

Les résultats obtenus dans cette partie montrent que l'approche multi-symboles est prometteuse pour augmenter la fréquence d'échantillonnage et imager des vibrations de fréquences plus élevées que celles des battements cardiaques. Le système n'est ainsi pas bridé en fréquence par les conditions de réverbération de l'environnement. Une optimisation dans le choix des symboles et un traitement de données plus poussé seront cependant à prévoir pour utiliser au mieux ce mode d'acquisition.

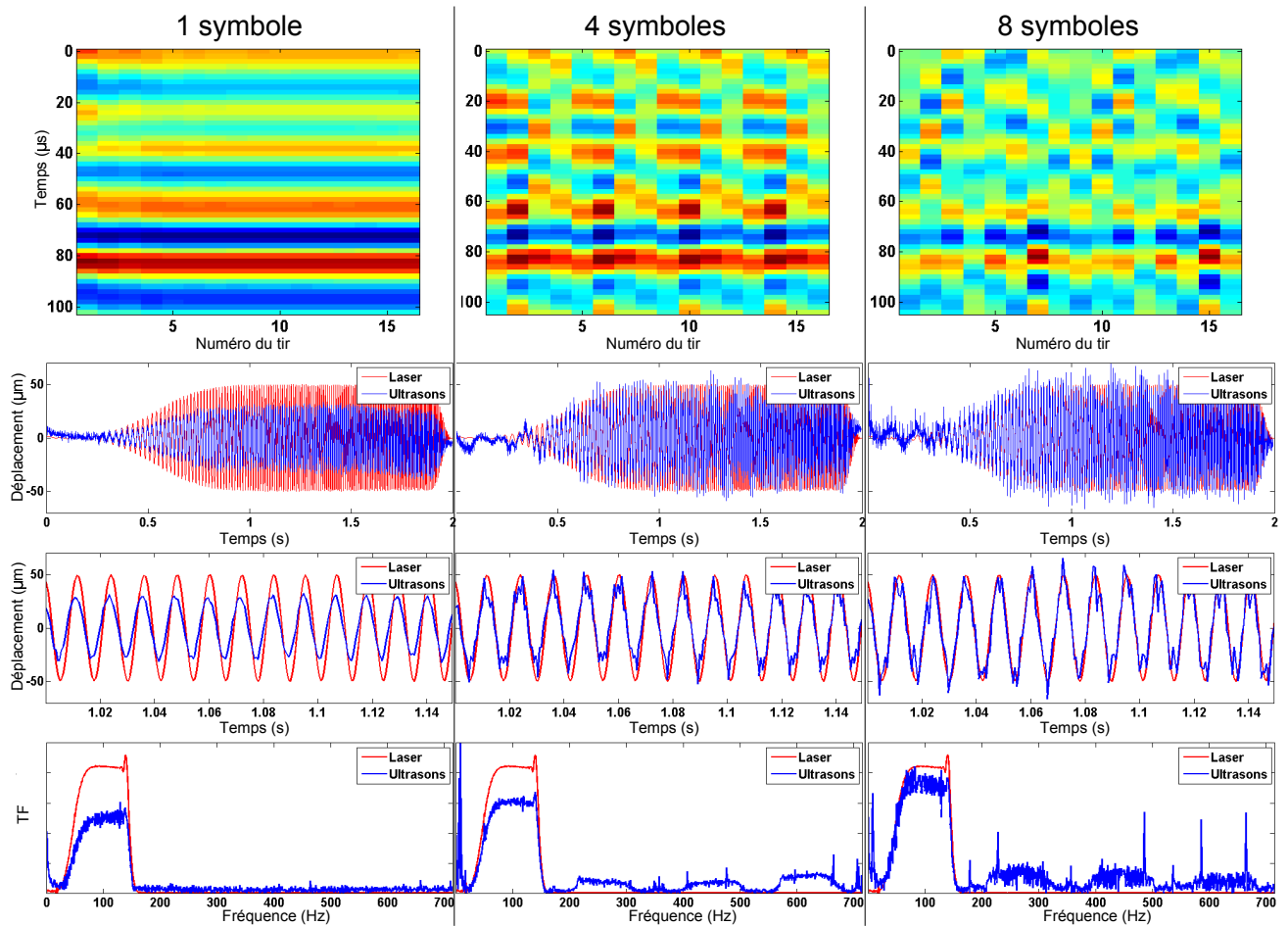


Figure 2.17 : Comparaison entre l'utilisation de 1, 4 et 8 symboles. L'objet cible est le baffle rigide avec un piston de 3 cm de diamètre. Celui-ci vibre avec une modulation linéaire en fréquence allant de 20 à 150 Hz. (En haut) Chaque tir est représenté au cours du temps. Le temps 0 correspond à la distance 40 cm. L'estimation du déplacement est ensuite représentée sous sa forme temporelle (avec un zoom) et spectrale. La longueur d'un symbole est de 0,7 ms dans les trois cas. La fréquence d'échantillonnage est donc $F_{symbole} = 1429$ Hz.

2.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré la faisabilité d'un vibromètre ultrasonore sans contact. Ce dispositif permet la mesure locale d'un déplacement avec une sensibilité atteignant la dizaine de microns. Les déplacements mesurés sont de deux ordres de grandeur plus petits que la longueur d'onde utilisée (7 mm). Ainsi les déplacements induits par le mouvement de la peau lors de chaque battement cardiaque et de la respiration, sont observables au cours du temps. Des mesures sur un baffle rigide et sur le corps humain ont montré des résultats de qualité similaire à ceux obtenus avec un vibromètre laser, validant ainsi notre technique. La mesure des vibrations générées par le battement cardiaque ou la respiration au niveau du cœur ou de la carotide permettent le suivi de plusieurs signes vitaux.

La mesure ultrasonore du battement cardiaque et de la respiration est également possible lorsque le sujet porte un vêtement. C'est un avantage très important des ultrasons relativement au laser pour le monitoring des signaux vitaux en milieux médicalisés. Dans notre cas, nous avons utilisé un T-shirt léger placé à une distance de

quelques millimètres de la peau. La baisse d'amplitude du déplacement mesurée sur le tissu suggère un couplage d'ondes évanescentes entre la surface vibrante (la peau) et le vêtement. La compréhension de la physique des ondes de ce couplage sera étudiée plus loin dans le manuscrit.

Suivant le phénomène vibratoire à observer, la fréquence d'échantillonnage du système peut être augmentée jusqu'au millième de Hz grâce à l'utilisation de codes orthogonaux.

D'un point de vue pratique, hormis l'électronique d'acquisition, le système est constitué de composants à faibles coûts. Il pourrait moyennant quelques améliorations, adresser le marché grand public de l'électronique. La première amélioration serait de rendre le système plus compact car celui-ci est relativement encombrant. En vue d'une application de monitoring de signes vitaux, des algorithmes de reconnaissance pourraient être développés. Un système de mesure multi-points permettrait de discriminer spatialement les différentes portions de la surface et offrirait de nouvelles informations sur le corps humain, comme par exemple l'estimation de l'onde de pouls qui est un paramètre très intéressant à mesurer pour caractériser la rigidité des artères [90].

Imageur 2D : Vibrométrie multi-points

Les techniques développées avec le vibromètre mono-élément vont être étendues dans ce chapitre à la mise au point d'un imageur 2D sans contact dont l'objectif est la mesure des vibrations et des ondes mécaniques se propageant à la surface du corps humain.

Pour rappel, nous considérons deux types de vibration. Le premier correspond aux vibrations générées dans le corps. Celles-ci sont naturelles et principalement engendrées par le battement cardiaque, les ondes de pression dans les artères, la respiration et la contraction de certains organes lors de leur fonctionnement. Dans le second cas, les vibrations sont créées artificiellement. L'objectif dans ce cas est d'observer la propagation des ondes de surface sur le corps pour en déduire les propriétés élastiques et détecter la présence éventuelle d'hétérogénéités élastiques telles que des corps étrangers dissimulés sous la peau ou sur la peau recouverte d'un vêtement.

La principale nouveauté de l'imageur 2D est de pouvoir imager une surface spéculaire. Du fait de la forte rupture d'impédance air/tissu biologique et de la faible rugosité de la peau comparée aux longueurs d'onde ultrasonores utilisées, la surface du corps humain se comporte comme un miroir de géométrie non plane.

La mise au point de la sonde 2D s'est effectuée en plusieurs étapes. Dans un premier temps nous avons réalisé une première sonde linéaire unidimensionnelle que nous allons présenter succinctement ici. Ce système permet la mesure d'un mouvement vibratoire de surface selon une unique ligne. Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 3.1. Douze émetteurs piézoélectriques, agencés en ligne, sont connectés à une même voie et placés au premier foyer d'un miroir elliptique qui permet de focaliser l'onde émise sur le second foyer de l'ellipse selon une ligne. La surface vibrante à étudier est placée à la distance focale du miroir. Elle renvoie les ondes vers le réseau composé de 16 récepteurs indépendants. A partir des signaux enregistrés sur chaque microphone, il est possible de synthétiser une focalisation numérique en réception le long de la ligne d'émission. Pour chaque point de la ligne on observe ainsi un signal temporel associé à chaque émission. Les déphasages de ce signal temporel au cours des tirs d'émission successifs permettent de déduire le mouvement de la surface vibrante. Sur la Figure 3.1(b), on montre le résultat obtenu au cours de la propagation d'une vague de front d'onde linéaire dans un bassin d'eau de dimensions $50 \times 15 \times 2 \text{ cm}^3$. Le

dispositif linéaire est disposé au dessus d'une portion du bassin et capte le déplacement transverse généré par la vague.

Ce système a permis de confirmer notre approche et de soulever les problématiques de l'imagerie liées à une surface spéculaire. Cependant, il est limité à l'observation d'une vibration le long d'une ligne. Pour caractériser des hétérogénéités élastiques, il est important d'obtenir des informations sur toute une surface. C'est pourquoi on s'attachera dans la suite à présenter le réseau bidimensionnel de capteurs mis au point pour cette étude.

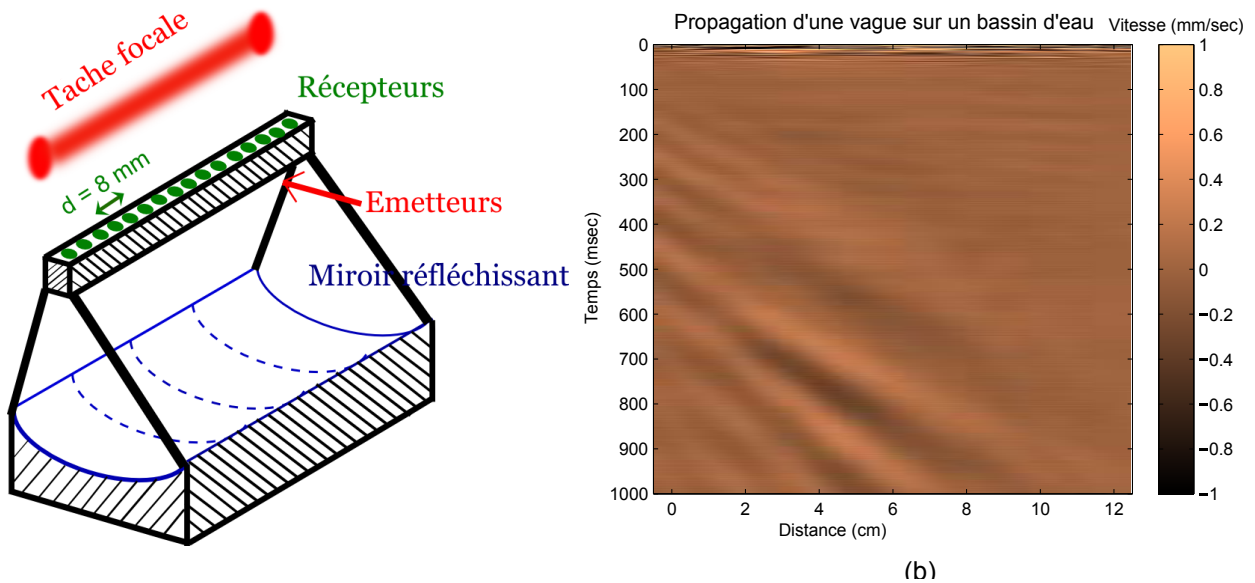


Figure 3.1 : (a). Présentation du dispositif linéaire. Ce système est constitué d'une barrette de 12 émetteurs connectés en parallèle, d'un miroir elliptique et d'un réseau de 16 récepteurs indépendants. (b) Exemple de résultat du suivi de la propagation d'une vague dans un bassin d'eau. Le résultat est présenté sous forme d'une image temps-distance. La vague est générée dans un bassin de dimensions $50 \times 15 \times 2 \text{ cm}^3$. L'impulsion est constituée d'un cycle à 50 Hz.

La présentation de l'imageur 2D est organisée en trois parties :

- la première partie est consacrée à la fabrication de la sonde ultrasonore. Nous expliquons le choix des géométries des réseaux bidimensionnels destinés à capter les échos spéculaires.
- la seconde partie s'intéresse aux différentes techniques du traitement du signal mises en œuvre, que ce soit pour la formation des images ou pour l'estimation de la carte bidimensionnelle de vibration. La technique de formation de voies en émission/réception par synthèse d'ouverture est présentée ainsi qu'un algorithme de formation de voies fonctionnant uniquement en réception. Des résultats d'expériences sur des surfaces contrôlées sont exposés, validant les méthodes de traitement du signal.
- pour clôturer ce chapitre, le dispositif est validé par des expériences menées sur des gels en vibration et sur un sujet humain. Les expériences mettent en évidence la possibilité d'observer la propagation des ondes mécaniques de surface ainsi que la perturbation de celle-ci en présence d'inclusion.

3.1 Imagerie d'une surface spéculaire

3.1.1 Conception d'une sonde bidimensionnelle ultrasonore fonctionnant dans l'air

La construction de la sonde ultrasonore 2D tient compte du matériel d'acquisition analogique-numérique disponible au laboratoire pendant ma thèse. On dispose d'un nombre de canaux d'émission (destinés à piloter les émetteurs) limité à douze et d'un nombre de canaux de réceptions (pour les récepteurs) limité à 256. L'objectif de la sonde est d'être capable d'imager une surface de 10 cm de cotés avec une résolution spatiale de l'ordre du centimètre en limitant les lobes de réseau.

Dans cette partie, on présentera successivement la réception et l'émission. Cependant, les performances en termes de surface couverte et de résolution sont liées à la combinaison de l'émission et de la réception.

Choix des transducteurs appropriés

Contrairement aux transducteurs utilisés dans l'eau ou en contact avec le corps humain (par adaptation d'impédance), la différence d'impédance avec l'air est très élevée. Cette différence est de 5 ordres de grandeur entre l'air et le matériau piézoélectrique, en reprenant les valeurs d'impédance de l'introduction (cf. chapitre 1). Il est donc difficile de concevoir un émetteur et un récepteur en un seul élément qui soit capable d'être suffisamment puissant pour émettre une onde ultrasonore dans l'air et suffisamment sensible pour la détecter. C'est pourquoi le dispositif sera constitué de deux réseaux distincts, l'un destiné à l'émission et l'autre à la réception.

Comment disposer le réseau de microphones

Le réseau 2D de microphones fonctionne autour d'une fréquence centrale de travail de 40 kHz. La longueur d'onde correspondante est alors $\lambda = 8,6$ mm. Les lois de la diffraction et de l'échantillonnage spatial nous indiquent la forme et la qualité de la tache de focalisation suivant la géométrie adoptée. Certains compromis, connus du milieu de l'imagerie, apparaissent. Ils tiennent compte de la taille de l'ouverture et du pas inter-éléments.

La longueur de la barrette $L_{\text{barrette}} = (N - 1)p$ détermine la résolution latérale du système. Plus la taille de la barrette est grande, plus la résolution est bonne. La résolution souhaitée est fixée par le contenu spatial du phénomène à observer. Il est inutile d'avoir une résolution trop élevée par rapport à la taille caractéristique de la vibration à mesurer. Pour augmenter la résolution latérale, il faut donc soit augmenter le nombre d'éléments N , soit augmenter le pas inter-éléments p , soit les deux. Si le pas p est trop grand, les lobes de réseau se rapprochent du lobe principal et peuvent dégrader la qualité de l'image. Cependant, une focalisation en émission résout en partie ce problème si les lobes de réseau en émission et en réception ne se recouvrent pas.

Une solution évidente consiste à utiliser un grand nombre de capteurs N , impliquant cependant un coût financier important. Mais aussi un coût technologique, car une augmentation du nombre de capteurs suppose un grand nombre de voies d'acquisition.

L'évolution de l'informatique et des cartes d'acquisition Analogique/Numérique fait d'énorme progrès, mais les capacités de mémoire et de calcul restent finies.

Pour un nombre de voies défini, le seul paramètre sur lequel on pourra jouer est le pas inter-élément p . Il faudra choisir un compromis entre la résolution latérale et la présence de lobes de réseau dans le champ d'imagerie.

Fabrication de la matrice carrée 2D de récepteurs

La première étape du développement de l'imageur 2D s'est portée sur la conception d'une ouverture de réception constituée de 256 microphones. Pour avoir une résolution latérale qui soit la même dans les deux directions et pour des raisons de fabrication, nous avons opté pour une matrice carrée de 16×16 microphones. Soient p_x le pas inter-élément entre les lignes et p_y le pas inter-élément entre les colonnes. Pour avoir une résolution identique dans les deux directions, la condition $p_x = p_y$ est imposée.

Nous avons fixé la profondeur focale autour de $z_F = 25$ cm. Cette distance nous semble à la fois relativement proche pour avoir une focalisation efficace et suffisamment éloignée pour une mesure confortable sur une personne. Dans l'introduction, nous avons vu que la longueur d'onde minimale des ondes de surface que l'on souhaite imager est de l'ordre du centimètre. La résolution doit donc être de l'ordre du centimètre. C'est pourquoi le pas inter-éléments des récepteurs a été choisi égal à la longueur d'onde $p_x = p_y = \lambda$. Cela permet d'obtenir un rapport $\frac{z_F}{L_{barrette}}$ égal à 2 et une résolution latérale théorique d'environ 1,7 cm à la fréquence de 40 kHz.

Pour former la matrice de $16 \times 16 = 256$ microphones, 8 barrettes de 2×16 éléments (Figure 3.2) ont été développées par la société ERMATEL. La référence des microphones utilisés est micro FG 23329 de la société Knowles. La barrette comprend trois circuits imprimés. Le premier supporte les microphones, le second contient des amplificateurs et le dernier possède la connectique et sert de base pour les deux autres.

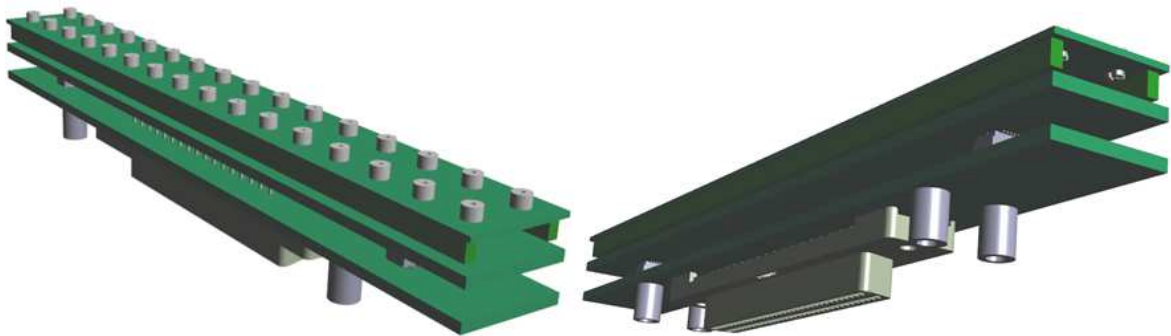


Figure 3.2 : Vue 3D d'une barrette de récepteurs. Celle-ci est composée de 3 circuits imprimés. Le circuit imprimé du haut contient la matrice de 2×16 microphones. Le second circuit imprimé contient les composants électroniques permettant l'amplification des signaux des microphones. Et le dernier circuit imprimé permet le support et la connectique des deux autres.

En mettant bout à bout les barrettes nous pouvons former notre matrice de 16×16 capteurs. Le fait d'avoir des barrettes de 2×16 laisse une certaine flexibilité sur

l'assemblage finale mais elle ne sera pas exploitée dans cette thèse.

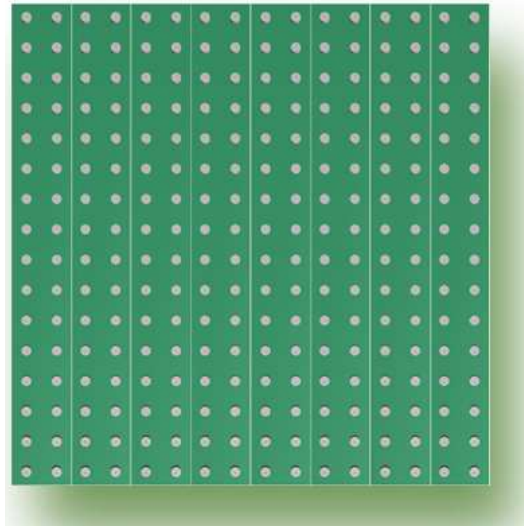


Figure 3.3 : Assemblage en matrice carrée des barrettes de 2×16 récepteurs.

Ces barrettes sont fixées sur un support métallique. Le support métallique doit également soutenir les câbles lourds (SCSI II) pour ne pas abîmer les circuits imprimés.

Comment insonifier la surface à imager ?

L'étude des systèmes d'imagerie conventionnelle permet d'avoir un aperçu des techniques utilisées et des différents modes d'émission possibles. Cependant, il est nécessaire d'adapter ces méthodes à nos contraintes. La première différence est le découplage entre le réseau de récepteurs et le réseau d'émetteurs. La seconde contrainte est le nombre de voies limité en émission. Nous avons la possibilité d'émettre 12 signaux indépendants en parallèle.

La seconde particularité de notre travail est de devoir imager une surface spéculaire (voir partie 1.3). Cela suppose que, lorsqu'une onde ultrasonore arrive sous un certain angle d'incidence θ_i , elle sera réfléchie avec le même angle $\theta_r = \theta_i$ par rapport à la normale à l'interface, d'après les lois de Snell-Descartes.

Cette problématique peut-être modélisée à partir de la théorie des rayons. La théorie des rayons est déduite asymptotiquement de la théorie de la diffraction et elle permet dans cette approximation dite géométrique d'assimiler la propagation des ondes à un lâcher de rayons qui vérifient les lois de Snell-Descartes. Ainsi, une source ponctuelle rayonne des rayons dans toutes les directions et peut être représentée, en présence d'un miroir, par son image construite par symétrie par rapport à la surface miroir. Cette seconde source est appelée source virtuelle ou source image.

Afin de simplifier l'étude du problème, on considère que la surface réfléchissante est un miroir plan. L'onde ultrasonore incidente se propage dans l'air et la présence d'une surface (ou d'une cible) renverra un écho.

Sur la Figure 3.4, une ouverture focalise à l'émission sur la surface miroir. Dans le modèle de la source image, il est possible de représenter son double virtuel pour visualiser le champ acoustique réfléchi. Sur la première illustration (a), la barrette est placée parallèlement à la surface miroir plane. Le champ ultrasonore incident se retrouve en incidence normale et est donc réfléchi directement vers ces mêmes émetteurs. Pour insonifier la surface de manière optimale dans cette configuration, il faut que les récepteurs soient dans la même zone. Techniquement cela n'était pas possible avec le matériel en notre possession. C'est pourquoi la barrette de transducteurs doit être inclinée par rapport à la surface (voir Figure 3.4 (b)). En conséquence, les ondes réfléchies se dirigent vers une zone différente du réseau d'émetteurs.

La première idée est d'insonifier la peau du sujet, de manière similaire à l'imagerie échographique conventionnelle, en focalisant à l'émission sur une zone de notre surface et en balayant zone par zone de manière à reconstruire l'image entière de la surface (comme sur la Figure 3.4). Cette idée a rapidement été abandonnée car le temps nécessaire pour scanner la surface d'intérêt en entier est trop long pour nos applications. Cela diminuerait de manière significative la cadence d'imagerie et ne permettrait pas d'imager les phénomènes vibratoires du corps humain.

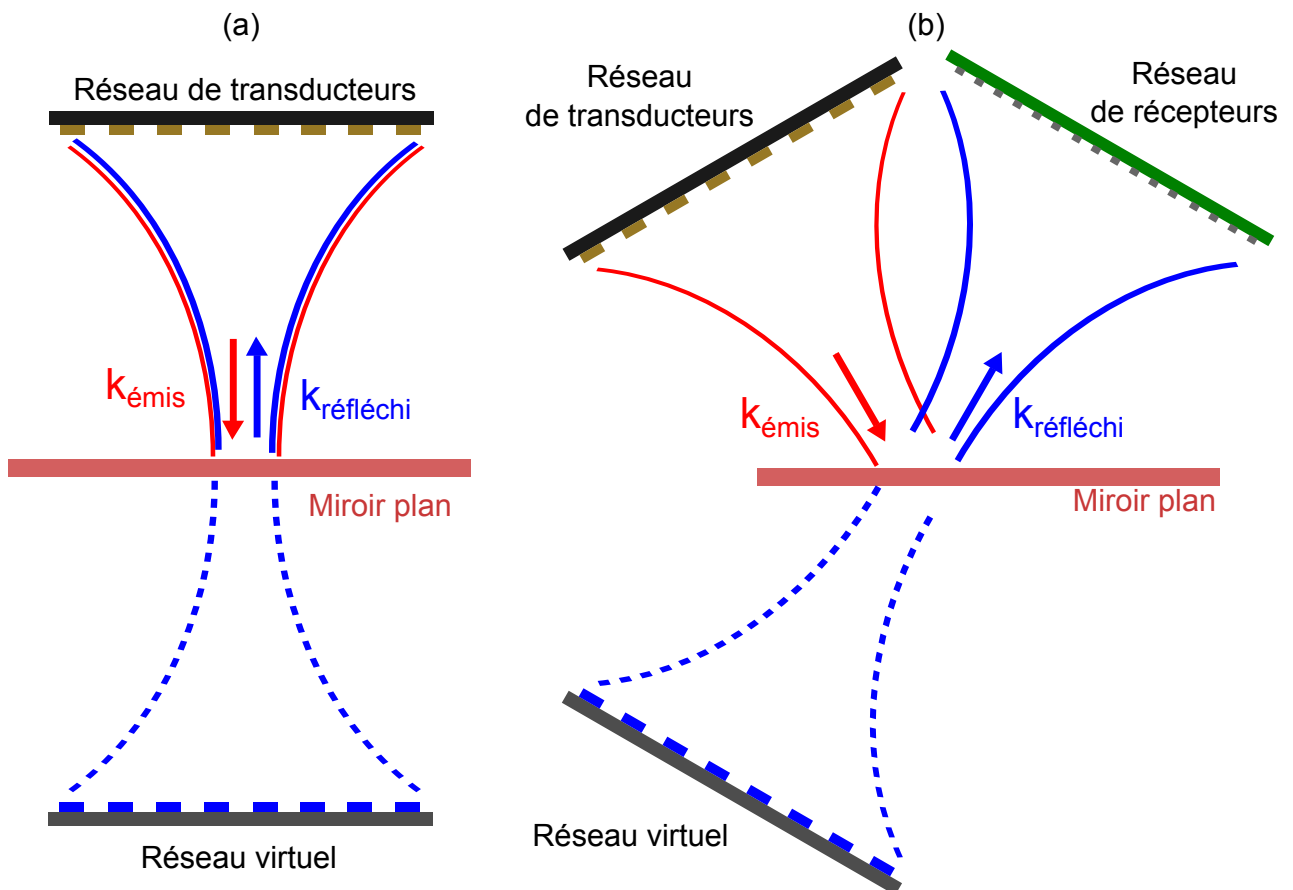


Figure 3.4 : Illustration en 1D de l'illumination par une ouverture focalisante sur une surface miroir. La théorie des rayons permet de considérer des sources images représentées par le symétrique de la source à travers le miroir (a) Le plan contenant le réseau de transducteurs est parallèle à la surface plane. (b) Le plan contenant le réseau de transducteurs est incliné par rapport à la surface plane.

Pour pouvoir focaliser en tout point de l'image avec une haute cadence d'imagerie, la solution est d'insonifier la surface par une émission successive d'ondes sphériques. Une fois les réponses impulsionnelles acquises, une recombinaison des signaux enregistrés permettra de synthétiser une focalisation émission/réception en tout point de la surface. En effet, pour pouvoir focaliser en réception, il est nécessaire que l'information provenant d'un élément de surface atteigne plusieurs microphones, ce qui est possible grâce à une insonification par plusieurs émetteurs sous différents angles. Cette méthode relie de manière intrinsèque les focalisations en réception et en émission (expliquées plus en détail dans la section 3.2). Les ondes sphériques ont également l'avantage d'être omnidirectionnelles et donc d'apporter le plus large spectre incident de vecteurs d'onde. Ainsi, les récepteurs capteront à coup sûr une partie de l'onde réfléchiée par la surface.

Cette approche est valable uniquement si les émetteurs sont ponctuels. Ce n'est pas exactement le cas de notre dispositif expérimental où chaque pastille piézoélectrique utilisée en émission est de diamètre supérieur à la longueur d'onde centrale ultrasonore. Pour simplifier l'approche formelle, nous ferons cependant l'hypothèse d'émetteurs ponctuels.

Fabrication réseau d'émetteurs

Le matériel d'acquisition disponible nous permet de piloter 12 voies électriques en émission. A ces voies sont connectées des pastilles piézoélectriques (Murata electronics 7BB-20-6L0) de diamètre 20 mm. En réception, 256 voies électriques sont individuellement connectées aux sorties préamplifiées de la matrice de 256 microphones. Dans une première approche, la matrice d'émission est composée de 12 pastilles piézoélectriques. Chaque émetteur est contrôlable de manière indépendante. Du fait des contraintes évoquées dans la section précédente, les émetteurs sont placés en décalé par rapport aux récepteurs. Il est nécessaire de fixer un angle entre les deux réseaux ainsi que leur distance à l'origine définie par le centre de la surface d'observation. Soit d_r un segment de droite normale à la matrice de récepteurs et passant en son centre. Soit d_e un autre segment de droite normale au réseau d'émetteurs et passant par son centre. Pour une distance d'observation de 280 mm telle que montrée sur la Figure 3.5, la longueur des deux segments de droite est choisie égale à 242 mm pour un angle de 60° entre les deux. La distance médiane de 280 mm est choisie pour limiter le niveau d'émission ultrasonore et l'amortissement durant la propagation de l'onde.

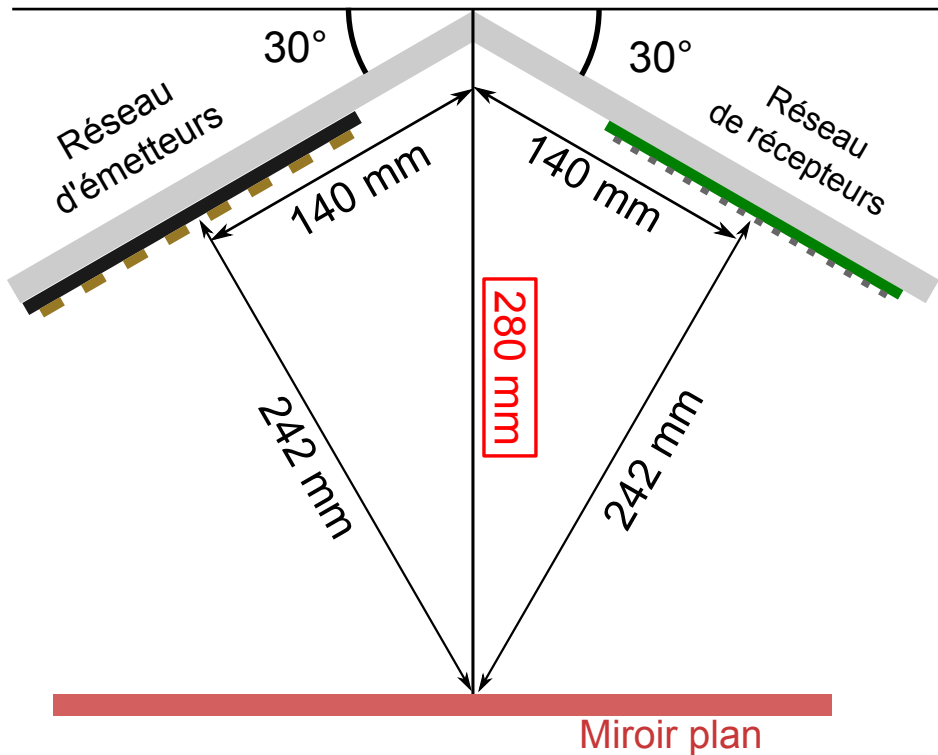


Figure 3.5 : Schéma illustrant les choix de l'angle et des distances entre les réseaux.

Pour tester différentes configurations, nous avons développé un programme Matlab basé sur le tracé de rayons acoustiques. Il simule avec des rayons le trajet d'une onde allant d'un émetteur ponctuel vers l'ensemble des récepteurs après réflexion sur la surface d'observation. Par la suite, une zone d'insonification est définie sur cette surface pour chaque émetteur (voir Figure 3.6).

Une configuration où les émetteurs sont proches implique une petite surface d'insonification. Mais dans ce cas, le recouvrement entre les zones sondées par chaque couple émetteur-matrice de récepteur est augmenté. La comparaison avec les résultats obtenus pour une configuration contraire (émetteurs éloignés), où il y a peu de recouvrement, montre l'importance de ce phénomène. Lorsque le recouvrement est insuffisant, la focalisation en émission/réception devient inefficace avec une perte de la résolution spatiale de l'image. Pour que toute l'ouverture soit mise à contribution dans la focalisation, il est nécessaire que chaque élément de surface à imager soit insonifié par plusieurs émetteurs différents. Autrement dit, les zones insonifiées par chaque transducteur et captées par les microphones doivent se recouvrir au maximum pour permettre une focalisation émission/réception efficace, et ainsi obtenir une bonne résolution spatiale, homogène sur la surface observée. Le deuxième avantage d'un fort recouvrement est la meilleure robustesse à une angulation de la surface ainsi qu'à sa courbure.

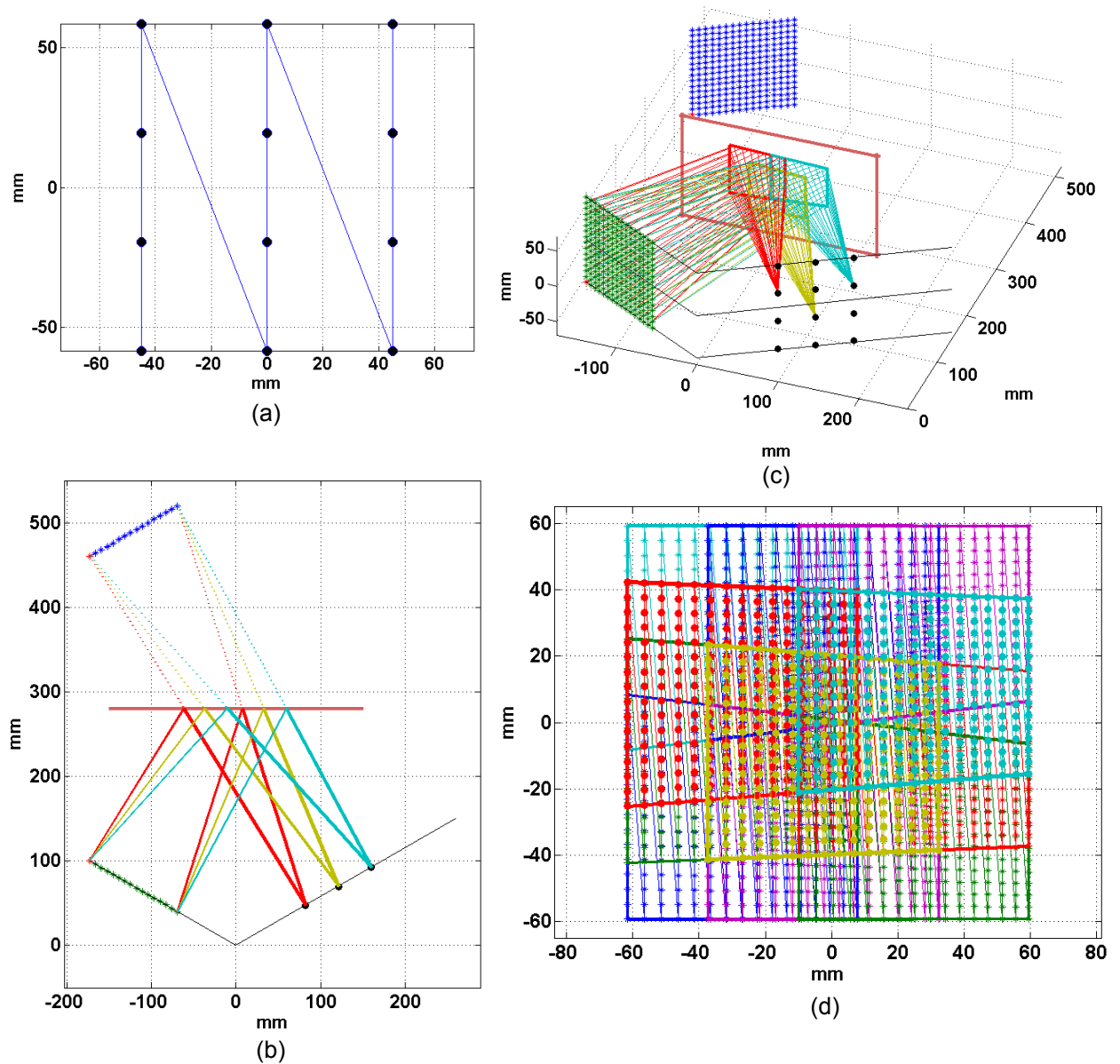


Figure 3.6 : (a) Positions des 12 émetteurs sur le réseau ; (b) Illustration 2D du tracé de rayons. Le miroir est plan. (c) Illustration 3D du tracé de rayons. (d) Projection sur la surface miroir des rayons atteignant les récepteurs pour chaque émetteur.

Carte d'acquisition Analogique/Numérique

Les signaux de la matrice de 16×16 microphones sont enregistrés grâce à un boîtier de marque D-TACQ composé de 3 cartes ACQ196CPCI de 96 voies chacune échantillonnant jusqu'à 500 kHz sur 16 bits. Les trois cartes sont déclenchées simultanément. Les données sont envoyées à l'ordinateur via le réseau en utilisant le protocole FTP. Un script Matlab permet de lire les données et de les réenregistrer au format Matlab. Cette carte permet d'enregistrer jusqu'à 5 s d'acquisition à 500 kHz. Plus le temps d'acquisition est long, plus la quantité de données est grande et plus le rapatriement des données ainsi que le traitement est long.

De la même manière que les réseaux d'émetteurs et de récepteurs sont disjoints, le convertisseur A/N pour l'émission est séparé. Le boîtier d'émission est constitué d'un rack de 6 cartes d'acquisition A/N Agilent U2542A possédant chacune 4 voies en réception et 2 voies en émission. La fréquence maximale d'échantillonnage est 500 kHz. Au total 12 voies sont programmables en émission et la résolution est de 12 bits. Les deux systèmes sont déclenchés à partir du même signal (ou *trigger*) pour définir une origine temporelle commune. La principale difficulté de notre électronique d'acquisition repose sur le fait que les horloges de fonctionnement des deux systèmes sont différentes. Cela engendre une difficulté et une adaptation des signaux avant leur traitement. En effet, on le verra plus loin, tous les algorithmes reposent sur le fait que l'on connaît les temps de déclenchement des deux systèmes ainsi que la cadence d'imagerie avec exactitude.

3.1.2 Montage final

Le montage final est montré sur la photo de la Figure 3.7. Tous les composants de la chaîne d'acquisition, du capteur à l'ordinateur, sont montés sur un support mobile de type médical, possédant un bras à vérins. Cela permet d'orienter correctement la sonde et laisse des degrés de liberté sur la position de la surface à imager. Ce montage permet donc de déplacer tout le dispositif avec une certaine simplicité.

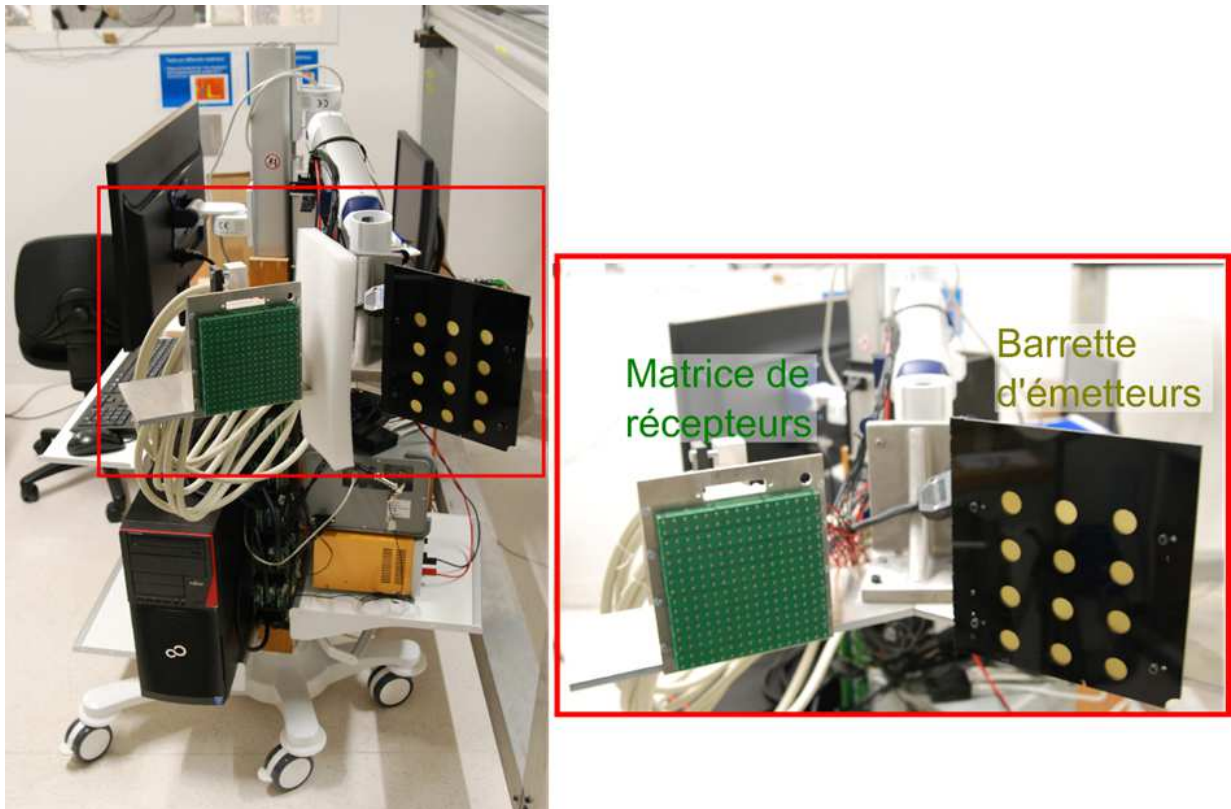


Figure 3.7 : Photo du montage. Tout le matériel est embarqué sur une base roulante permettant de déplacer le montage. Celui-ci est composé des deux réseaux d'émetteurs et récepteurs, des deux boîtiers d'acquisition émission et réception, d'un boîtier d'alimentation pour les microphones et de l'ordinateur. A droite, un zoom permet de voir la réalisation de la configuration décrite sur la Figure 3.6.

3.2 Méthodes de traitement du signal

Nous présentons dans cette partie le traitement du signal utilisé pour former les images et extraire les cartes bidimensionnelles du mouvement de surface. Le traitement du signal est appliqué une fois que les données sont disponibles sur l'ordinateur.

Deux approches différentes ont été développées. La première repose sur la formation de voies en émission/réception. Elle nécessite de connaître la forme du front d'onde envoyé et le moment où il est émis ainsi que de la distance des réseaux à la surface d'observation.

La seconde méthode est basée sur la formation de voies en réception classique. Elle traite les signaux sans avoir d'*a priori* sur la forme du front d'onde ou sur le déclenchement de l'émission. Cette approche nécessite néanmoins une insonification de la surface avec de multiples angles.

3.2.1 Formation de voies en émission-réception par ouverture synthétique

Principe de la formation de l'image

Nous avons montré dans la partie 3.1.1 qu'il est nécessaire d'insonifier la surface sous différents angles avec une onde possédant un large spectre angulaire de vecteurs d'onde. La solution retenue est l'émission séquentielle d'ondes sphériques par les émetteurs. Le temps de déclenchement de l'acquisition (émission et réception) est connu ainsi que, par construction, la position des émetteurs et des récepteurs. L'idée est de remettre en phase les signaux enregistrés, en chaque point de notre image, pour chaque microphone et chaque émetteur. Si la surface est présente, les signaux se sommeront en phase.

La technique de traitement du signal pour la formation de voies en émission-réception mise au point pour notre système est comparable à celle de l'imagerie par ouverture synthétique dans la base canonique des ondes sphériques. Elle est appelée « *Synthetic aperture ultrasound imaging* » en imagerie médicale [91] et a été étudiée à partir des années 1970. Elle est fortement inspirée de son utilisation dans le domaine du radar (*Synthetic Aperture Radar*). Le principe de cette méthode consiste à enregistrer la réponse du milieu, en utilisant tour à tour chaque émetteur piézoélectrique. En considérant les émetteurs comme ponctuels, tout le milieu est séquentiellement illuminé par des ondes de courbure sphérique émanant de chaque transducteur (voir Figure 3.8). Dans le cas de l'imagerie classique en milieu diffusant, une image par formation de voies uniquement en réception est réalisée pour chaque émission. Dans un premier temps l'image ainsi obtenue aura une résolution directement liée à l'ouverture en réception. Ensuite, la sommation en phase des signaux permettra d'aboutir à une focalisation en émission.

Dans notre cas, nous sommes contraints d'utiliser un grand nombre d'émetteurs pour pouvoir focaliser avec la plus grande taille de l'ouverture en réception. Autrement dit, la prise en compte de toute l'ouverture en réception pour la focalisation est

tributaire de l'ouverture en émission.

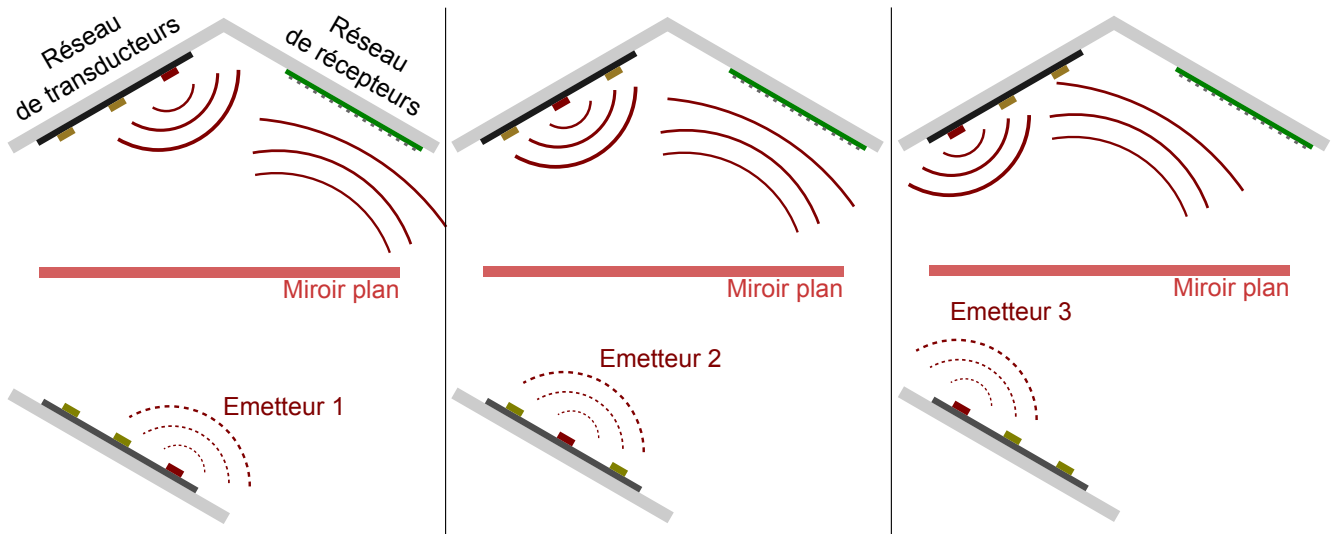


Figure 3.8 : Illustration d'une acquisition séquentielle. Chaque émetteur émet une onde sphérique l'un après l'autre.

Considérons l'émetteur E_m et le récepteur E_n tel que montré sur la Figure 3.9. Soit $e_m(t)$ le signal émis par l'émetteur E_m . Supposons pour simplifier que le signal reçu ne comporte que l'écho de la cible (pas de trajet direct de l'émetteur vers le récepteur). On considère l'air comme un milieu homogène, non dispersif et non-visqueux. Le signal reçu par le récepteur R_n s'écrit :

$$s_n(t) = e_m(t - \tau_P^{mn}) = e_m \left(t - \frac{|\vec{r}_{E_m} - \vec{r}_P| + |\vec{r}_P - \vec{r}_{R_n}|}{c} \right) \quad (3.1)$$

avec \vec{r}_{E_m} la position de l'émetteur E_m , \vec{r}_{R_n} la position du récepteur R_n , \vec{r}_P la position du point P représentant une cible écho-gène (dans notre cas un point de la surface) et c la célérité du son dans l'air.

Si on émet un train d'onde au temps $t = 0$ s, le récepteur recevra ce signal au temps τ_P^{mn} . Connaissant la célérité des ondes dans l'air, on en déduit la distance parcourue par l'onde $d_P^{mn} = c\tau_P^{mn}$. Cependant, pour un émetteur E_m et un microphone R_n donnés, et connaissant la distance parcourue par l'onde, la position exacte de la cible ne peut être déduite car elle est placée sur une ellipse dont les foyers sont sur les points \vec{r}_{E_m} et \vec{r}_{R_n} . La formation de voies émission/réception résulte dans la sommation des ellipses pour tous les couples récepteurs-émetteurs. Les émetteurs et les détecteurs sont supposés isotropes. Tenir compte de la directivité améliore la qualité des images en ne re-propageant les ondes que dans une portion de l'espace, cependant c'est un problème complexe pour les signaux larges bandes et nous nous limitons ici à l'approximation des éléments comme isotrope. Cette approximation est courante en imagerie ultrasonore.

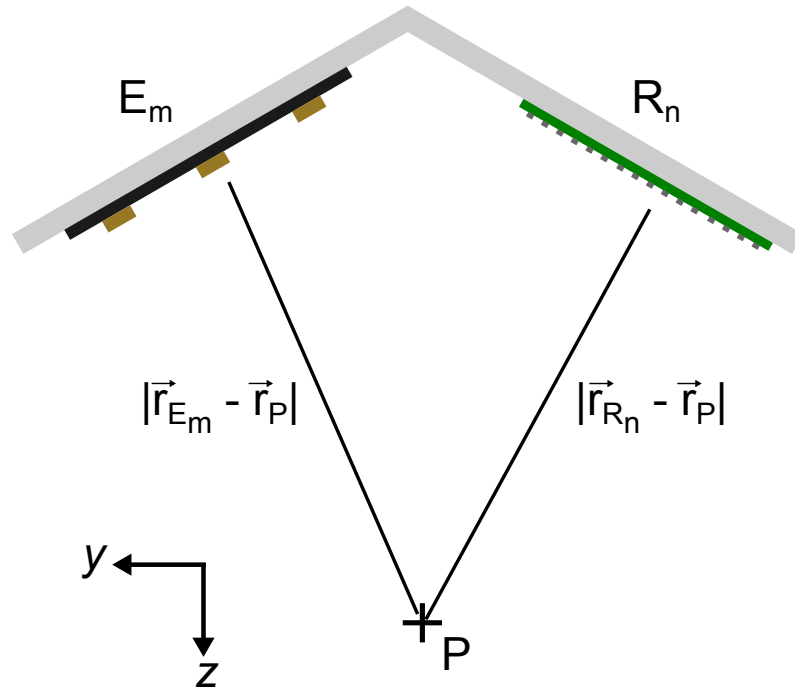


Figure 3.9 : Schéma représentant les conventions adoptées pour la formation de voies en émission/réception.

Pour réaliser une formation de voies en émission et en réception, chaque point de l'image \vec{r} est construit par la sommation cohérente des signaux reçus par les microphones. En pratique, cela revient à recalculer les signaux $s_n(t)$ du temps $\tau^{mn}(\vec{r})$ et les sommer sur tous les récepteurs et émetteurs. Ainsi, chaque voxel¹ \vec{r} de l'image sera calculé par :

$$s(\vec{r}) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N s_n(\tau^{mn}(\vec{r})) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N s_n \left(\frac{|\vec{r}_{E_m} - \vec{r}| + |\vec{r} - \vec{r}_{R_n}|}{c} \right) \quad (3.2)$$

avec \vec{r} la position d'un point de l'image, M le nombre total d'émetteurs et N le nombre total de récepteurs.

Cette approche revient à synthétiser une focalisation à la fois en émission et en réception [92,93]. Il est alors possible de démontrer que ce mode d'imagerie par synthèse d'onde est optimal et équivalent à un mode d'imagerie confocal en de multiples points, au rapport signal à bruit près (voir annexe A).

Acquisition et traitement

Le traitement du signal est réalisé après l'acquisition et l'enregistrement des signaux bruts. Pour augmenter le rapport signal à bruit (*signal-to-noise ratio* SNR) de la mesure, la compression d'impulsion est privilégiée. Une modulation linéaire en fréquence entre 25 kHz et 75 kHz est utilisée en émission. Ensuite, la recompression de l'impulsion est obtenue par intercorrélacion avec le signal modulé d'origine en remettant la phase de la modulation à zéros. (voir Figure 3.10).

1. Un voxel est un petit volume élémentaire équivalent 3D du pixel

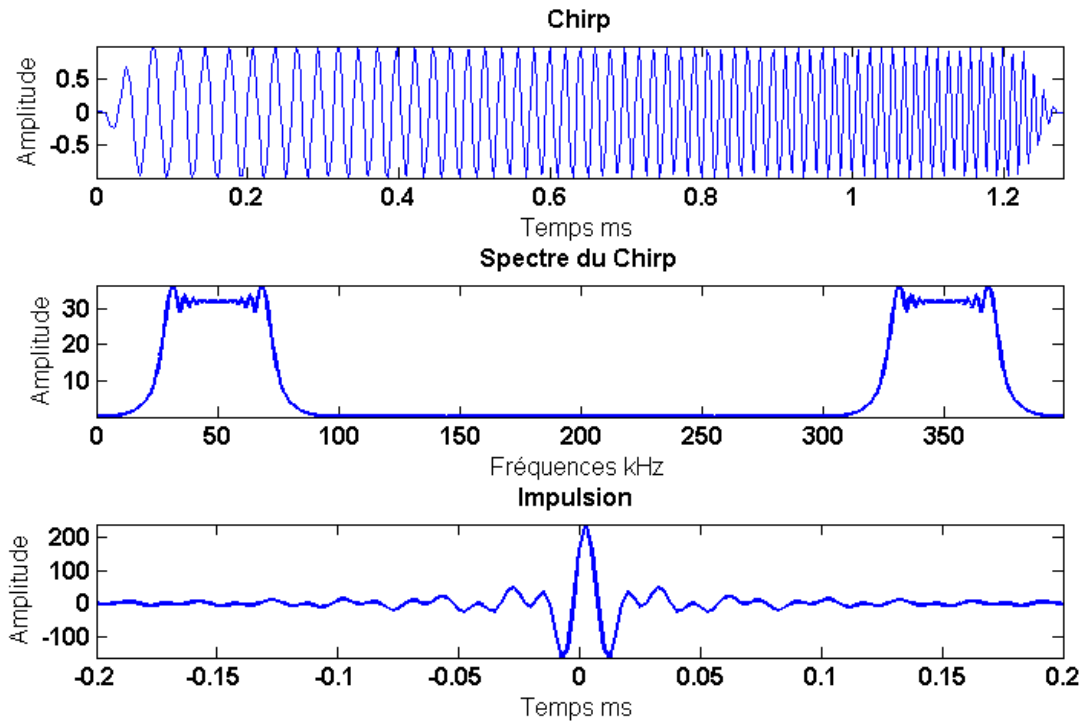


Figure 3.10 : Illustration de la compression d'impulsion. Le contenu fréquentiel de la modulation est compris uniformément entre 25 kHz et 75 kHz.

Utiliser des modulations linéaires en fréquence nous permet de travailler en régime impulsionnel avec l'avantage d'un plus grand SNR. L'inconvénient de cette méthode est l'étalement dans le temps du signal large bande. En effet, l'impulsion comprimée intègre le mouvement de surface sur la totalité de la durée de la modulation. Cette intégration dans le temps limite l'observation des mouvements hautes-fréquences. C'est un filtrage de type moyenne glissante (présenté au chapitre 2).

La modulation de longueur T_{chirp} est émise séquentiellement sur chaque pastille avec un délai de $\tau_{délai}$. Il n'est pas nécessaire d'attendre qu'un émetteur ait fini d'émettre avant de déclencher le suivant. Autrement dit, $\tau_{délai}$ peut être inférieur à T_{chirp} (Figure 3.11). Il n'est également pas nécessaire d'attendre que l'onde ait fait un aller-retour. Dans notre cas, l'onde est réfléchiée par la présence d'une seule cible à une profondeur donnée et le réseau d'émetteurs est découplé du réseau de microphones, permettant une émission et une réception en continu.

Après compression d'impulsion, la première image est donc donnée par :

$$\begin{aligned}
 s(\vec{r}) &= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N s_n (\tau^{mn}(\vec{r}) + m \cdot \tau_{délai}) \\
 &= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N s_n \left(\frac{|\vec{r}_{E_m} - \vec{r}| + |\vec{r} - \vec{r}_{R_n}|}{c} + m \cdot \tau_{délai} \right)
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Le terme additionnel $m \cdot \tau_{délai}$ de l'éq. 3.3 par rapport à l'éq. 3.2 est destiné à prendre en compte l'origine temporelle de l'émission réalisée successivement par chaque émetteur.

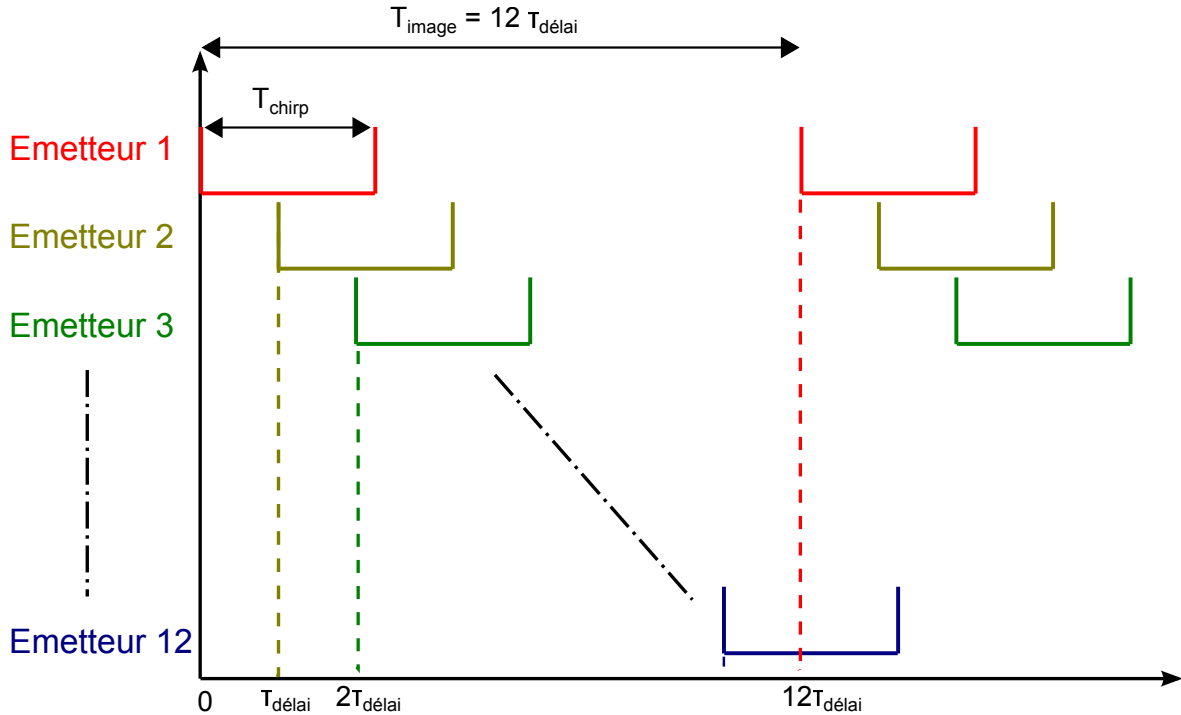


Figure 3.11 : Le délai entre le tir de chaque émetteur $\tau_{délai}$ détermine la cadence d'imagerie T_{image} . Cependant, les fréquences maximales mesurables sont limitées à la fois par la cadence d'imagerie et par le filtrage par une fonction porte de longueur $T_{fen} = 11 \times \tau_{délai} + T_{chirp}$

La fréquence d'imagerie de notre système est définie par l'intervalle de temps entre deux émissions successives par le même émetteur : $F_{image} = \frac{1}{12\tau_{délai}}$. Cependant, l'observation des mouvements de surface avec notre système est également limitée en fréquence par la moyenne glissante de durée $T_{fen} = 11 \times \tau_{délai} + T_{chirp}$. Elle introduit un filtrage dont la fonction de transfert est $H(f) = T_{fen} \text{sinc}(\pi f T_{fen})$. La fréquence de coupure à -6 dB est dans ce cas $f_{-6dB} \approx \frac{0,6}{T_{fen}}$.

Suivant la fréquence maximale du phénomène à observer, il y aura un compromis entre :

- le délai entre chaque tir des émetteurs $\tau_{délai}$. Plus celui-ci est court, plus la cadence d'imagerie est grande. Dans le cas extrême d'un délai nul $\tau_{délai} = 0$, cela revient à émettre un front d'onde plan qui dans ce cas possède un spectre en vecteurs d'onde étroit et est défavorable au bon fonctionnement de notre système.
- La longueur de la modulation T_{chirp} . Plus celle-ci est courte, plus le filtrage par moyenne glissante est dépendant uniquement de $\tau_{délai}$. Mais il y aura moins d'énergie émise et donc un plus faible SNR.

Ces signaux sont émis par le réseau d'émetteurs pendant que la barrette en réception enregistre en parallèle sur les 256 voies. Une mousse absorbante est placée entre les deux réseaux afin d'atténuer la contribution de l'onde directe entre les émetteurs et les récepteurs.

L'algorithme de traitement du signal procède en plusieurs étapes :

- la première étape consiste à comprimer l'impulsion ;

- ensuite, l'algorithme de formation de voies est appliqué. Il faut définir les dimensions de l'image ($Longueur \times Largeur \times Profondeur$) = $(l \times L \times P)$ ainsi que la taille du voxel pour la reconstruction de l'image. Les dimensions du voxel (p_x, p_y, p_z) définissent le pas de l'image en (x, y, z) .

La convention adoptée pour les axes est donnée par la Figure 3.12. Dans la suite, on veillera à représenter les figures selon Ox et Oy de telle manière que la caméra acoustique puisse être remplacée par notre œil.

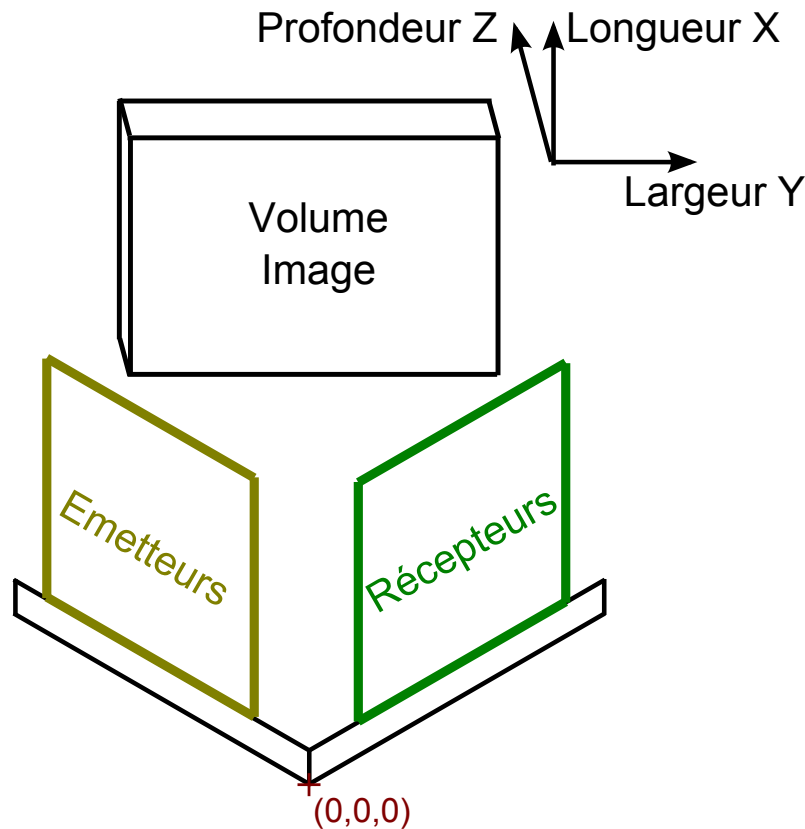


Figure 3.12 : Convention adoptée pour la représentation des figures.

Résultats expérimentaux

Caractérisation du système avec une cible diffusante

Pour tester notre système, nous utilisons une bille de diamètre 8 mm comme cible diffusante. La taille de la bille est de l'ordre de grandeur des longueurs d'ondes utilisées, afin qu'elle puisse renvoyer un écho suffisamment fort. Les résultats de l'image reconstruite sont présentés sur la Figure 3.13. Sur ces images, les maximums d'amplitude sont projetés suivant les trois axes Ox , Oy et Oz . C'est pourquoi il n'y a pas de valeurs négatives. Cependant, l'image 3D reconstruite (non présentée ici) contient des valeurs négatives, comme l'onde ultrasonore.

A partir de ces résultats, nous pouvons déterminer le contraste et la résolution du système d'imagerie dans le cas d'un objet diffusant. Le contraste est défini comme le

rapport du maximum d'amplitude sur la moyenne des amplitudes en dessous de -10 dB du maximum (en retirant le lobe principal) [94]. Le contraste est de 19. Pour ce calcul, la Figure 3.13 (b) est utilisée. Elle représente les maximums de l'image projetés dans la direction Oz . La résolution latérale est donnée par largeur du lobe à -10 dB dans les directions Ox et Oy . Ce critère est généralement utilisé pour déterminer la résolution d'un système d'imagerie [95]. La résolution mesurée à -10 dB est $r_y = 19$ mm dans la direction Oy (largeur) et $r_x = 19,5$ mm dans la direction Ox (longueur).

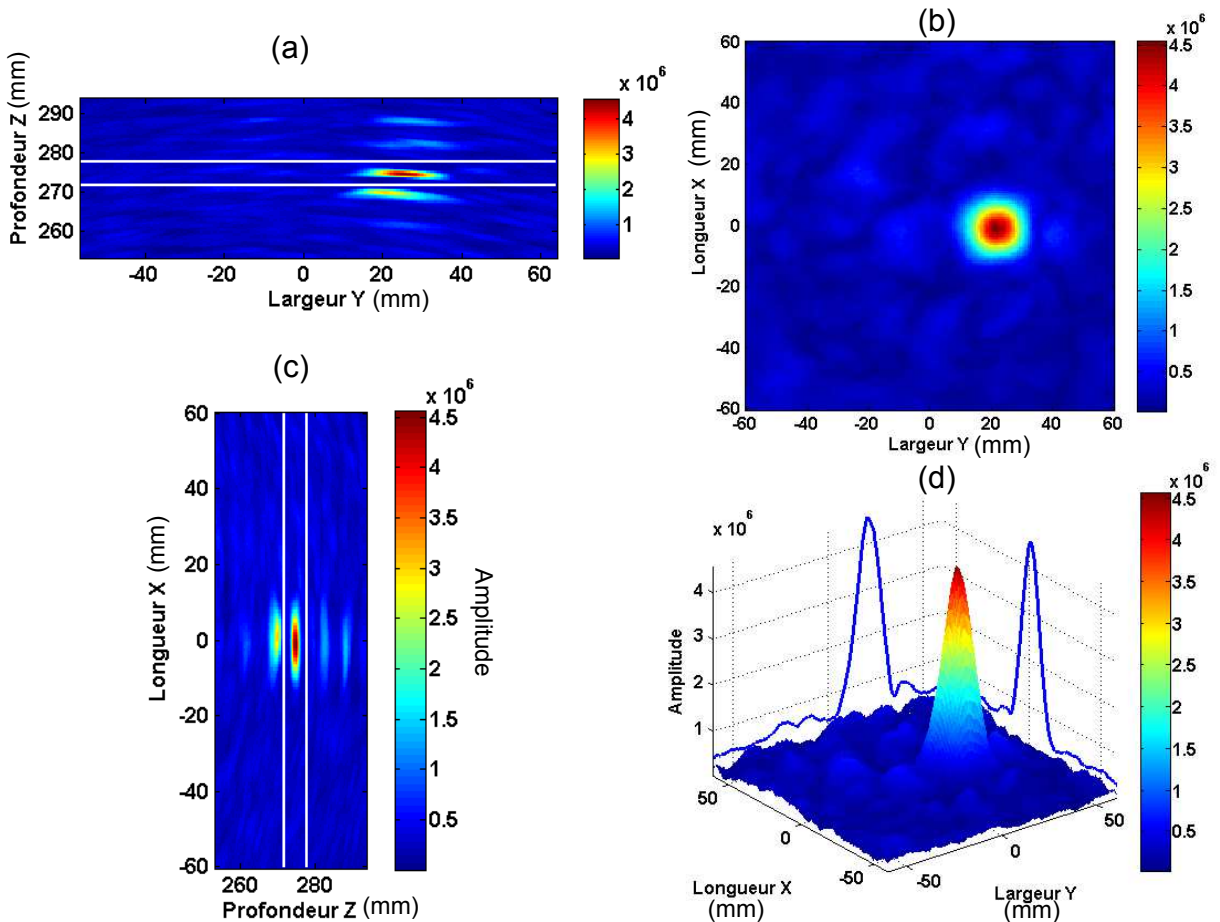


Figure 3.13 : Résultats de l'image en émission/réception d'une bille de 8 mm. Les maximums d'amplitude sont projetés suivant les 3 axes Ox , Oy et Oz . Les traits blancs désignent la tranche de découpe pour les figures (b) et (d). Les caractéristiques pour la formation de cette image sont les suivantes : $T_{chirp} = 2,56$ ms, $\tau_{délai} = 5,12$ ms, $(l \times L \times P) = (120 \times 120 \times 40)$ mm³, $(p_x \times p_y \times p_z) = (0,85 \times 0,85 \times 0,43)$ mm³.

Caractérisation du système avec une surface immobile

L'utilisation de la bille permet de connaître la résolution et le contraste attribués à un système classique. Cependant, notre but est de reconstruire des cartes de déplacement ou de vitesse d'une surface en mouvement. Il nous faut donc déterminer quelle est la capacité de notre système à discriminer spatialement différents mouvements et avec quelle sensibilité de détection.

La première expérience consiste à faire l'image d'une surface plane que l'on peut considérer comme infinie par rapport aux dimensions de notre système. La surface

est placée avec l'inclinaison optimale de 30° par rapport aux récepteurs (voir Figure 3.5).

Après avoir sommé les 12 images, nous obtenons les résultats donnés par la Figure 3.14. Ces résultats montrent la capacité de notre système à imager la surface plane. En effet, les vues de coupe (Figure 3.14 (a) et (c)) permettent de connaître la profondeur réelle de notre surface ainsi que sa bonne orientation. Sur ces vues, il est possible d'identifier la surface à partir de l'amplitude maximale. Cependant, plusieurs répliques sont visibles de part et d'autre de la surface. Elles correspondent aux lobes de l'impulsion temporelle. La résolution axiale est directement liée à la largeur de bande du signal temporel émis. La Figure 3.14 (b) informe sur le niveau d'insonification de notre surface. En effet, chaque émetteur se retrouve projeté sur la surface en une source secondaire floutée car l'imagerie est réalisée à mi-distance des émetteurs virtuels par symétrie dans la surface miroir. La mise au point est donc floutée. Après la sommation cohérente, il est encore possible d'identifier de manière floutée la contribution des différents émetteurs.

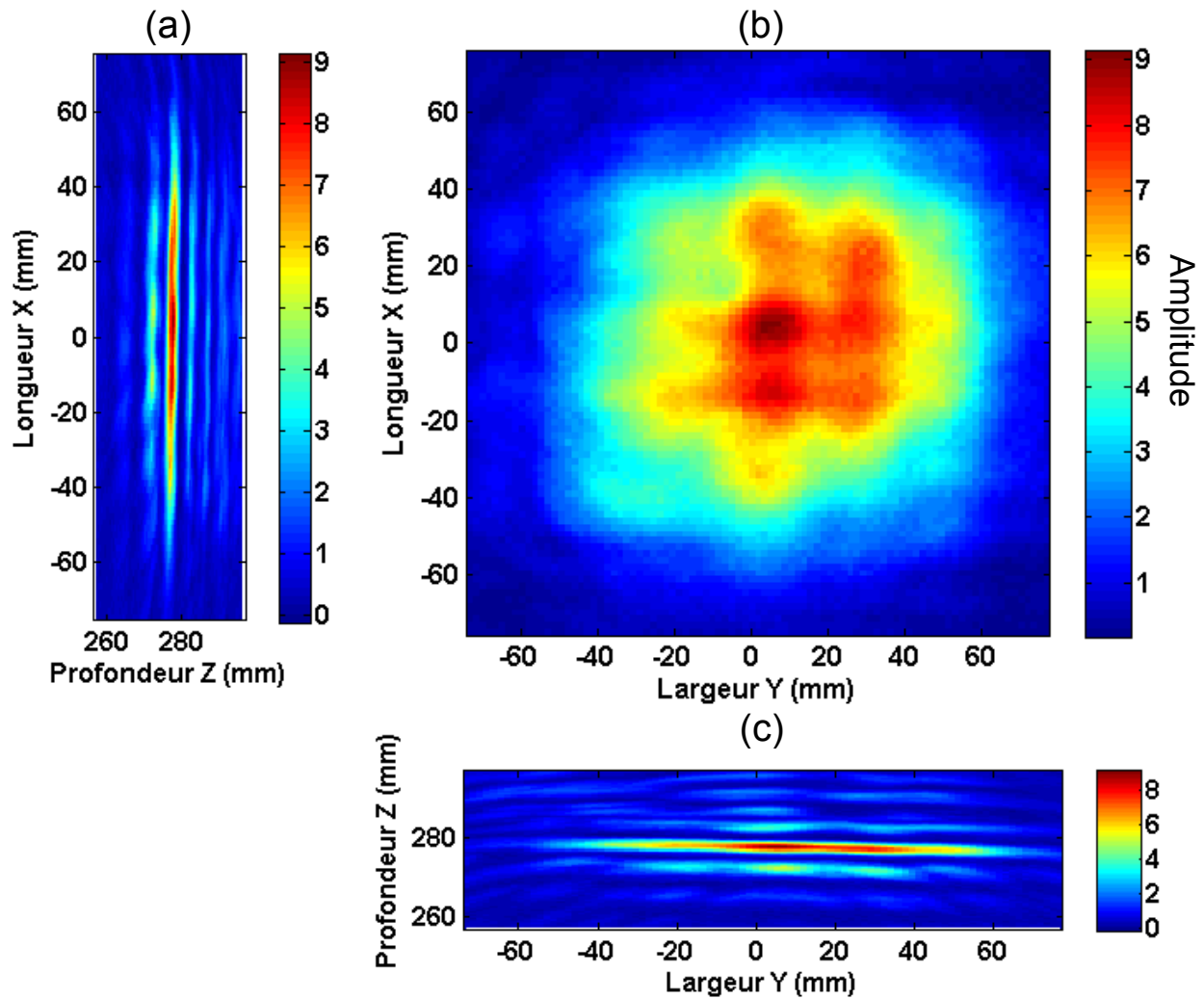


Figure 3.14 : Résultats de la construction de l'image d'une surface plane immobile par l'algorithme de formation de voies émission/réception. Les paramètres utilisés pour fabriquer cette image sont : $T_{chirp} = 2,56$ ms, $\tau_{délai} = 5,12$ ms, $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 40)$ mm³, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1,70 \times 1,70 \times 0,43)$ mm³. Projection des maximums d'amplitude dans la largeur y (a), dans la profondeur z (b) et dans la longueur x (c).

Pour valider la théorie des rayons utilisée lors de la conception du réseau d'émetteurs, nous étudions chaque émetteur indépendamment. La Figure 3.15 présente les images formées pour chaque émetteur avant d'être sommées. Les pastilles sont identifiables. La comparaison avec la projection des rayons sur la surface plane captés par les microphones, montre une très bonne adéquation avec la théorie des rayons. Tous les cadres blancs se superposent parfaitement à l'image floutée de l'émetteur sur la surface. Les amplitudes des sources sont homogènes dans l'ensemble. Pour visualiser les images de la surface pour chaque émetteur suivant les deux autres coupes, le lecteur se reportera à l'annexe B.

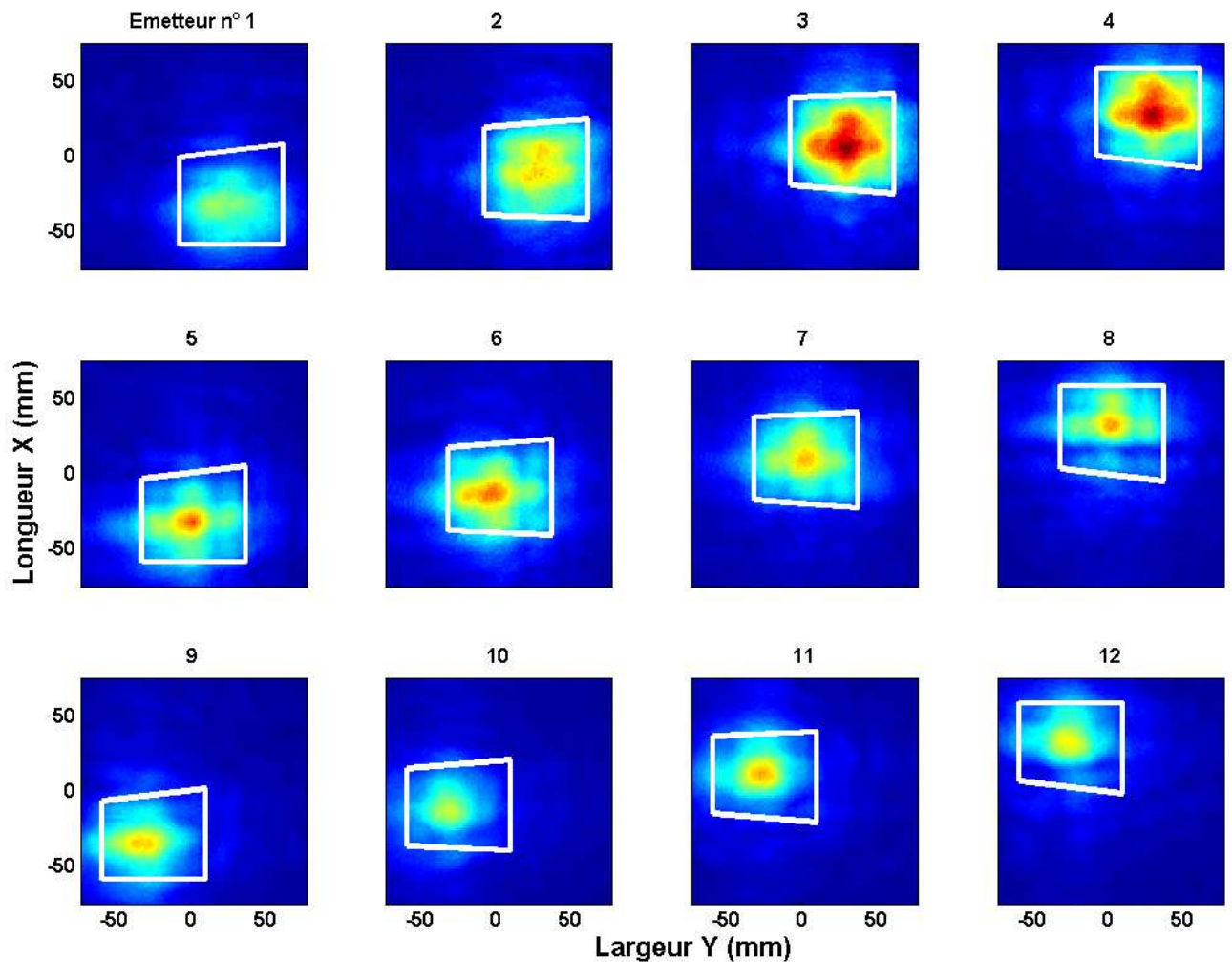


Figure 3.15 : Résultats de la construction de l'image en prenant chaque émetteur séparément. Les paramètres d'acquisition et de reconstruction sont les mêmes que pour la Figure 3.14. Les maximums d'amplitude sont projetés dans la profondeur. L'échelle des couleurs est bridée entre 0 et le maximum de l'image sommée sur les 12 émetteurs. Le quadrilatère blanc correspond au contour de la projection sur la surface des rayons captés par les microphones pour un émetteur donné (voir Figure 3.6).

Cas dynamique

Dans le cas dynamique, les paramètres T_{chirp} et $\tau_{délai}$ doivent être fixés suivant la cadence d'imagerie souhaitée pour être capable d'observer les hautes fréquences du phénomène vibratoire. Le délai entre l'émission de chaque émetteur est fixé expérimentalement à $\tau_{délai} = 150 \mu s$. C'est le délai minimal pour que les impulsions comprimées ne se confondent pas entre elles. Pour ce délai, la cadence d'imagerie correspondante est $F_{image} = 556 \text{ Hz}$.

La longueur de la modulation est définie à $T_{fen} = 2,5 \text{ ms}$ pour avoir un bon compromis entre le SNR et le filtrage passe-bas. La fréquence de coupure de ce filtre à -6 dB est alors $f_{-6dB} = 240 \text{ Hz}$. Cette valeur est cohérente avec les fréquences maximales détectables par la cadence d'imagerie F_{image} .

Une difficulté importante pour la mesure est la présence parasite de l'onde directe se propageant de l'émetteur vers les récepteurs. Ce phénomène apparait lorsque le délai d'émission $\tau_{délai}$ est court. Pour un délai suffisamment grand (comme dans l'expérience de la surface statique), le problème ne se pose pas car il est possible de discriminer temporellement l'écho de la cible et l'onde directe.

Pour atténuer la contribution du trajet direct il existe plusieurs solutions. La première est l'utilisation d'une mousse absorbante que l'on place entre les réseaux d'émetteurs et de récepteurs. La deuxième solution est la soustraction de l'onde directe avec une mesure en champ libre sans la présence de la surface. Au cours de ma thèse, lors de la première version du dispositif avec les 12 émetteurs, il a été choisi d'utiliser la mousse pour atténuer l'onde directe. Le problème de la soustraction de l'onde directe a été abordé à partir de la deuxième version de ce dispositif (avec 36 émetteurs, présentée au chapitre 4). Toutes les mesures qui sont présentées dans ce chapitre ont été faites avec la mousse bien que celles réalisées avec la soustraction du tir à vide soient meilleures (voir annexe C).

3.2.2 Carte de déplacement

Si une partie de la surface se déplace, un décalage spatial de l'image de la surface apparaît. En effet, de la même manière que pour le vibromètre $1D$, le déplacement de la surface entre deux tirs va créer un déphasage qui sera directement présent dans l'image. L'information est donc contenue dans les images, cependant si le déplacement est très inférieur à la résolution axiale du système, celui-ci ne sera pas visible à l'œil nu.

Un tir complet correspond à l'émission successive des 12 impulsions par les 12 pastilles piézoélectriques. Après acquisition des signaux, une image ultrasonore est construite. Elle est notée $s(\vec{r}) = s(x, y, z)$. Pour déterminer le déplacement de notre surface, il est nécessaire de générer plusieurs tirs. Le nombre de tirs noté N_{tirs} détermine donc le nombre d'images :

$$s_1(\vec{r}), s_2(\vec{r}), \dots, s_{N_{tirs}}(\vec{r})$$

Pour déterminer le mouvement de la surface en un point donné (x, y) , les images sont analysées suivant la direction Oz . Le mouvement est donc détecté selon la profondeur

z. Deux approches sont utilisées pour extraire l'information de déplacement.

Estimation du déplacement absolu

La première méthode consiste à détecter le déplacement absolu δ_{absolu} de chaque pixel (x, y) dans la direction Oz en déterminant la position du maximum de l'impulsion dans cette direction. Comme le retard induit par le déplacement est très inférieur à la période d'échantillonnage de nos signaux et très inférieur au pas de reconstruction p_z de l'image suivant Oz , la position du maximum doit être interpolée. Cette interpolation est réalisée en utilisant une fonction parabolique sur les trois points entourant le maximum, de la même manière que dans le chapitre 2. Ainsi, nous obtenons le déplacement absolu de la surface pour chaque image. Le déplacement estimé au cours du temps est noté :

$$\delta_{absolu}(t, x, y)$$

Avec t un temps discret de pas temporel inversement proportionnel à la fréquence F_{image} .

Pour valider cette approche un baffle rigide avec un piston mobile a été utilisé. Il est constitué d'une plaque plane de dimension $40 \times 30 \text{ cm}^2$, dans laquelle nous avons découpé un disque de 20 mm de diamètre. Le disque est fixé sur un pot vibrant. Il est mis en vibration de manière contrôlée. Le reste de la plaque est fixé sur une structure immobile. Ainsi, la surface présentée est immobile avec une portion circulaire centrale mobile. Pour l'expérience, le piston vibre à une fréquence de $f_{piston} = 50 \text{ Hz}$ avec une amplitude maximale de vitesse de 15 mm/s et un déplacement maximale de 48 μm .

La première étape consiste à identifier la topographie de la surface d'étude. Pour cela, il suffit en théorie de déterminer le maximum du signal dans la direction Oz pour chaque pixel (x_i, y_j) de l'image. Pour augmenter la robustesse de la méthode, un algorithme simple de recherche de maximum de proche en proche a été développé. Il détermine dans un premier temps le maximum pour les pixels dont l'amplitude dépasse une certaine valeur. Ensuite, une recherche de proche en proche (pixels adjacents) est effectuée, avec un fenêtrage ne dépassant pas la période de l'impulsion utilisée pour forcer la surface à être continue.

Les résultats de détection de la topographie sont donnés par la Figure 3.16. On s'attend à voir une surface plane avec éventuellement le piston décalé. Lors de l'expérience, la surface est probablement très légèrement inclinée. De plus, des variations de topographie hétérogènes viennent s'ajouter à l'inclinaison de la surface. Ces variations peuvent s'expliquer par les hétérogénéités de l'insonification. La profondeur de la surface varie sur 2 mm environ.

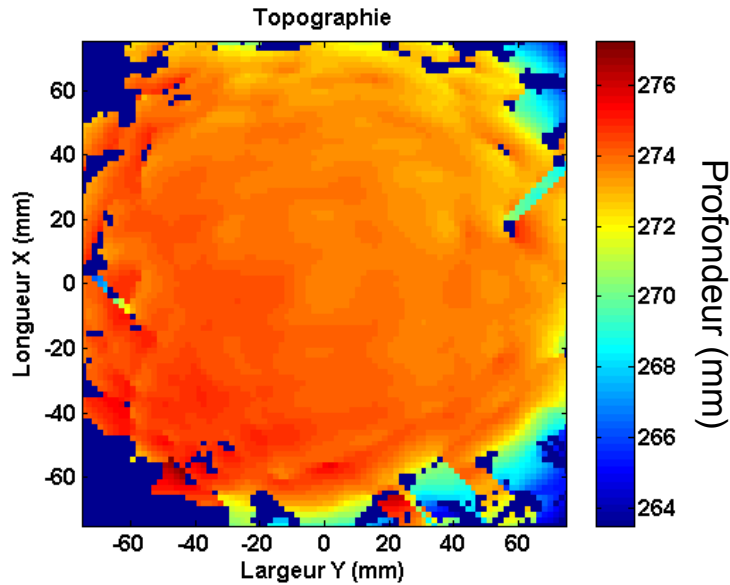


Figure 3.16 : Estimation de la topographie du piston sur un baffle rigide pour une image donnée. Les paramètres d'acquisition sont $T_{chirp} = 850 \mu s$, $\tau_{délai} = 150 \mu s$. Les paramètres de reconstruction de l'image sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 21) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1,70 \times 1,70 \times 0,43) \text{ mm}^3$.

Sur les images de déplacement présentées dans la suite, l'origine de l'axe de déplacement est placée sur la topographie initiale de la surface. Les résultats sont donnés par la Figure 3.17. La cartographie de déplacement permet de faire ressortir le déplacement du piston ainsi que sa dimension (2 cm). Un bruit de mouvement est cependant visible à l'extérieur du piston. Cette partie de l'image correspond à la surface immobile. Au-delà de la surface d'imagerie exploitable, quasiment circulaire, nous observons des bruits de mouvement d'amplitudes très élevées correspondant aux zones où l'insonification est faible.

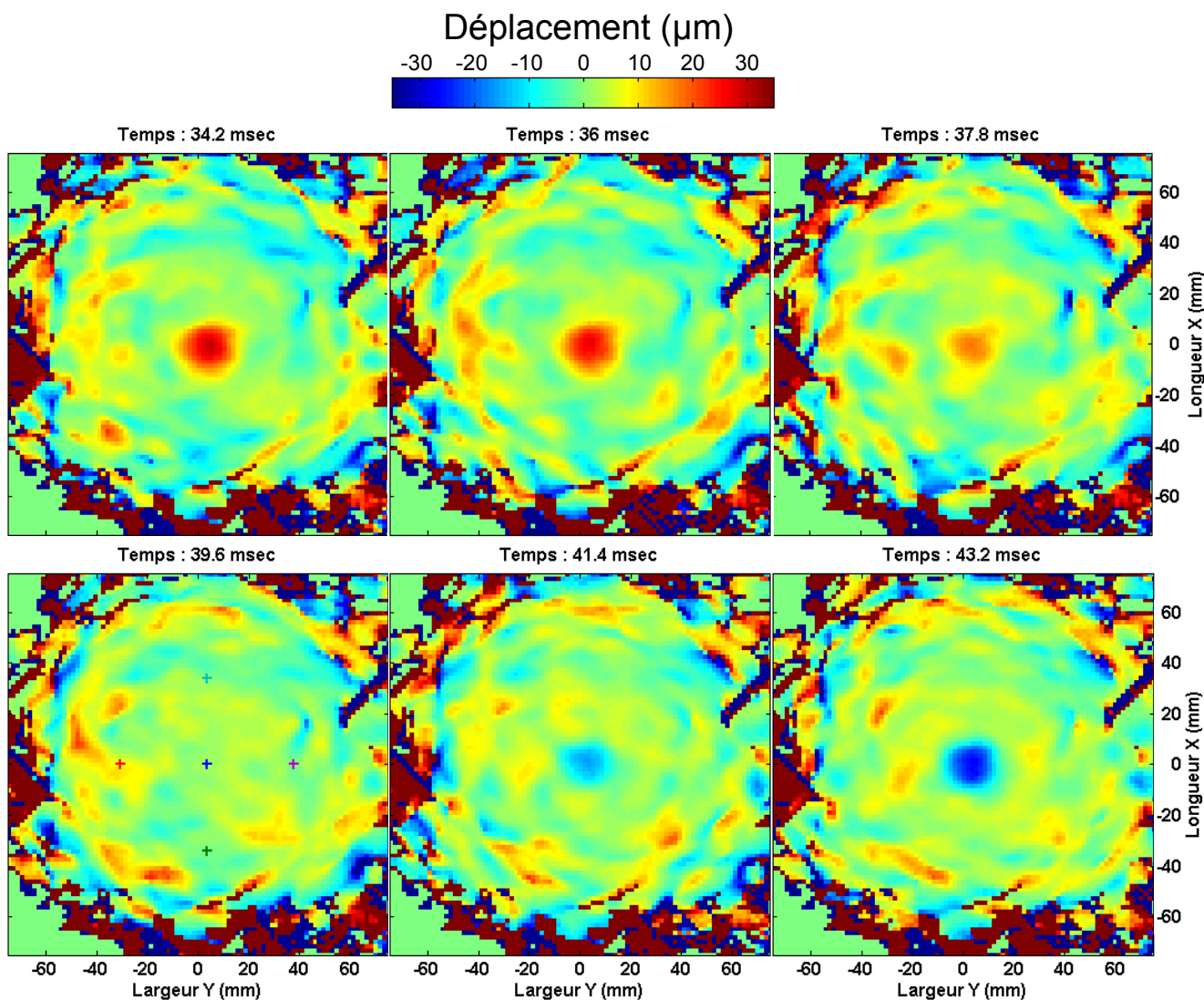


Figure 3.17 : Résultats de la méthode d'estimation du déplacement absolu. L'expérience utilise un piston de 2 cm de diamètre fixé sur un pot vibrant, avec une surface plane immobile tout autour. Le piston vibre à 50 Hz avec une amplitude de $48 \mu\text{m}$. Les paramètres d'acquisition sont $T_{chirp} = 850 \mu\text{s}$, $\tau_{délai} = 150 \mu\text{s}$. La cadence d'imagerie est $F_{image} = 556 \text{ Hz}$. Les paramètres de reconstruction de l'image sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 21) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1, 70 \times 1, 70 \times 0, 43) \text{ mm}^3$. Arrêts sur image pour différents instants (représentés par les pointillés bleus sur les signaux temporels de la Figure 3.18). L'échelle des couleurs des images est bridée entre $\pm 35 \mu\text{m}$. Un masque a été appliqué prenant en compte les pixels de l'image au dessus de 10% de l'amplitude maximale.

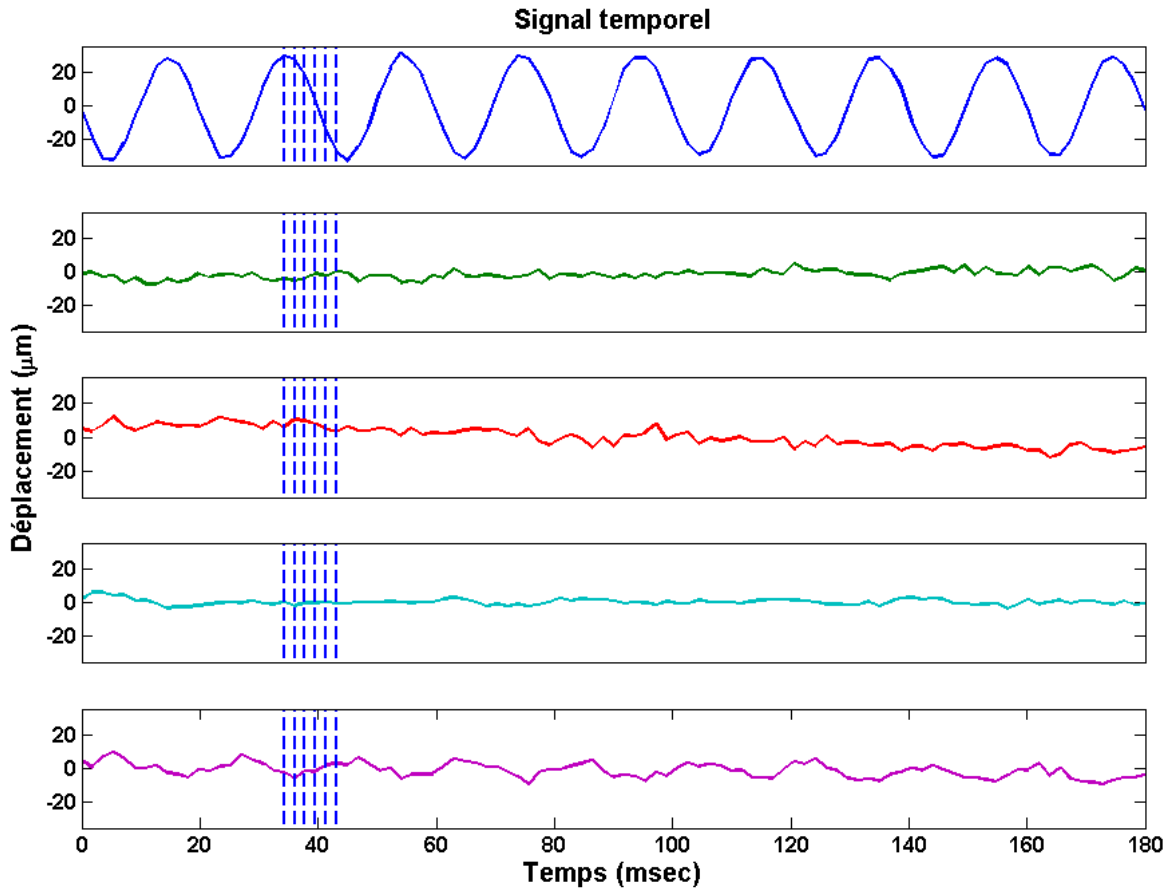


Figure 3.18 : Les signaux temporels sont extraits des pixels correspondant aux croix de couleurs sur la 4^{ème} image de la Figure 3.17.

Estimation de la vitesse (ou déplacement relatif)

La seconde approche consiste à déterminer le déplacement relatif $\delta_{relatif}$ entre deux images successives suivant la direction Oz . Déterminer le déplacement relatif entre deux images (ou entre deux instants) revient en réalité à estimer la vitesse du mouvement. En effet, le déplacement relatif est directement proportionnel à la vitesse :

$$v = \frac{\delta_{relatif}}{T_{image}} = \delta_{relatif} F_{image}$$

Pour estimer la vitesse de chaque pixel (x_i, y_j) de la surface, nous appliquons la fonction d'intercorrélation dans la direction Oz entre deux images successives avec une interpolation parabolique du maximum.

La méthode d'estimation de la vitesse est testée à nouveau avec le piston placé sur un baffle rigide. Les résultats sont montrés sur la Figure 3.19. De la même manière que pour la méthode du déplacement absolu, le piston de 2 cm de diamètre est identifiable au centre de l'image. Sa forme n'est pas totalement circulaire et varie au cours du temps. Le bruit de fond de vitesse (partie de la surface immobile) présente des discontinuités et des taches plus petites que sur les cartes de déplacement. Le bruit de vitesse est plus haute fréquence. La vitesse étant la dérivée du déplacement, elle renforce les composantes hautes fréquences du bruit.

Les résultats obtenus (Figure 3.17 et Figure 3.19) sont calculés avec deux méthodes différentes, l'une qui estime le déplacement absolu et l'autre la vitesse. En dérivant le déplacement absolu, il est possible de calculer la vitesse. Et vice versa, à partir de la vitesse estimée par intercorrélation, il est possible de remonter au déplacement par intégration.

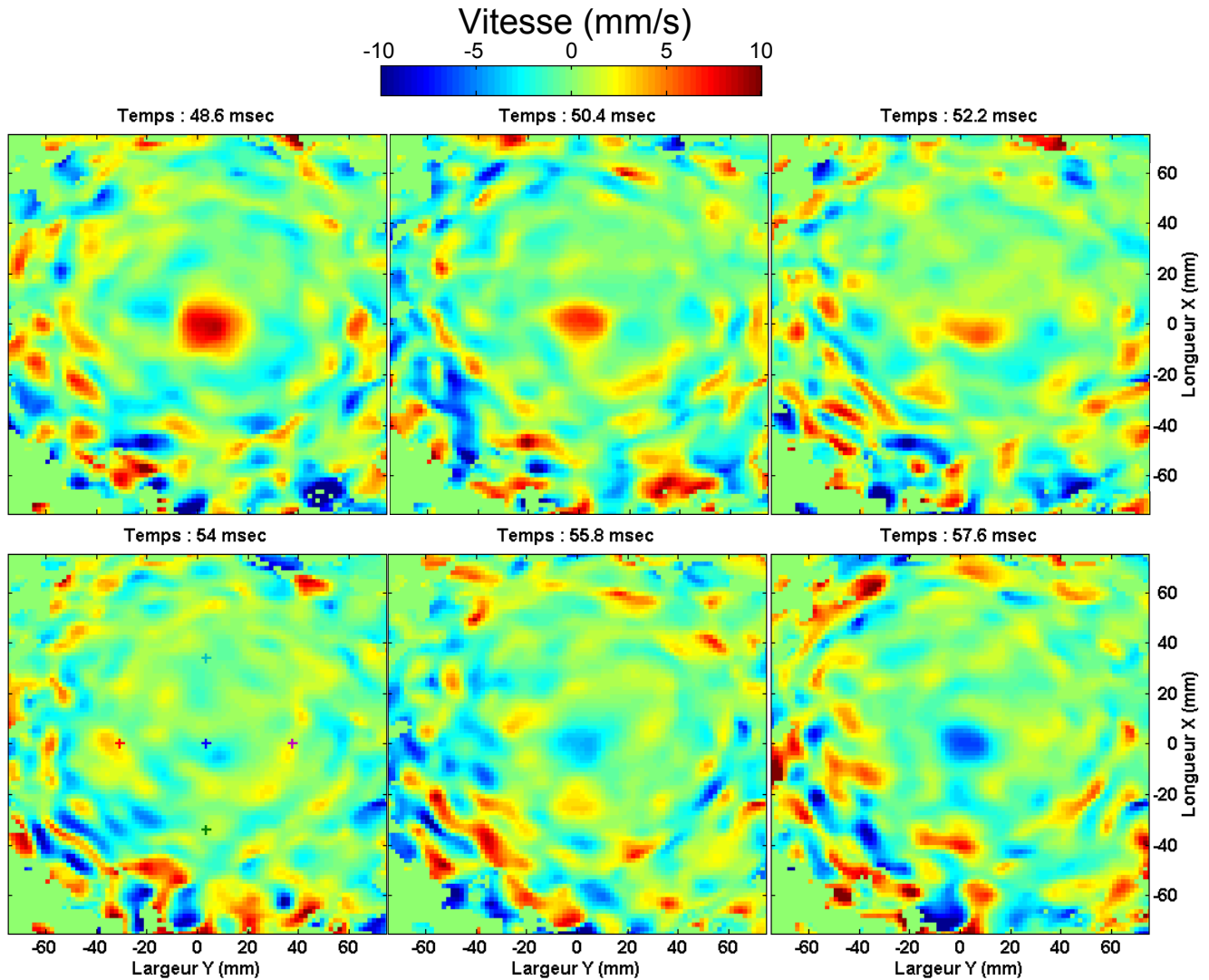


Figure 3.19 : Résultats de la méthode d'estimation de la vitesse par intercorrélation. L'expérience utilise un piston de 2 cm de diamètre fixé sur un pot vibrant, avec une surface plane immobile tout autour. Le piston vibre à 50 Hz avec une amplitude de 15 mm/s. Les paramètres d'acquisitions sont $T_{chirp} = 850 \mu s$ et $\tau_{délai} = 150 \mu s$. La cadence d'imagerie est $F_{image} = 556$ Hz. Les paramètres de reconstruction de l'image sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 21) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1,70 \times 1,70 \times 0,43) \text{ mm}^3$. Arrêts sur image pour différents instants (représentés par les pointillés bleus sur les signaux temporels de la Figure 3.20). L'échelle de couleurs des images est bridée entre ± 10 mm/s. Un masque a été appliqué prenant en compte les pixels de l'image au dessus de 10% de l'amplitude maximale.

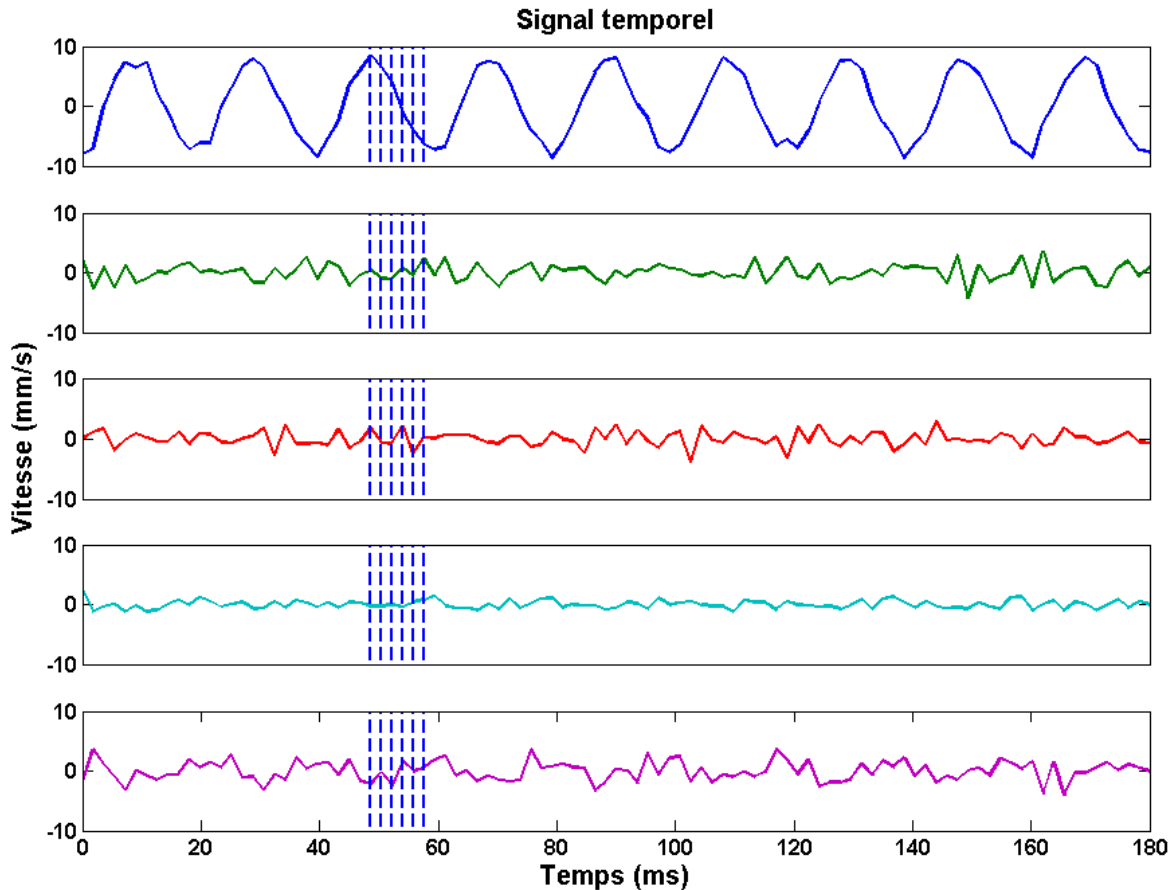


Figure 3.20 : Les signaux temporels sont extraits des pixels correspondant aux croix de couleurs sur la 4^{ème} image de la Figure 3.19.

Pour comparer les deux méthodes, une seconde estimation de la vitesse est déduite du déplacement absolu. La Figure 3.21 représente la valeur efficace de l'amplitude des signaux pour chaque pixel. L'amplitude maximale du piston est égale à $\sqrt{2}$ fois la valeur efficace pour un signal sinusoïdal. La forme du piston est plus proche de la réalité dans le cas de la vitesse déduite du déplacement absolu alors qu'elle est plus déformée avec la seconde méthode. Cependant, la méthode par intercorrélacion estime la vitesse sur une plus large zone.

En effet, l'estimation du déplacement absolu ne prend en compte que les trois points de l'impulsion principale de l'écho de la surface. Alors qu'avec la seconde méthode, tout le signal selon z est considéré pour calculer l'intercorrélacion. La longueur du signal selon z dépend en réalité de la taille de l'image choisie (il est cependant possible de le fenêtrer pour prendre un signal plus ou moins long selon z). Le calcul de la vitesse inclut donc l'information sur une certaine épaisseur de l'image.

Chaque méthode a son avantage et son inconvénient. Soit on privilégie la sensibilité de la mesure au détriment de la taille d'exploration dans le cas de la méthode du déplacement absolu. Soit la sensibilité de la mesure est diminuée au profit d'une plus large zone de mesure et d'une meilleure robustesse sur les parties de l'image présentant un faible SNR dans le cas de la méthode par intercorrélacion.

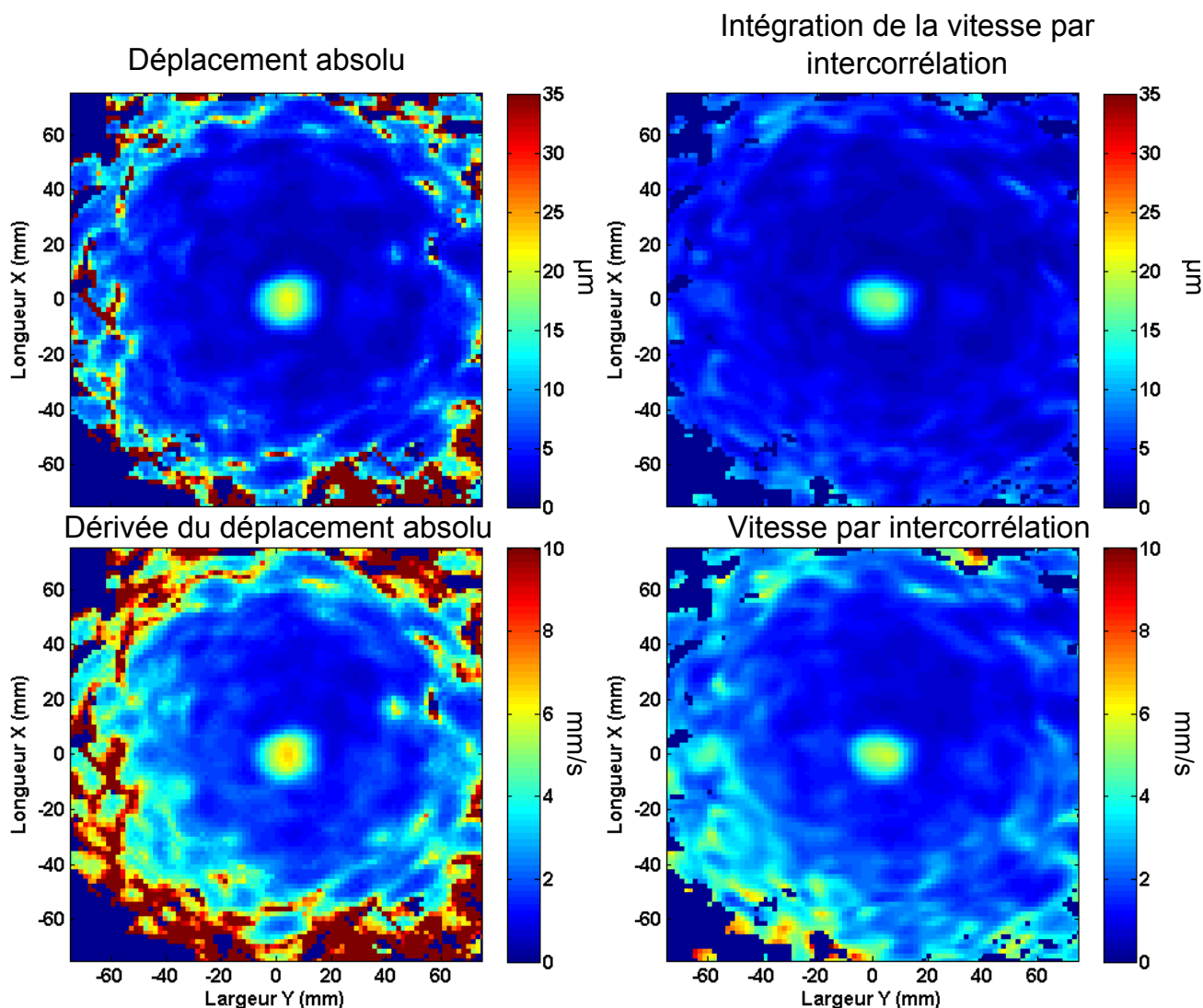


Figure 3.21 : Comparaison des deux méthodes d'estimation de la vibration de surface. Les images représentent la valeur efficace des amplitudes de déplacement et de vitesse. Les conditions de l'expérience sont similaires aux Figure 3.17 et Figure 3.19. L'échelle de couleurs est bridée entre 0 et 35 μm pour le déplacement et entre 0 et 10 mm/s pour la vitesse.

Détermination de la sensibilité au mouvement

La sensibilité en déplacement/vitesse peut se définir comme le plus petit déplacement/vitesse mesurable par notre système. Cette sensibilité est directement liée au rapport SNR des images reconstruites. Il est intéressant de connaître quel est le déplacement/vitesse minimal détectable pour la configuration actuelle du système. Pour cela, la mesure sur une surface immobile a permis l'étude du bruit de déplacement et de vitesse. Les deux méthodes ont été appliquées.

Les résultats de l'estimation du déplacement absolu sont présentés sur la Figure 3.22 mais une analyse plus complète est disponible en annexe D. La première observation est la présence d'un bruit très basse fréquence (en dessous de 10 – 20 Hz). Ce bruit basse-fréquence est probablement dû aux dérives temporelles de la fréquence d'échantillonnage des différents systèmes d'acquisition.

Sur les spectres, le bruit de déplacement est uniforme en fréquence, exception faite à la présence du phénomène basse fréquence. Par conséquent, le bruit de vitesse doit augmenter linéairement avec la fréquence. Les résultats sont présentés en annexe D.

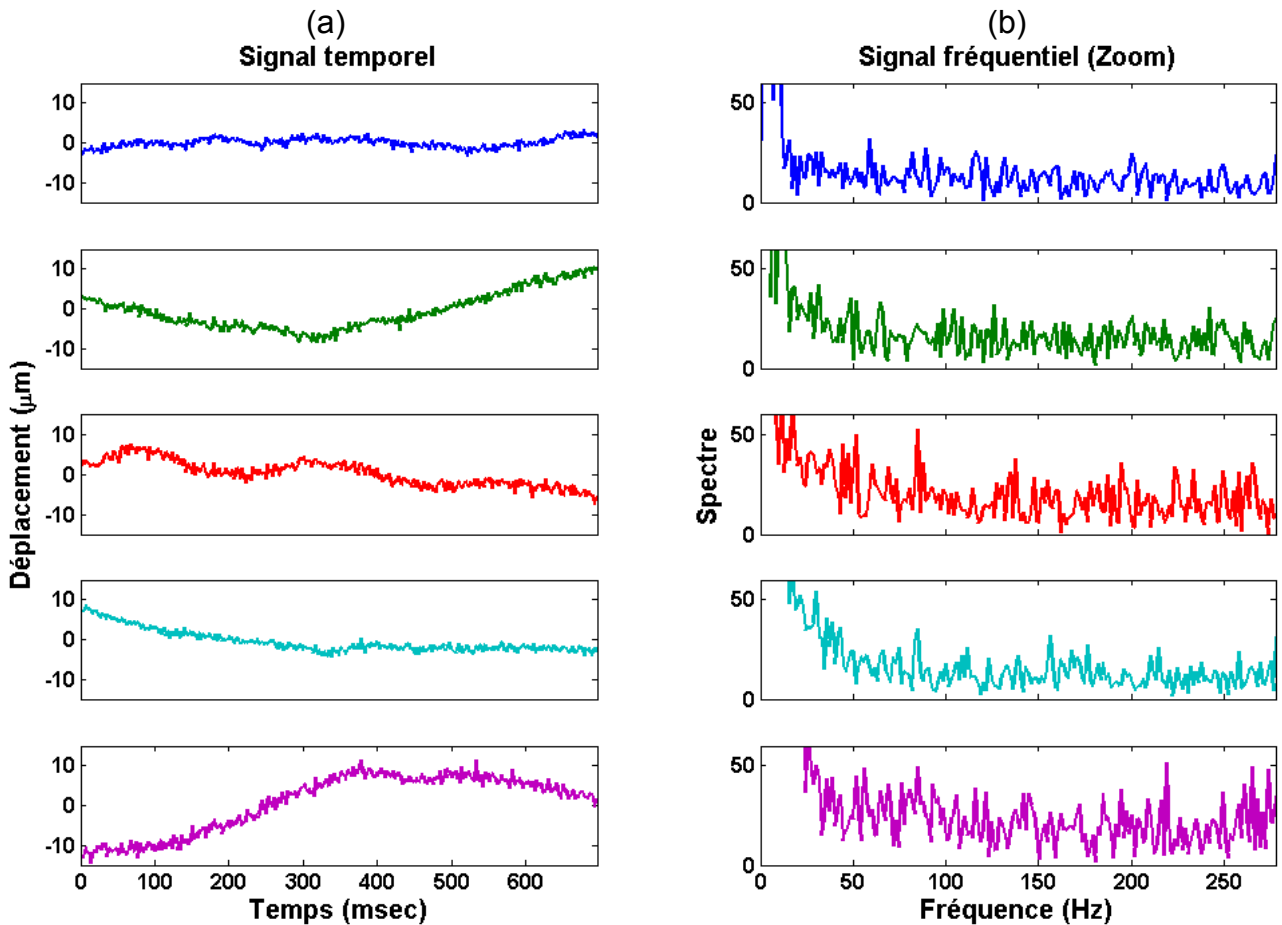


Figure 3.22 : (a). Signaux temporels de déplacement absolu sélectionnés aux 5 positions spatiales de l'image d'une surface immobile (positions similaires à celles de la 4^{ème} image de la Figure 3.17). (b) Spectres des signaux ; L'abscisse est volontairement bridée pour pouvoir comparer les bruits.

En comparant les deux méthodes (voir annexe D), on constate de grandes similarités sur le bruit. La zone d'imagerie exploitable pour la méthode par intercorrélacion est cependant plus grande. En conclusion, le dispositif détecte des mouvements supérieurs à $10 \mu\text{m}$ quelle que soit la fréquence.

Homogénéité de la résolution spatiale en déplacement/vitesse

La résolution spatiale de l'image de déplacement/vitesse est estimée à partir des mesures sur le piston de 2 cm vibrant à 50 Hz. Elle correspond à la distance minimale permettant de distinguer le mouvement de deux points proches. L'aptitude du système à estimer le déplacement/vitesse du piston avec une résolution spatiale homogène en tout point de notre image d'observation a été étudiée. En pratique, les mesures sont effectuées en déplaçant le baffle rigide sur 81 positions à une profondeur fixe. Ces positions sont réparties sur un quadrillage allant de -4 cm à 4 cm avec un pas de 1 cm en largeur et en longueur.

Pour minimiser le bruit provenant des fréquences de déplacement inexistant, l'image est représentée en amplitude à la fréquence de 50 Hz. La fonction d'étalement du point (ou *Point Spread Function*) correspond à la réponse impulsionnelle spatiale de notre système. Sur la Figure 3.23, un exemple créé par simulation montre l'effet du système sur l'estimation du déplacement du piston. Le piston vibre uniformément sur une surface circulaire de 2 cm de diamètre. L'image calculée par notre système correspond à la convolution 2D du déplacement réel du piston et de la réponse du système caractérisée par la fonction d'étalement du point.

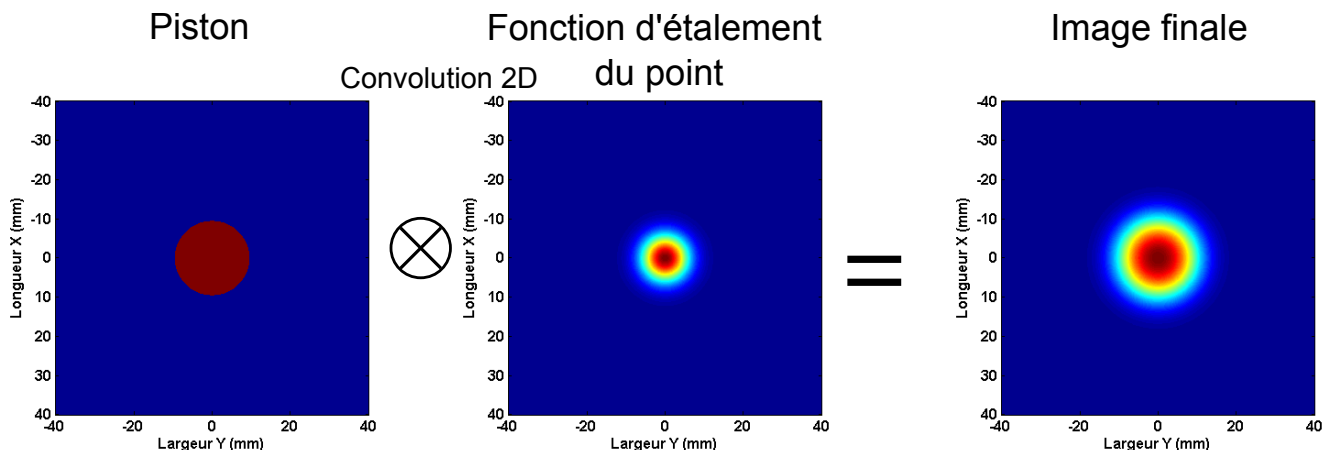


Figure 3.23 : Le piston a un diamètre de 2 cm. La fonction d'étalement du point est définie par une gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 1 cm dans les deux directions. Le résultat de la convolution des deux fonctions précédentes est représenté sur la troisième figure.

En connaissant la répartition spatiale de la vibration (ici le piston qui vibre uniformément et la surface immobile à l'extérieure) et l'image reconstruite finale, il est possible de retrouver la forme de la fonction d'étalement en déconvoluant l'image finale par le motif du piston. Pour estimer la fonction d'étalement du point, nous rapportons le problème à une formulation 1D dans les deux directions *Largeur* et *Longueur*.

Pour un dispositif imageur d'ouverture circulaire, la fonction d'étalement du point est définie mathématiquement par une tache d'Airy. Cependant, il est courant d'approximer la fonction d'Airy par une gaussienne. A partir des paramètres de la gaussienne, la largeur à mi-hauteur (ou *Full Width at Half Maximum*) est donnée par $FWHM = 2\sqrt{\ln(2)}\sigma$ avec σ l'écart-type de la fonction gaussienne. Cette largeur à mi-hauteur définit la résolution spatiale.

Pour calculer la résolution, les étapes suivantes ont été réalisées (Figure 3.24). L'amplitude du piston est représentée à 50 Hz. Un zoom est effectué sur le piston. Ensuite, une coupe selon la largeur et la longueur est faite sur le centre du piston. A partir de ces coupes, on recherche la fonction gaussienne qui approxime le mieux la fonction d'étalement du point. Pour cela, la fonction MATLAB *nlinfit* a été utilisée. Cette fonction utilise une régression non-linéaire estimée à partir d'itérations minimisant les moindres carrés. La fonction recherchée est une gaussienne convoluée par une porte (correspondant au piston). Une fois que les paramètres de la gaussienne sont estimés, la largeur à mi-hauteur dans les deux directions est déduite.

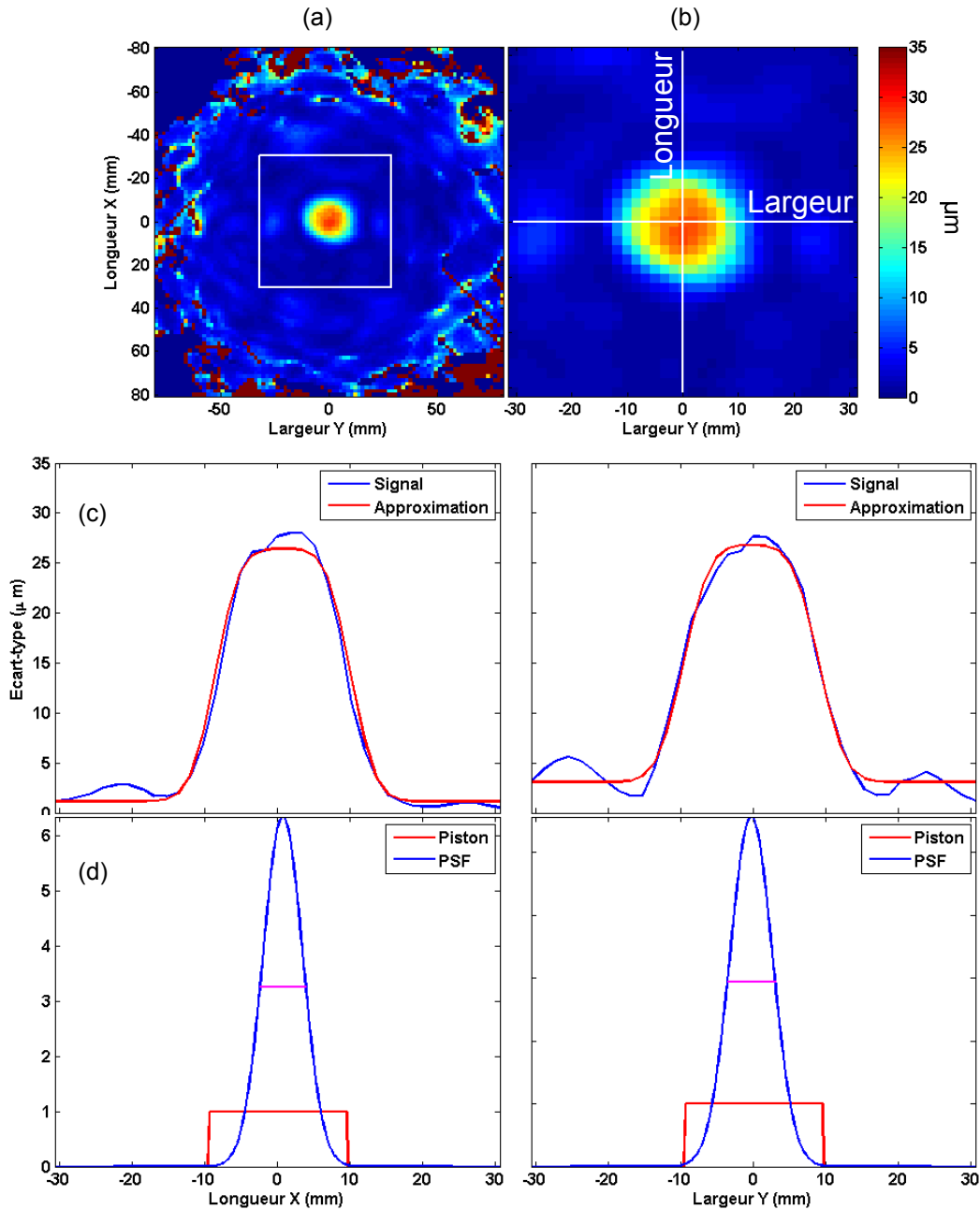


Figure 3.24 : Détermination de la fonction d'étalement du point à partir des données pour la position centrale du piston vibrant. Ici, la méthode du déplacement absolu est utilisée. (a) Image de l'estimation du déplacement à 50 Hz. (b) Sélection du piston et coupes selon X et Y. (c) Coupe et approximation par une gaussienne convoluée à un piston selon la longueur (à gauche) et la largeur (à droite). (d) Gaussienne estimée déterminant la résolution.

Cette procédure est répétée pour toutes les positions du piston avec les deux méthodes d'estimation du mouvement. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.25. La résolution est homogène sur tout le quadrillage, exceptée sur les bords de l'image (correspondant à un sous-éclairage). La résolution est de l'ordre du centimètre, ce qui est attendu par la théorie. Les points notables sont une meilleure résolution selon la longueur X et une cartographie de résolution plus homogène dans le cas de la méthode de la vitesse par intercorrélacion.

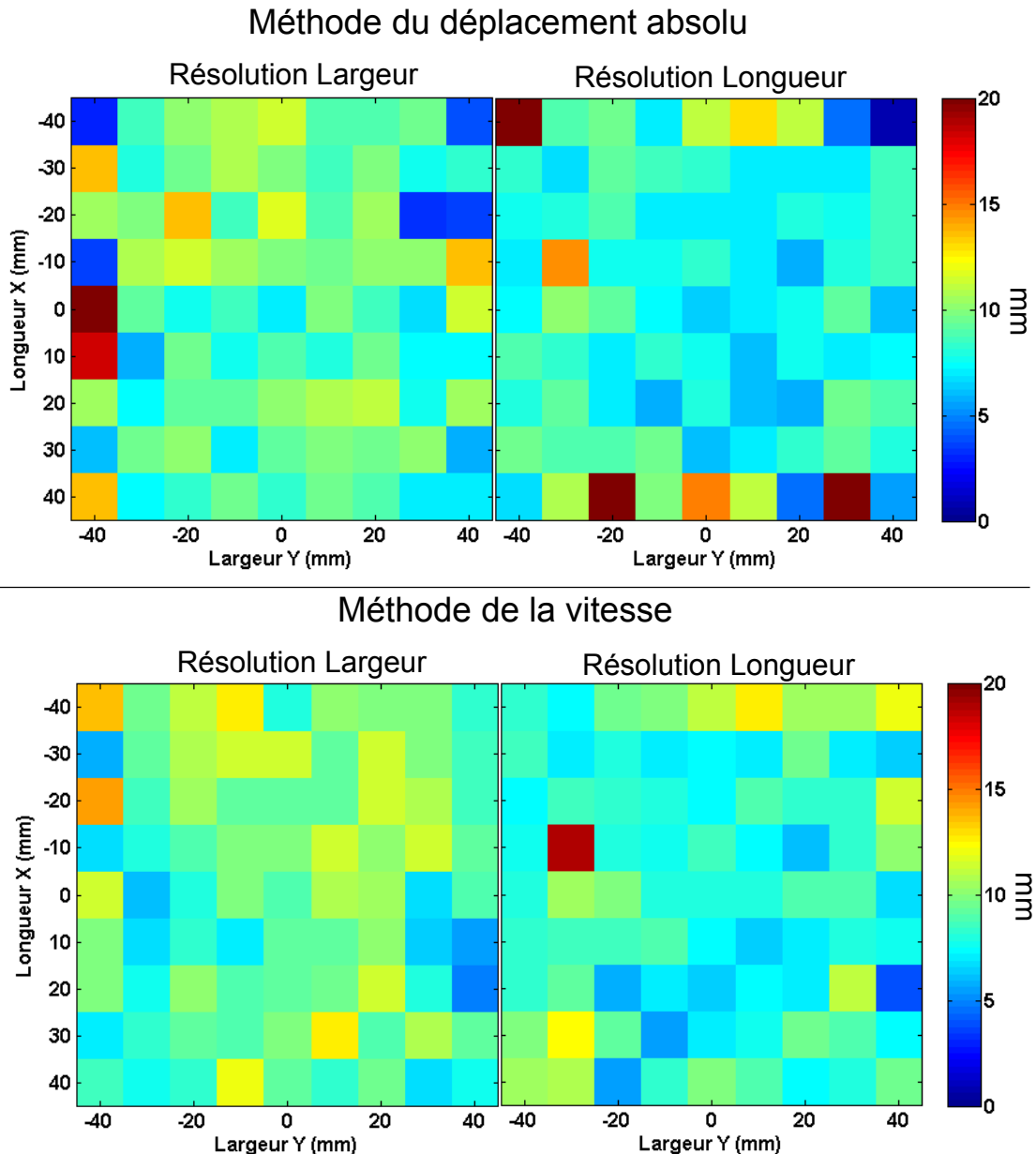


Figure 3.25 : Cartographie de la résolution selon X (*Longueur*) et Y (*Largeur*) pour les deux méthodes d'estimation.

Qualité de la mesure

La vitesse réelle du piston a été mesurée au vibromètre laser. Les amplitudes maximales de vitesse et de déplacement sont respectivement de 15 mm/s et de $48 \mu\text{m}$ (à 50 Hz). Pour chaque position du pot vibrant, l'amplitude de déplacement/vitesse est déterminée par le maximum de la convolution entre la fonction d'étalement et la forme du piston (voir Figure 3.24 (c)).

Les résultats de la justesse de la mesure sont présentés pour chaque position du piston sur la Figure 3.26. Nous constatons une sous-estimation du déplacement et de la vitesse d'un facteur pouvant aller jusqu'à 2. La méthode de la vitesse par intercorrélation offre une homogénéité de la mesure sur toute la surface insonifiée contrairement à la méthode du déplacement absolu qui, comme pour la cartographie de la résolution

présente des erreurs sur les bords de l'image.

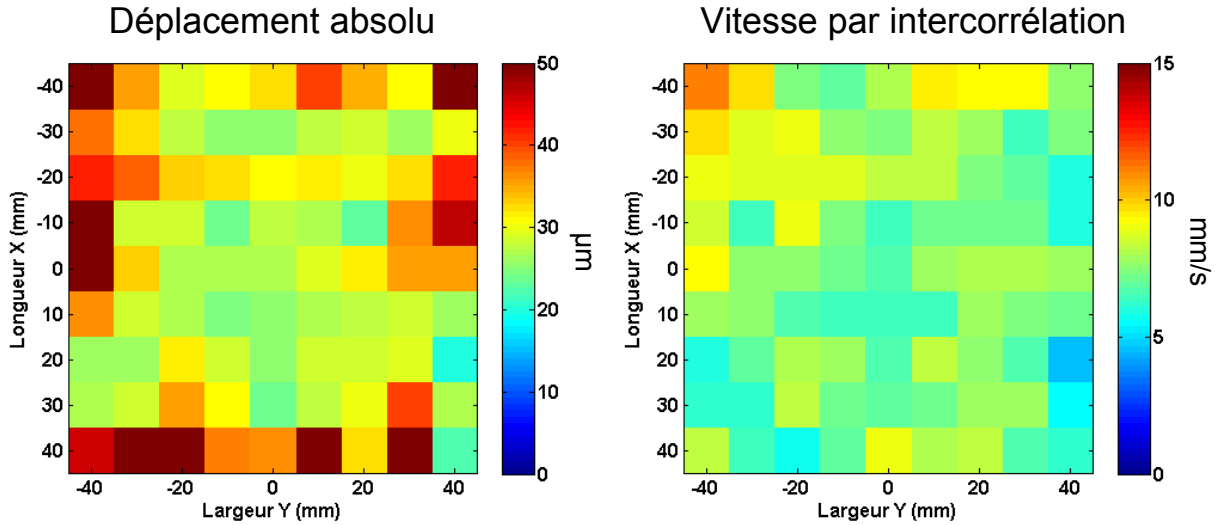


Figure 3.26 : Cartographie de la justesse de la mesure pour les deux méthodes et pour 81 positions du piston. Le piston vibre à 50 Hz avec des amplitudes maximales de déplacement de $48 \mu\text{m}$ et de vitesse de 15 mm/s .

3.2.3 Estimation de cartes de déplacement par formation de voies en réception

Une approche différente de la formation de voies en émission/réception consiste à focaliser uniquement en réception les signaux et à estimer le déphasage entre deux trames successives. Cette technique s'apparente à de l'imagerie de phase. Il n'est pas possible de faire l'image de la surface et donc de connaître sa position exacte. Un *a priori* sur sa position est nécessaire. En d'autres termes, la cible ne pourra apparaître que s'il y a un mouvement de la surface.

Chaque récepteur n reçoit le signal $s(\vec{r}_n, t)$ et le signal temporel est reconstruit pour tous les points de l'image \vec{r} :

$$s(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N s(\vec{r}_n, t + \tau_n(\vec{r})) \quad (3.4)$$

avec $\tau_n(\vec{r}) = \frac{|\vec{r} - \vec{r}_n|}{c}$ et N le nombre total de microphone.

La vitesse $v(\vec{r}, t)$ est ensuite estimée par la méthode d'intercorrélation à partir de deux tirs successifs (séparés de l'intervalle de temps T_{image}) pour tous les points \vec{r} de l'image.

Bien qu'elle s'appuie uniquement sur une focalisation en réception et non en émission-réception comme la méthode présentée précédemment, cette méthode offre de bons résultats et requiert un nombre moindre de calculs numériques. L'intérêt de cette méthode est aussi de ne pas avoir besoin d'*a priori* sur la position des émetteurs. Cette approche est difficile à appréhender car les signaux ne sont pas remis en phase

sur l'image. La position de la surface est donc inconnue. Pour que cette technique fonctionne, il est néanmoins nécessaire de respecter le critère d'insonification sous de multiples directions pour couvrir toute la barrette en réception.

Validation de la méthode de formation de voies en réception

Pour ne pas surcharger le manuscrit, les résultats pour la formation de voies en réception ne seront pas tous présentés. L'homogénéité de la résolution spatiale et la justesse de la mesure sont présentées sur la Figure 3.27. La résolution est homogène et du même ordre de grandeur que pour les autres résultats obtenus avec une formation de voies émission/réception. Il y a une meilleure résolution dans la direction de la longueur X .

La justesse de la mesure est également homogène, cependant elle est bien plus faible qu'avec la formation de voies en émission-réception. Ce résultat était attendu dans la mesure où le traitement par formation de voies en réception considère les signaux enregistrés dans leur intégralité sans sélectivité temporelle correspondant à la profondeur d'exploration. Ainsi tous les échos des objets environnants, qui sont en majorité immobiles, et les échos directs sont pris en compte dans l'estimation de la vitesse. De nombreux signaux stationnaires viennent donc s'ajouter aux signaux d'intérêt impliquant une translation vers zéros de la position du maximum de l'intercorrélacion. Par conséquent, la méthode sous-estime le mouvement.

Méthode de vitesse par formation de voies en réception

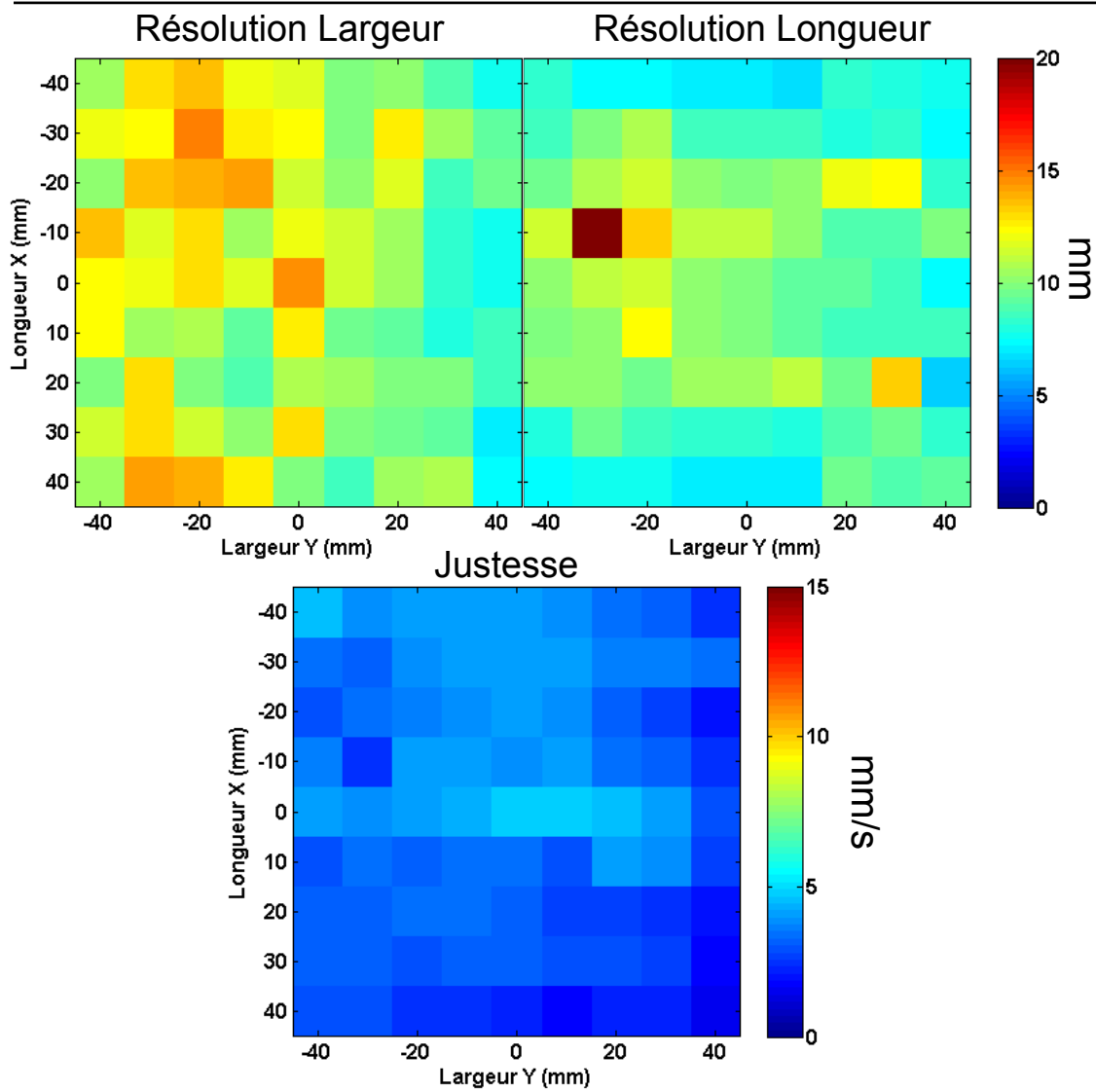


Figure 3.27 : Cartographie des résolutions et de la justesse de la mesure pour la méthode de formation de voies en réception et pour 81 positions du piston. Le piston vibre à 50 Hz avec des amplitudes maximales de déplacement de 48 μm et de vitesse de 15 mm/s.

3.3 Applications

L'imageur 2D permet la mesure du mouvement vibratoire d'une surface sur une largeur d'environ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, avec une résolution spatiale relativement homogène. La résolution du système suggère la détection d'ondes de surface de longueur d'onde centimétrique et la cadence d'imagerie autorise l'observation d'une onde de vitesse de propagation de quelques mètres par seconde.

Dans cette partie, le système d'imagerie est appliqué à l'observation des phénomènes progressifs tels que la propagation d'une onde de surface sur la peau. Tout d'abord, pour plus de simplicité et de contrôle, nous proposons une expérience basée sur la génération d'ondes de surface sur un fantôme en gel imitant le tissu biologique. Ensuite, les premiers résultats de la propagation d'ondes de surface sur le corps humain sont présentés avec et sans présence de vêtement.

3.3.1 Mesure de la propagation d'une onde de surface sur un fantôme

Dans cette expérience, le fantôme répliquant le tissu biologique est composé de gel (5% w/v, VWR Chemicals). Celui-ci est versé dans un bac en plastique de dimensions $20 \times 36 \times 6 \text{ cm}^3$. Le montage de l'expérience est présenté sur la Figure 3.28. Un vibreur cylindrique de longueur 15 cm et de diamètre 1 cm, lié au pot vibrant, est au contact du gel. Le cylindre est placé à environ 19 cm du centre d'observation de l'imageur ultrasonore. La vibration appliquée correspond à une période de sinusoïde à 50 Hz. Le mouvement du cylindre se fait verticalement et génère une onde de surface avec un front linéaire sur le gel. Un vibromètre laser enregistre, en un point et simultanément, le déplacement normal de la surface du gel. Un petit morceau de feuille de mylar est placé sur la surface pour augmenter la réflectivité optique du laser. Celui-ci n'a aucun impact, ni sur la propagation de l'onde de surface, ni sur la mesure ultrasonore.

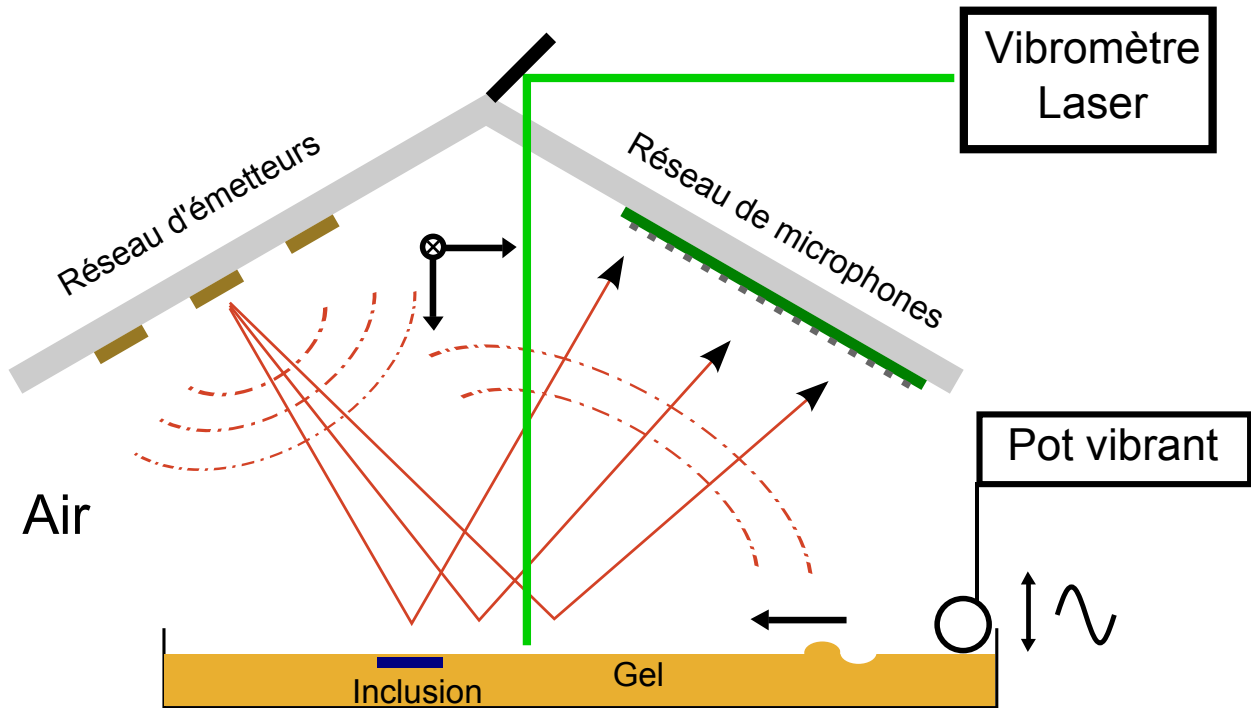


Figure 3.28 : Schéma de l'expérience. Du gel est coulé dans un récipient de dimensions $20 \times 36 \times 6 \text{ cm}^3$. Un tube cylindrique génère une onde de surface avec un front linéaire. L'imageur ultrasonore est placé au dessus du bac et le vibromètre laser enregistre simultanément le déplacement en un point.

La propagation de l'onde de surface est visualisée sur la Figure 3.29. Le bac est orienté à 45° de l'axe principal de l'imageur pour ne pas favoriser les axes préférentielles de ce dernier. Le suivi 2D de la propagation de cette onde permet de déduire la vitesse de propagation. En sélectionnant les signaux temporels de plusieurs pixels localisés sur la diagonale, il est possible d'estimer de manière simple la vitesse globale de propagation de l'onde de surface (Figure 3.29 (b)). En prenant les maxima et en appliquant une régression linéaire classique, la vitesse de propagation est estimée à $v_s \sim 1,5 \text{ m/s}$. L'onde réfléchiée par la paroi de la cuve est également visible sur cette représentation.

Une mesure ponctuelle de référence avec le laser est donnée sur la Figure 3.29 (c). La forme d'onde du signal de l'imageur ultrasonore est proche de celle du laser. La seule différence notable est, comme pour les mesures sur le baffle rigide, une estimation de la vitesse plus faible par rapport à la réalité.

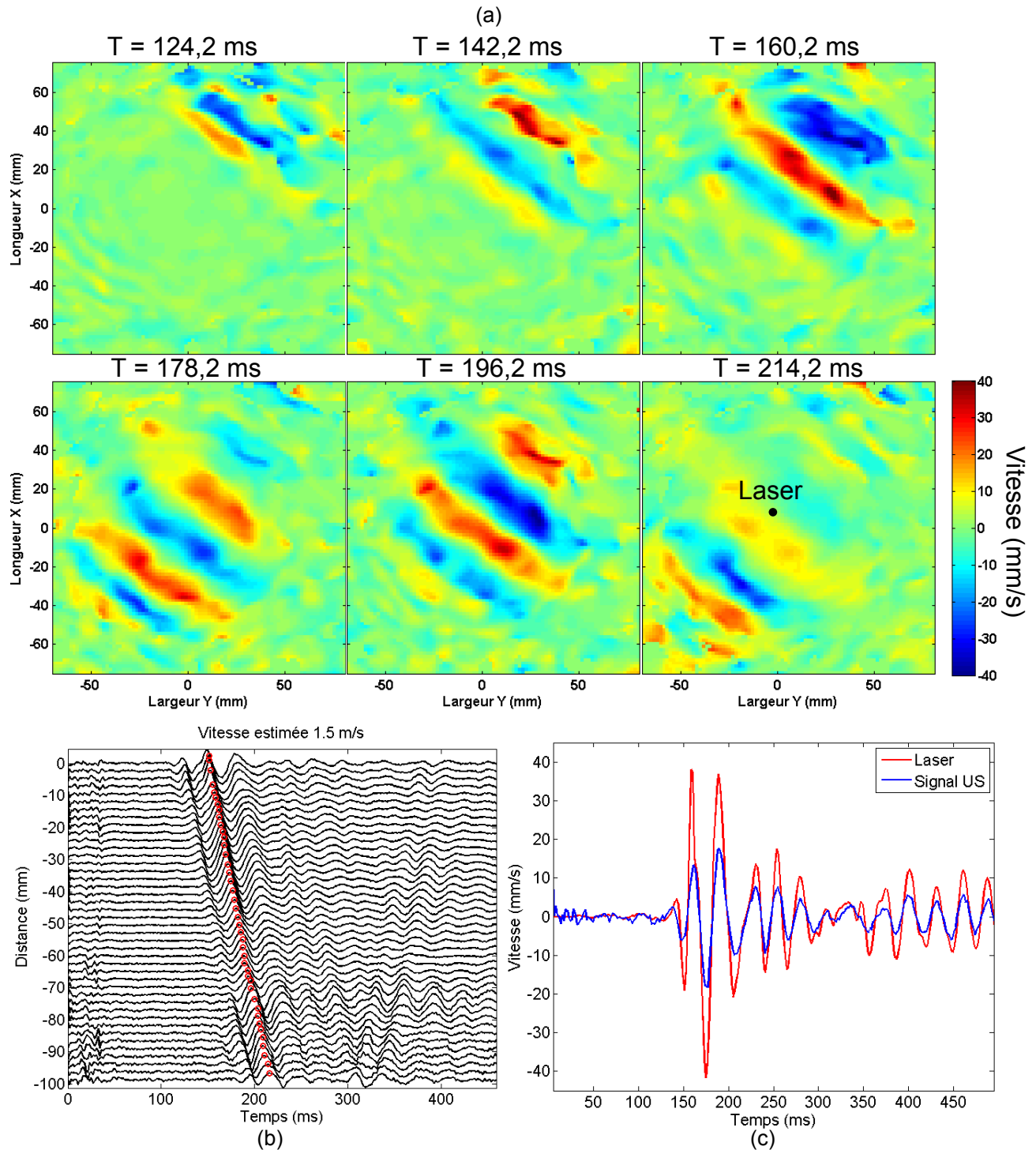


Figure 3.29 : Visualisation de la propagation de l'onde de surface sur le gel à différents instants. Les paramètres d'acquisition sont $T_{chirp} = 850 \mu\text{s}$, $\tau_{délai} = 150 \mu\text{s}$. La cadence d'imagerie est $F_{imagerie} = 556 \text{ Hz}$. Les paramètres de la formation de voies sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 21) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1,70 \times 1,70 \times 0,43) \text{ mm}^3$. (b) Représentation des signaux temporels choisis pour les pixels localisés sur la diagonale de l'image. Le maximum de l'onde est représenté par un cercle rouge. (c) Comparaison entre les signaux de vitesse mesurés par le vibromètre laser et l'imageur ultrasonore.

Un des objectifs que l'on s'est fixés est la détection des objets durs ou des hétérogénéités d'élasticité sur le corps humain à partir du film de la propagation d'une onde de surface. Pour le réaliser, nous avons modifié l'expérience précédente en insérant sous le gel une inclusion en plastique circulaire de type PTFE de 30 mm de diamètre et de 3 mm d'épaisseur. L'inclusion est positionnée à 5 mm de profondeur en dessous de la surface. Elle n'est pas détectable à l'œil nu si le gel est opaque à la lumière. Les ondes de surface sont générées de la même manière que précédemment en émettant avec le vibreur un cycle de sinusoïde à 50 Hz.

Les résultats de l'expérience sont présentés sur la Figure 3.30. A gauche, la propagation des ondes de surface est perturbée par l'hétérogénéité induite par l'inclusion. La position de l'inclusion peut être devinée. Sur les images brutes données par la Figure 3.30, la contribution de deux ondes apparait. La première onde est propagative et accélère au niveau de l'inclusion, ce qui déforme le front d'onde. La seconde correspond à l'onde réfléchiée par l'inclusion.

Pour faire ressortir ces deux ondes, des filtres spatiaux-temporels sont utilisés. Ces filtres correspondent à ceux utilisés par [96, 97]. Le principe consiste à représenter les signaux en temps-espace (lignes selon x ou y). Après avoir calculé la transformée de Fourier à 2 dimensions de cette image temps-espace, nous appliquons un masque. Les ondes propagatives ont leur énergie contenue dans le premier cadran de la transformée de Fourier (car $c = \frac{\omega}{k}$) et les ondes rétro-propagatives sont contenues dans le second cadran (correspondant par convention à $c = -\frac{\omega}{k}$). Après avoir appliqué un masque qui sélectionne soit le cadran propagatif soit anti-propagatif, les signaux filtrés sont calculés par transformée de Fourier inverse.

Sur la seconde colonne de la Figure 3.30, les images filtrées dans le sens propagatif montrent une accélération locale du front d'onde au niveau de l'inclusion. En effet, la célérité de l'onde de surface augmente avec la rigidité de l'inclusion. La troisième colonne montre les images filtrées dans le sens rétro-propagatif. L'onde réfléchiée ressort clairement avec une amplitude diminuée d'un facteur 4 environ.

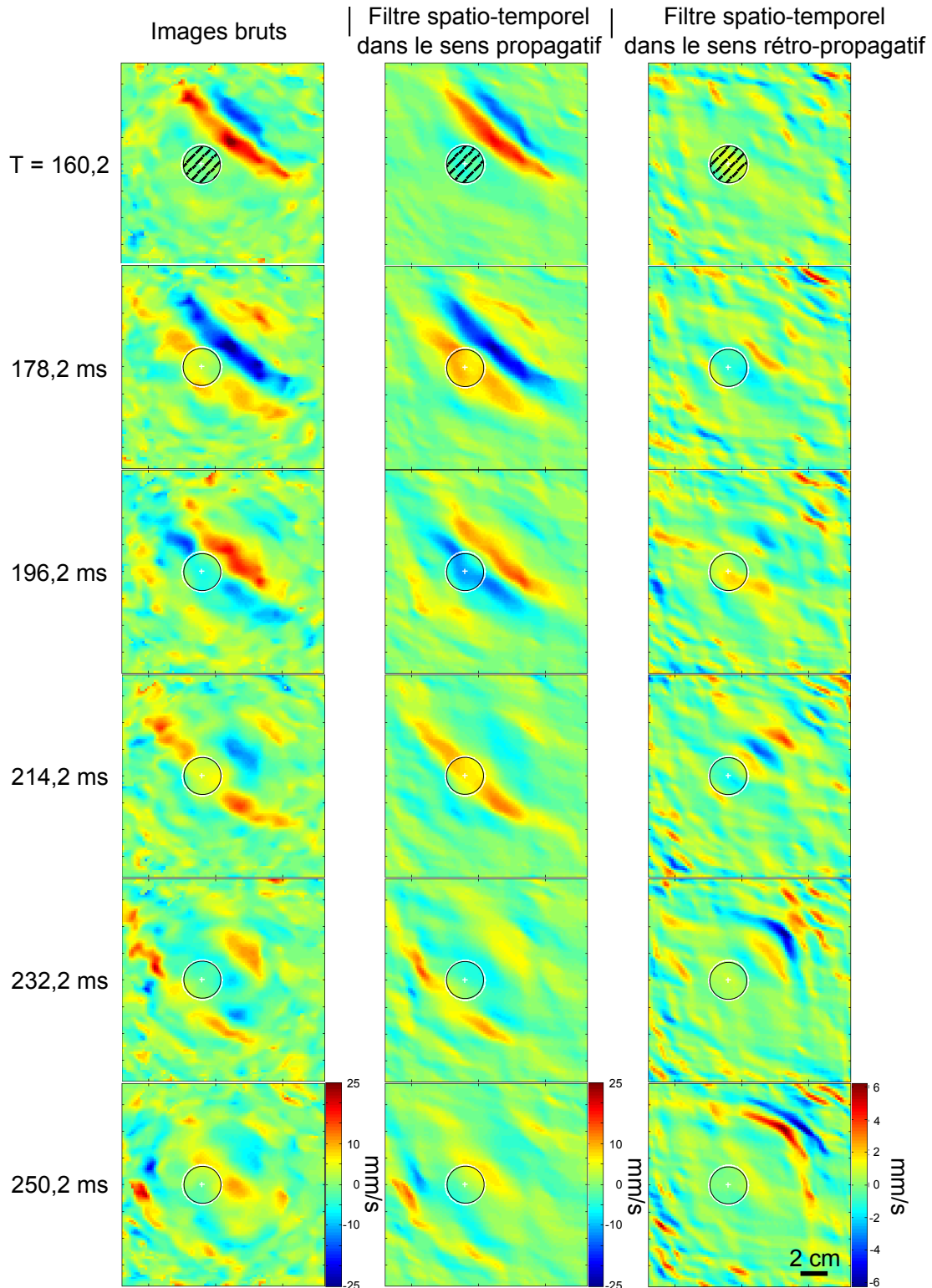


Figure 3.30 : Arrêts sur image dans le cas de la propagation d’une onde de surface sur le gel en présence d’une inclusion circulaire, de 30 mm de diamètre et de 3 mm d’épaisseur. Elle est placée à 5 mm de profondeur sous la surface. La position de l’inclusion est indiquée par un cercle hachuré sur les premières images. (A gauche) Images non-filtrées. (Au milieu) Images filtrées dans le sens propagatif. (A droite) Images filtrées dans le sens rétro-propagatif. Les paramètres d’acquisition sont $T_{chirp} = 850 \mu\text{s}$, $\tau_{délai} = 150 \mu\text{s}$. La cadence d’imagerie est $F_{imagerie} = 556 \text{ Hz}$. Les paramètres de la formation de voies sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 21) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1, 70 \times 1, 70 \times 0, 43) \text{ mm}^3$.

3.3.2 Détection d'un objet caché sur le corps humain

Dans cette partie, le dispositif est testé sur le corps humain. L'observation de la propagation de l'onde de surface sur la peau et la détection d'un objet caché sont réalisées. Dans cette expérience, nous plaçons l'objet caché sur la surface de la peau. L'objet choisi est un bout de plaque de PVC de 6 mm d'épaisseur et de dimensions rectangulaires de 10 cm \times 20 cm, fixé au corps humain par du scotch. Il est donc visible à l'œil nu et présente un défaut de topographie lors de la formation des images. Des mesures avec et sans vêtement sont effectuées. Une barre de longueur 15 cm est fixée au pot vibrant par un système d'équerres et vient se positionner au contact du ventre du sujet. Le pot vibrant émet une impulsion constituée par un cycle de sinusoïde à 50 Hz.

Nous effectuons une première mesure (Figure 3.31) sans objet sur l'abdomen nu. La propagation du front linéaire de l'onde de surface est visible par notre système. On note la présence d'un mouvement étrange de la surface au moment où le pot vibrant s'actionne. Cela est visible sur la première image et est probablement dû à un mouvement d'ensemble de l'abdomen lorsque le vibreur transmet l'impulsion. Le front d'onde est ensuite généré et se propage. Une forte atténuation par le tissu biologique est visible. Comme avec l'expérience du gel, on peut imaginer déduire l'élasticité de la couche superficielle de l'abdomen à partir de la vitesse de propagation de l'onde. La valeur estimée ici est égale à $v = 2,2$ m/s.

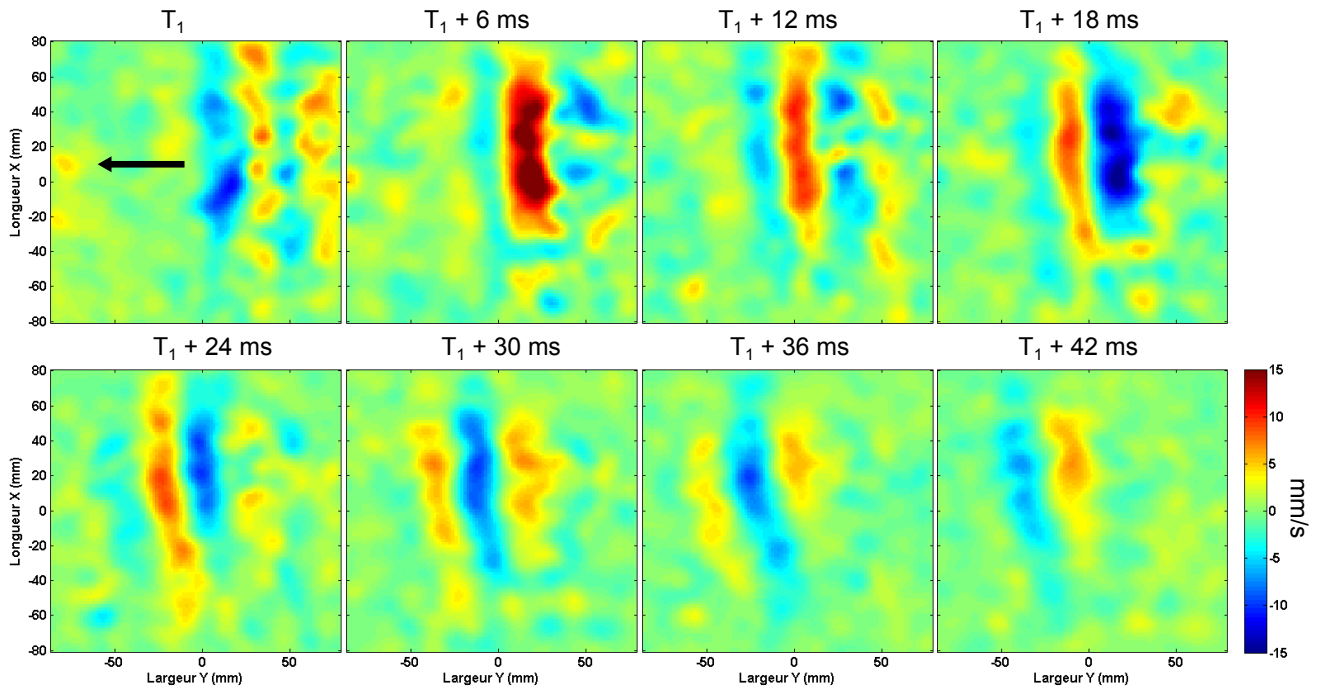


Figure 3.31 : Images d'estimation de la vitesse par intercorrélation. Les images montrent la propagation d'une onde de surface sur l'abdomen nu d'un sujet humain. Le temps T_1 a été choisi arbitrairement. L'intervalle de temps entre deux images est de 6 ms. L'axe des couleurs est bridé en vitesse entre ± 15 mm/s. Les paramètres d'acquisition sont $T_{chirp} = 1$ ms, $\tau_{délai} = 125$ μ s. La cadence d'imagerie est $F_{imagerie} = 667$ Hz. Les paramètres de la formation de voies sont $(l \times L \times P) = (160 \times 165 \times 35)$ mm³, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1, 70 \times 1, 70 \times 0, 43)$ mm³.

La seconde expérience est effectuée sur l'abdomen nu en y scotchant l'objet (Figure 3.32). De la même manière que lorsque l'abdomen est dépourvu d'objet, un premier instant avec un mouvement étrange précédant la formation du front d'onde est visible. L'onde de surface est ensuite stoppée et réfléchiée par l'objet. A partir de ce film de propagation de l'onde de surface, il est possible de constater une anomalie lors de la propagation indiquant la présence d'un objet à forte rupture d'impédance, ici un objet plus dur.

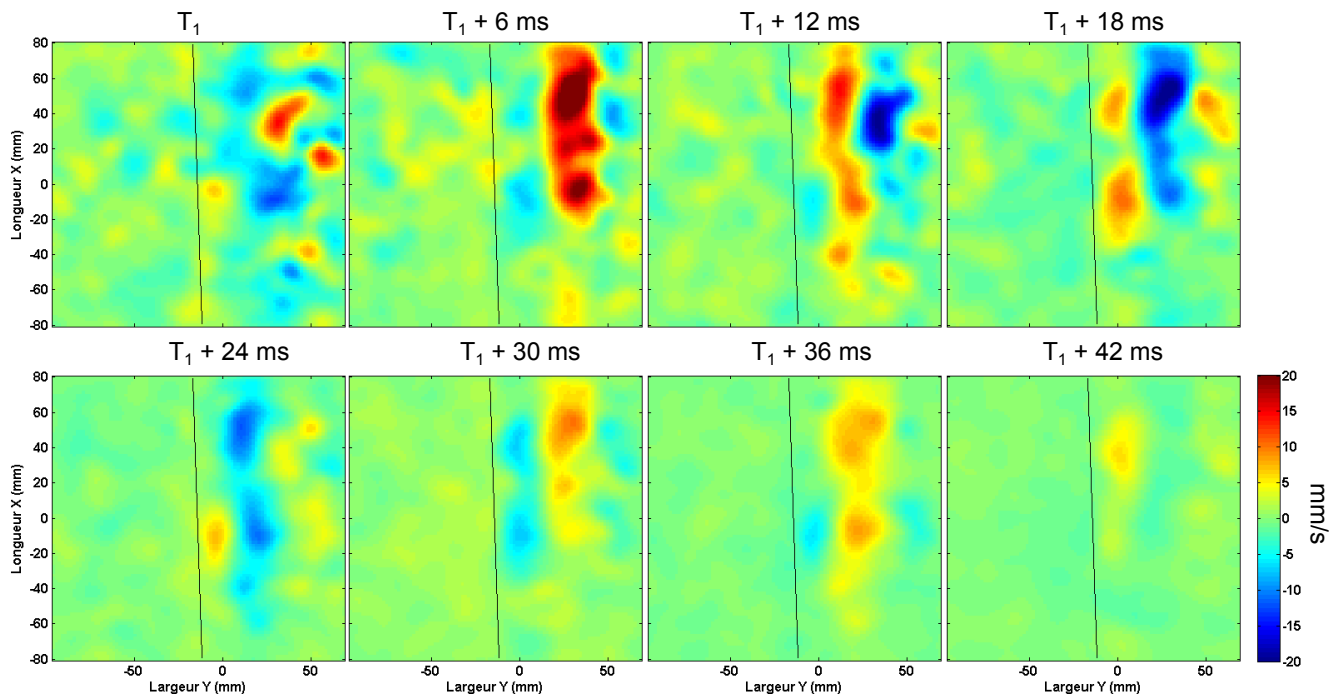


Figure 3.32 : Images d'estimation de la vitesse par intercorrélation. Les images suivent la propagation d'une onde de surface sur l'abdomen d'un sujet humain, sur lequel est scotché un objet (plaque rectangulaire en PVC de 6 mm d'épaisseur). Le trait noir représente l'une des frontières de l'objet. Le temps T_1 a été choisi arbitrairement. L'axe des couleurs est bridé en vitesse entre ± 20 mm/s. Les paramètres sont les mêmes que sur la Figure 3.31.

Reproduisons maintenant ces deux expériences avec un sujet portant un vêtement fin (type chemise). La Figure 3.33 représente les images du film de propagation de l'onde de surface sur l'abdomen recouvert par un tissu. La propagation de l'onde de surface est encore visible. Néanmoins, dans ce cas l'amplitude de l'onde détectée est plus faible (environ 10 mm/s) et le front d'onde linéaire est moins net. Il occupe la moitié de la fenêtre d'observation. Cela est dû à l'orientation du cobaye par rapport au système.

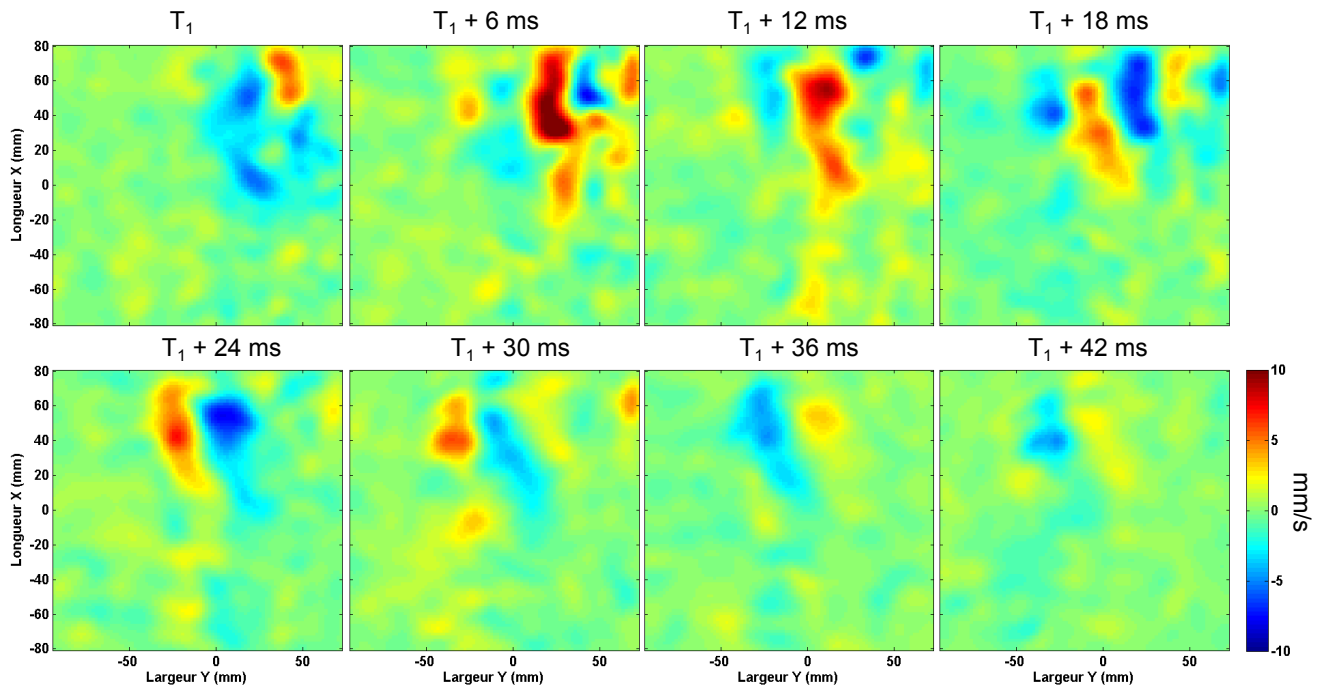


Figure 3.33 : Images d'estimation de la vitesse par intercorrélation. Les images suivent la propagation d'une onde de surface sur l'abdomen d'un sujet humain recouvert une chemise fine. Le temps T_1 a été choisi arbitrairement. L'axe des couleurs est bridé en vitesse entre ± 10 mm/s. Les paramètres sont les mêmes que sur la Figure 3.31.

Répetons la mesure en y introduisant un objet sur l'abdomen (voir Figure 3.34) avec un sujet portant une chemise. Pour une meilleure représentation du film de la propagation, l'intervalle de temps entre deux images sur la Figure 3.34 est de 3 ms. Le front d'onde se propage jusqu'à l'objet et est ensuite stoppé par celui-ci. De la même manière que pour l'abdomen nu, l'irrégularité de la propagation de l'onde de surface indique un changement de propriétés du milieu.

Pour conclure, l'ajout du vêtement permet la mesure de la propagation de l'onde de surface. La visualisation de la propagation du front d'onde est néanmoins fortement modifiée avec le tissu par rapport à la mesure sur l'abdomen nu.

Il est important de souligner la difficulté à se placer devant le système lors d'expériences sur les humains. Une orientation non contrôlée du corps vis-à-vis du dispositif modifie la zone d'imagerie. C'est pourquoi une plus grande variabilité des mesures est observée avec les expériences précédentes sur les êtres humains.

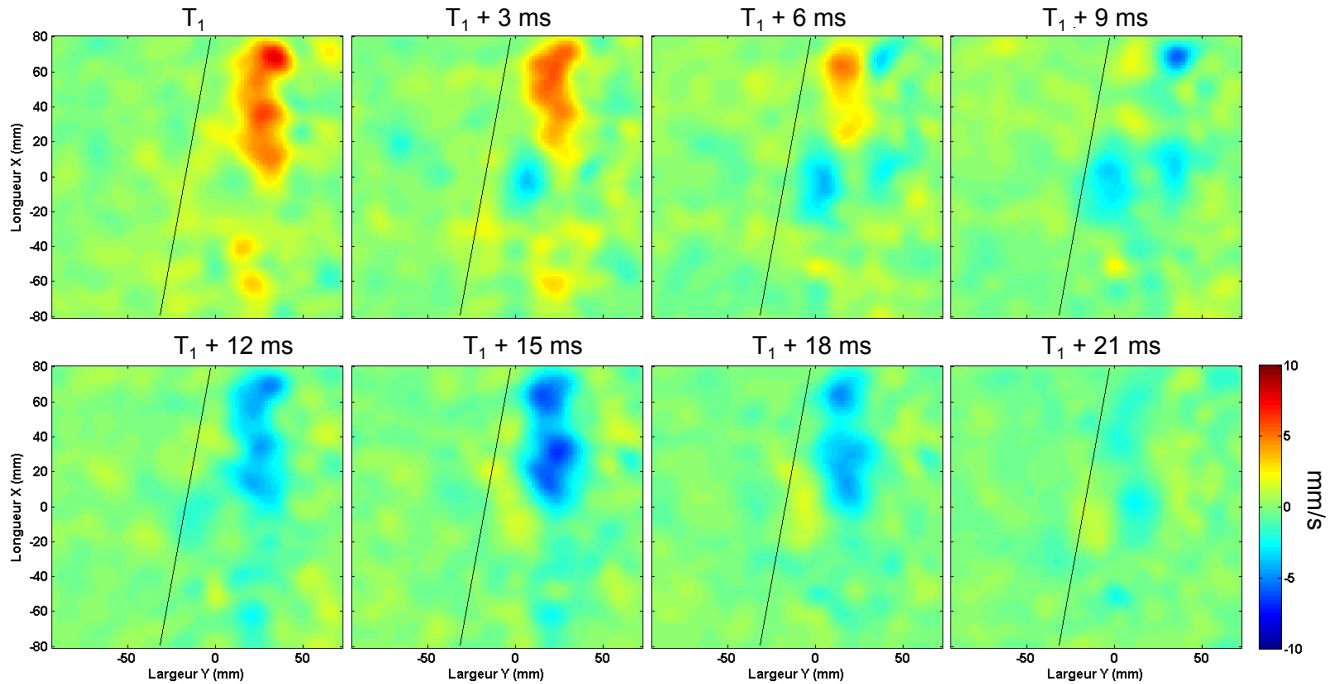


Figure 3.34 : Images d'estimation de la vitesse par intercorrélation. Les images suivent la propagation d'une onde de surface sur l'abdomen d'un sujet humain recouvert d'une chemise fine. Un objet (plaque rectangulaire en PVC de 6 mm d'épaisseur) est scotché sur le ventre. Le temps T_1 a été choisi arbitrairement. Le temps entre deux images est de 3 ms. L'axe des couleurs est bridé en vitesse entre ± 10 mm/s. Les paramètres sont les mêmes que pour la Figure 3.31.

3.4 Conclusion

Le développement de la première version de l'imageur ultrasonore dans l'air est présenté dans ce chapitre. Nous avons fabriqué un prototype complet utilisant une sonde ultrasonore constituée de 256 microphones et de 12 émetteurs.

Nous avons implémenté plusieurs approches de traitement du signal. La première est basée sur la formation de voies émission/réception par synthèse d'ouverture et permet de focaliser sur toute une surface spéculaire. La synthèse d'ouverture est rendue possible grâce à l'acquisition de toutes les réponses impulsionnelles émetteurs-récepteurs. Pour cela les transducteurs piézoélectriques émettent séquentiellement une onde sphérique. A partir de l'image acoustique de la surface, l'estimation du mouvement vibratoire est réalisée soit en vitesse soit en déplacement.

Pour caractériser l'imageur 2D, nous avons réalisé la vidéo du mouvement d'un baffle rigide au cours du temps sur une dimension de 12×12 cm². La cadence d'imagerie atteint plusieurs centaines de Hertz et la résolution spatiale est de l'ordre du centimètre. Les mouvements minimums détectés sont de l'ordre de la dizaine de microns.

Enfin, le suivi de la propagation d'une onde de surface sur un gel simulant le tissu humain démontre tout le potentiel du système dans le domaine de l'élastographie sans contact. En effet, à partir de la vitesse de propagation de l'onde, il est possible d'estimer l'élasticité de la couche superficielle du corps. A partir de cette analyse, nous avons

montré la possibilité de détecter des hétérogénéités d'élasticité grâce à une expérience utilisant la présence d'une inclusion dure sous la surface du gel. La capacité du système à mesurer la propagation des ondes de surface sur la peau a ensuite été confirmée par des expériences concluantes réalisées *in vivo* sur un sujet humain. Cependant, certaines limites apparaissent telles que la difficulté pour imager une surface courbe (diminution de la taille de l'image) et pour se placer correctement devant la sonde. Le contact entre le vibreur et le corps pose également problème dans la mesure où la technique devient invasive.

Amélioration du dispositif et caractéristiques avancées

Après avoir montré l'intérêt de l'imagerie ultrasonore dans l'air pour l'observation du mouvement vibratoire d'une surface avec la réalisation d'un premier prototype, nous proposons dans ce chapitre d'optimiser et améliorer le système initial sur les aspects hardware et software. Ce chapitre s'articule en quatre parties :

La première partie porte sur l'optimisation de la qualité des images en prenant en compte la directivité des émetteurs. Nous montrons que l'utilisation d'une pondération angulaire pour chaque émetteur permet d'améliorer la sommation cohérente sur l'ensemble des émetteurs.

La seconde partie présente un mode d'émission par trames codées permettant d'augmenter la cadence d'imagerie du dispositif. Cette alternative permet de déclencher simultanément l'envoi des signaux sur toutes les pastilles piézoélectriques.

Dans la troisième partie, nous présentons le développement d'un nouveau réseau d'émetteurs constitué de 36 pastilles piézoélectriques permettant d'agrandir la taille de la surface imagée. Afin de montrer tout le potentiel de cette nouvelle technique, nous avons effectué des mesures sur des sujets humains au niveau de la cage thoracique et du cou pour observer le battement cardiaque et l'onde de pouls.

Enfin, dans la dernière partie, nous traitons l'effet d'un vêtement sur la détection du mouvement vibratoire d'une surface telle que la peau. Nous montrons qu'il existe un couplage de type évanescent entre le mouvement de la peau et le mouvement du tissu qui permet de visualiser sous un vêtement la vibration de la peau au moyen d'un imageur ultrasonore fonctionnant dans l'air.

4.1 Prise en compte de la directivité des émetteurs

Dans le traitement proposé au chapitre précédent, nous avons fait l'hypothèse que les émetteurs piézoélectriques étaient ponctuels. En réalité les pastilles piézoélectriques ne peuvent être considérées comme omnidirectionnelles car leur surface d'émission est de 2 cm de diamètre et les fréquences d'utilisation s'étendent de 25 kHz à 75 kHz. Par

conséquent, les émetteurs sont directifs. La dépendance angulaire de l'amplitude de pression acoustique pour une distance radiale fixe s'écrit d'après la formule théorique donnée par [74] lorsque l'hypothèse $r \gg \frac{a^2}{\lambda}$ est respectée :

$$A(\theta, k) = \frac{2J_1(ka \sin\theta)}{ka \sin\theta} \quad (4.1)$$

Avec J_1 la fonction de Bessel du premier ordre, θ l'angle entre la normale à la pastille et le point d'observation, k la norme du vecteur d'onde directement liée à la fréquence par $k = \frac{2\pi f}{c}$, et a le rayon du piézoélectrique. L'énergie émise par le disque piézoélectrique est donc rayonnée à travers un cône d'angle au sommet $\alpha = 2\theta$, appelé angle de divergence du faisceau. Cette directivité est tracée sur la Figure 4.1. Les angles limites définis à -6 dB sont $\theta_{lim} = \pm 14^\circ$, et donc $\alpha = 28^\circ$.

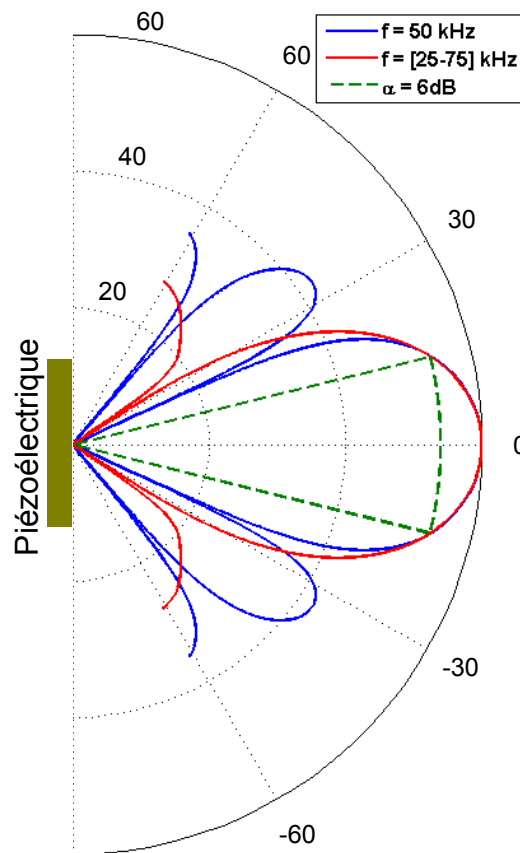


Figure 4.1 : Diagramme de directivité d'une pastille piézoélectrique de rayon $a = 1$ cm. La courbe bleue représente la directivité théorique d'une onde harmonique de fréquence $f = 50$ kHz. La courbe rouge représente la directivité pour une onde large bande de fréquences uniformément réparties sur $[25 - 75]$ kHz. L'angle délimité par la courbe verte pointillée définit l'amplitude au dessus de -6 dB du maximum. Ces angles vont de -14° à $+14^\circ$.

Ainsi, à cause de la directivité des pastilles piézoélectriques, tous les récepteurs ne sont pas mis à contribution lors de l'insonification de la surface par un émetteur. Reprenons les projections des rayons calculées dans la partie 3.1.1, en ne considérant que les rayons contenus dans le cône de directivité ($\theta < 14^\circ$). Les résultats de cette modélisation sont présentés sur la Figure 4.2. La projection des rayons sur la surface miroir, placée à 28 cm de l'origine, est montrée pour les quatre émetteurs situés sur

les extrémités du réseau. Sur la Figure 4.2 (b), l'intégralité des rayons est représentée alors que sur la Figure 4.2 (c), seuls les rayons contenus dans le cône de directivité sont représentés. Pour ce dernier cas, une partie des rayons projetés n'est plus captée par les microphones. Seule la zone de la surface contenue dans le cône de directivité renverra du signal.

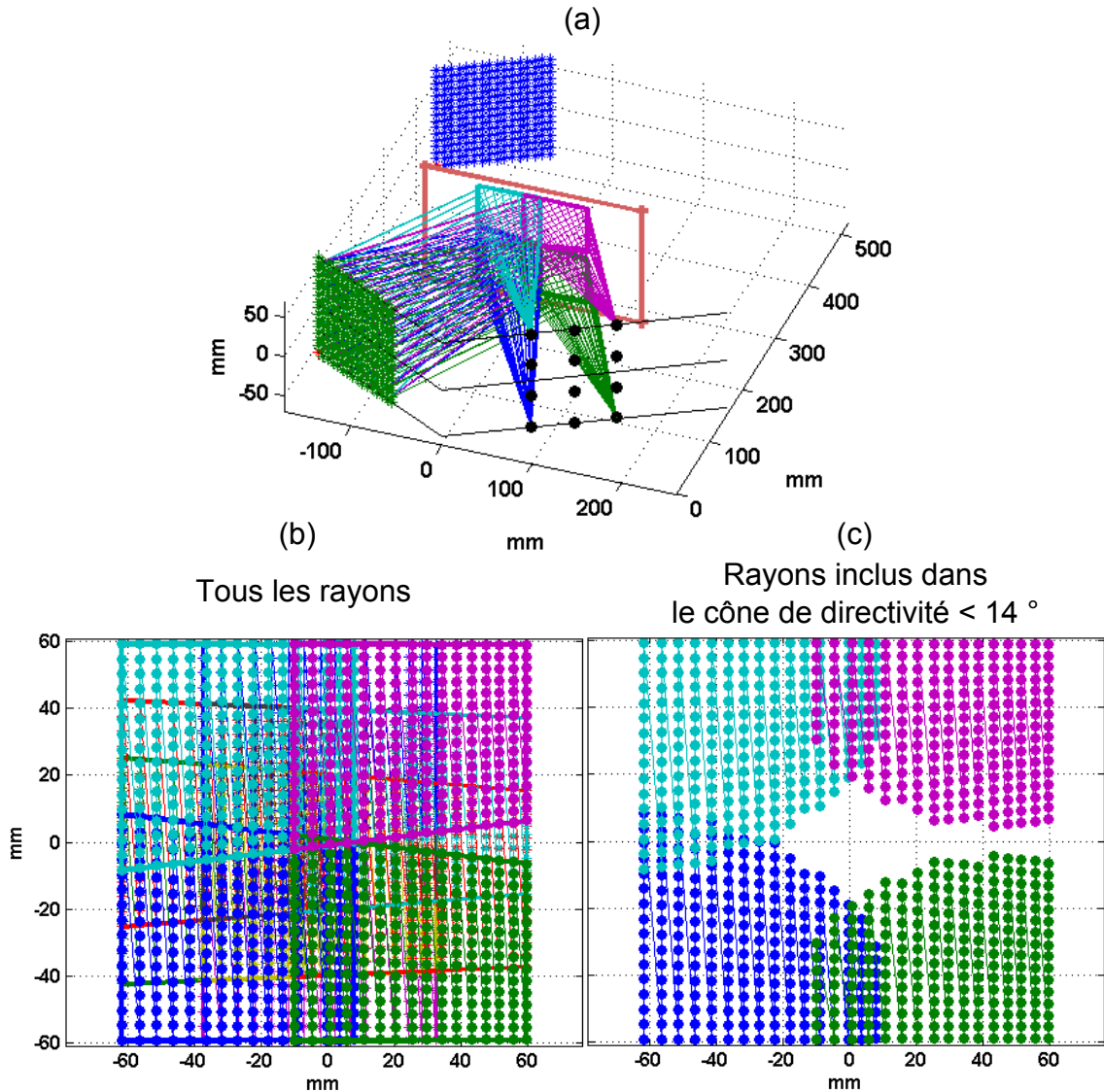


Figure 4.2 : (a) Illustration 3D du tracé de rayons pour les 4 émetteurs placés aux extrémités du réseau de 12 émetteurs. (b) Projection des rayons sur la surface miroir placée à 280 mm de l'origine. (c) Projection des rayons inclus dans le cône de directivité défini par l'angle limite à -6 dB, $\theta_{lim} = 14^\circ$

Pour prendre en considération la directivité des émetteurs dans le traitement du signal, on applique un fenêtrage de pondération (ou apodisation). Pour cela, la contribution de chaque émetteur sur les différents points de l'image est pondérée. En pratique, les points de l'image inclus dans le cône de directivité de l'émetteur correspondant auront un poids maximal (de 1) et ceux en dehors seront pondérés par une fenêtre de Tukey définie par :

$$\text{Fen}(\alpha) = \begin{cases} 1 & \text{si } \alpha < \alpha_0 \\ 0,54 + 0,46 \cos\left(\pi \frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_1 - \alpha_0}\right) & \text{si } \alpha_0 < \alpha < \alpha_1 \\ 0,08 & \text{si } \alpha > \alpha_1 \end{cases} \quad (4.2)$$

Avec α l'angle entre le vecteur point image-émetteur $\vec{r}_{E_m} - \vec{r}$ et le vecteur normal à l'émetteur \vec{n}_{E_m} . Cette apodisation est indépendante de la forme de la surface, cependant la position des émetteurs doit être connue.

Les résultats de cette optimisation sont présentés sur la Figure 4.3. L'image calculée en prenant en compte l'apodisation avec les angles $\alpha_0 = 15^\circ$ et $\alpha_1 = 20^\circ$ est comparée à celle reconstruite par la formation de voies émission-réception classique. La théorie est cohérente dans la mesure où les deux images de la surface présentent un niveau d'énergie similaire. Le fenêtrage sur l'angle ne modifie pas l'amplitude de l'image de la surface. Cependant, le niveau des signaux parasites en dehors de la surface est diminué avec l'apodisation. L'apodisation favorise donc les signaux utiles et abaisse les signaux parasites.

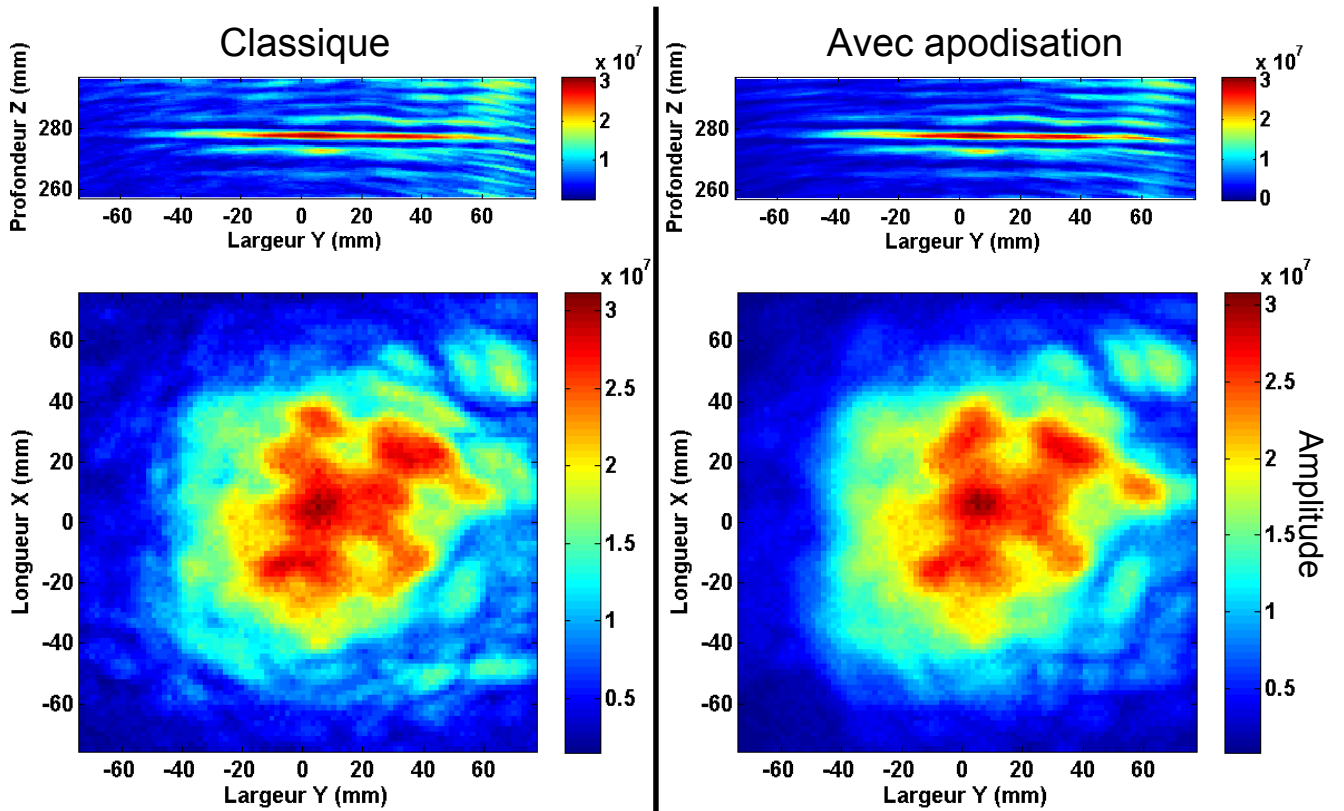


Figure 4.3 : Comparaison entre les images reconstruites sans et avec apodisation. Les angles définis pour l'apodisation sont $\alpha_0 = 15^\circ$ et $\alpha_1 = 20^\circ$. Les paramètres d'acquisition sont $T_{chirp} = 850 \mu\text{s}$, $\tau_{délai} = 150 \mu\text{s}$. Les paramètres de la formation de voies sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 40) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1,70 \times 1,70 \times 0,43) \text{ mm}^3$.

Regardons maintenant quel est l'impact de ce fenêtrage sur l'estimation du mouvement vibratoire. Nous réutilisons les algorithmes d'estimation du mouvement similaires à ceux utilisés au chapitre 3 et de même nous réalisons des mesures sur le baffle rigide.

Sur la Figure 4.4, la comparaison entre le traitement classique et celui avec apodisation montre une estimation du déplacement et de la vitesse du piston similaire. Cependant, le bruit de déplacement/vitesse diminue fortement sur les bords de l'image lorsque la directivité des émetteurs est prise en compte. La taille exploitable de la surface se retrouve alors légèrement augmentée.

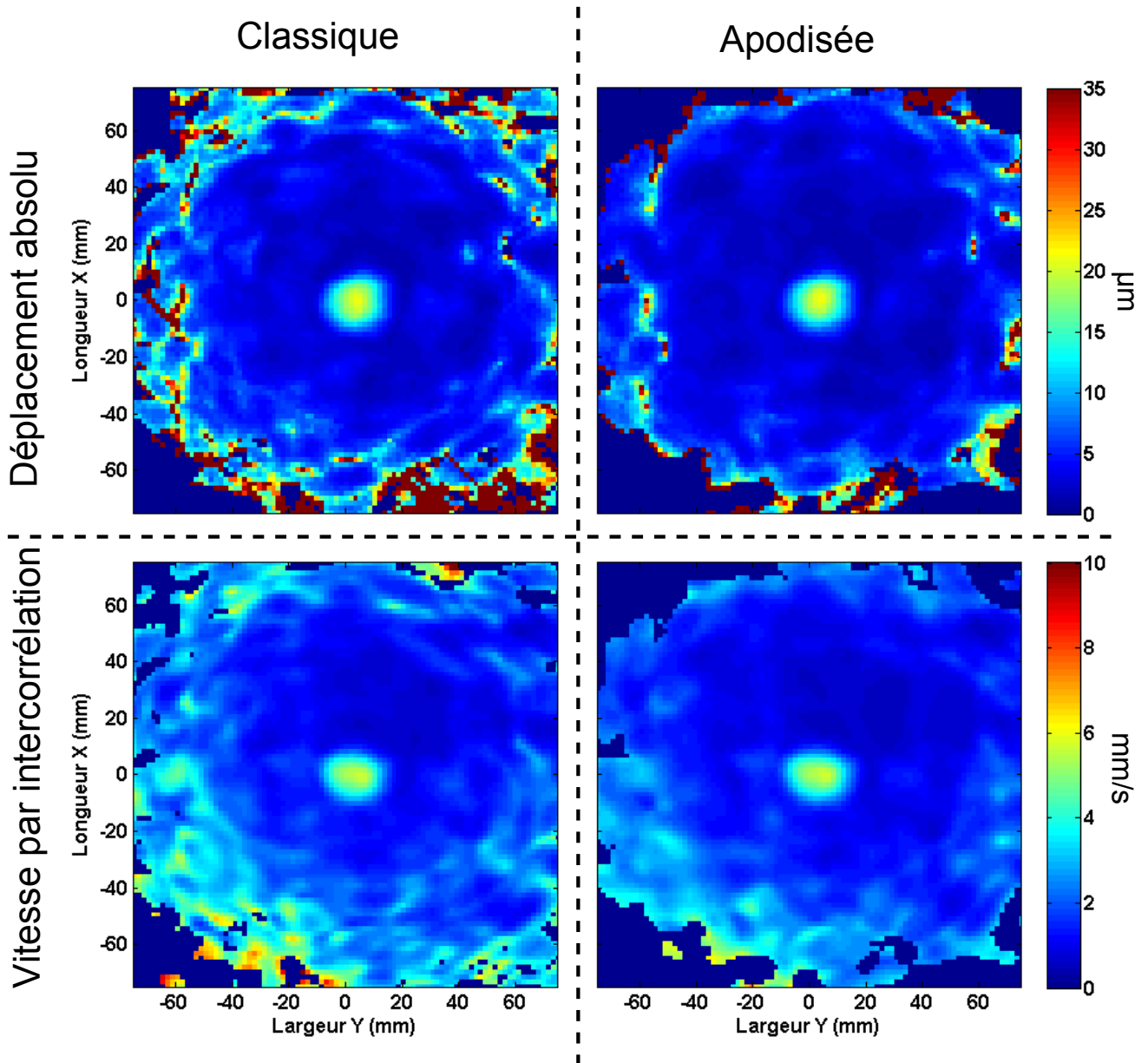


Figure 4.4 : Les images représentent la valeur efficace des amplitudes de déplacement et de vitesse dans le temps, avec le traitement classique et apodisé. Les paramètres d'acquisitions sont $T_{chirp} = 850 \mu\text{s}$ et $\tau_{délai} = 150 \mu\text{s}$. La cadence d'imagerie est $F_{image} = 556 \text{ Hz}$. Les paramètres de reconstruction de l'image sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 21) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1,70 \times 1,70 \times 0,43) \text{ mm}^3$. L'échelle de couleurs est bridée entre 0 et $35 \mu\text{m}$ pour le déplacement et entre 0 et 10 mm/s pour la vitesse.

4.2 Insonification multi-symbole

Dans le chapitre 2.5, l'utilisation de signaux orthogonaux émis séquentiellement nous a permis d'augmenter la fréquence d'échantillonnage du vibromètre ultrasonore 1D en discriminant temporellement les différentes impulsions. Sur le même principe, l'utilisation de codes orthogonaux permet d'augmenter la cadence d'imagerie de l'imageur 2D . En effet, en appliquant un codage temporel différent aux signaux d'émission il est possible par la suite de discriminer les impulsions propres à chaque émetteur après compression. Nous pouvons ensuite appliquer la synthèse d'ouverture classique.

Pour étudier cette méthode, nous avons défini un jeu de douze signaux orthogonaux à partir d'une m-séquence de la même manière que dans le chapitre 2.5. Pour rappel, le code d'une m-séquence a la particularité de pouvoir être divisé tout en gardant ses propriétés de bruit pseudo aléatoire. Ainsi ces sous-signaux (signaux découpés) sont orthogonaux entre eux [89].

Cette méthode est illustrée par la Figure 4.5. Les différents symboles issus de la m-séquence et modulés en phase ($\pm\pi$) sont envoyés sur chaque voie. Cela est répété en continu le temps de l'acquisition. La longueur du symbole détermine la cadence d'imagerie de notre système $F_{imagerie} = \frac{1}{T_{symbole}}$. Chaque bit du signal binaire de la m-séquence est codé sur deux périodes de sinusoïde à 50 kHz avec une phase nulle ou en opposition de phase. Ensuite pour discriminer chaque émetteur, nous appliquons la fonction d'intercorrélation entre le symbole (modulé en phase) et les signaux reçus. Sur l'image Figure 4.5 (b), la fonction d'intercorrélation entre le symbole de l'émetteur 1 et tous les autres symboles y-compris lui-même est montrée. Du "cross-talk" est visible. En effet, l'orthogonalité entre deux symboles différents n'est pas parfaite entraînant une fonction d'intercorrélation non nulle. Cela aura pour effet de rajouter des signaux parasites sur notre image.

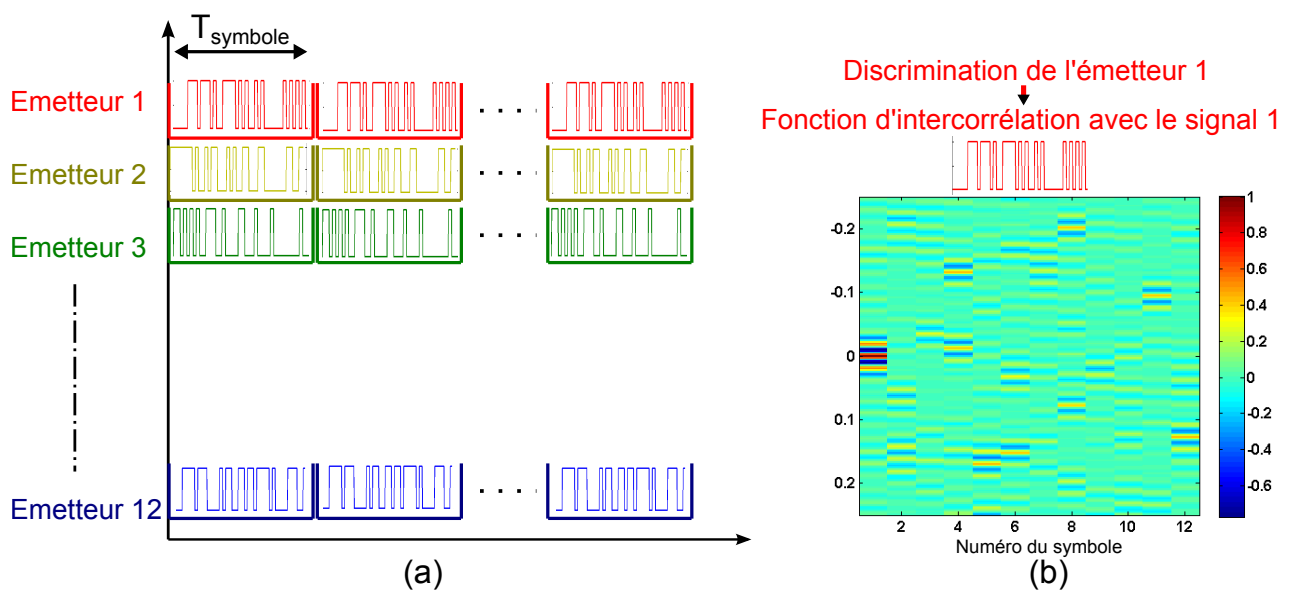


Figure 4.5 : Illustration de l'utilisation de trames codées. Tous les symboles sont envoyés simultanément et en continu. Un bit est modulé par deux périodes de sinusoïde à 50 kHz. L'image (b) présente les fonctions d'intercorrélation du symbole 1 avec tous les symboles.

Sur la Figure 4.6, nous comparons les images d'une surface plane, reconstruites avec la méthode classique et avec celle par trames codées. Les deux méthodes permettent de détecter et de reconstruire l'image de la surface. Cependant, avec l'utilisation de trames codées, l'image de la surface possède des rebonds dans la direction axiale (profondeur) plus accentués qu'avec la méthode classique, dus à la différence de contenu spectral des signaux envoyés. En effet, la bande de fréquence de la modulation linéaire est uniforme contrairement aux symboles codés. Par conséquent, l'impulsion compressée à partir d'un symbole codé possède des lobes secondaires plus forts que dans le cas d'une modulation linéaire en fréquence.

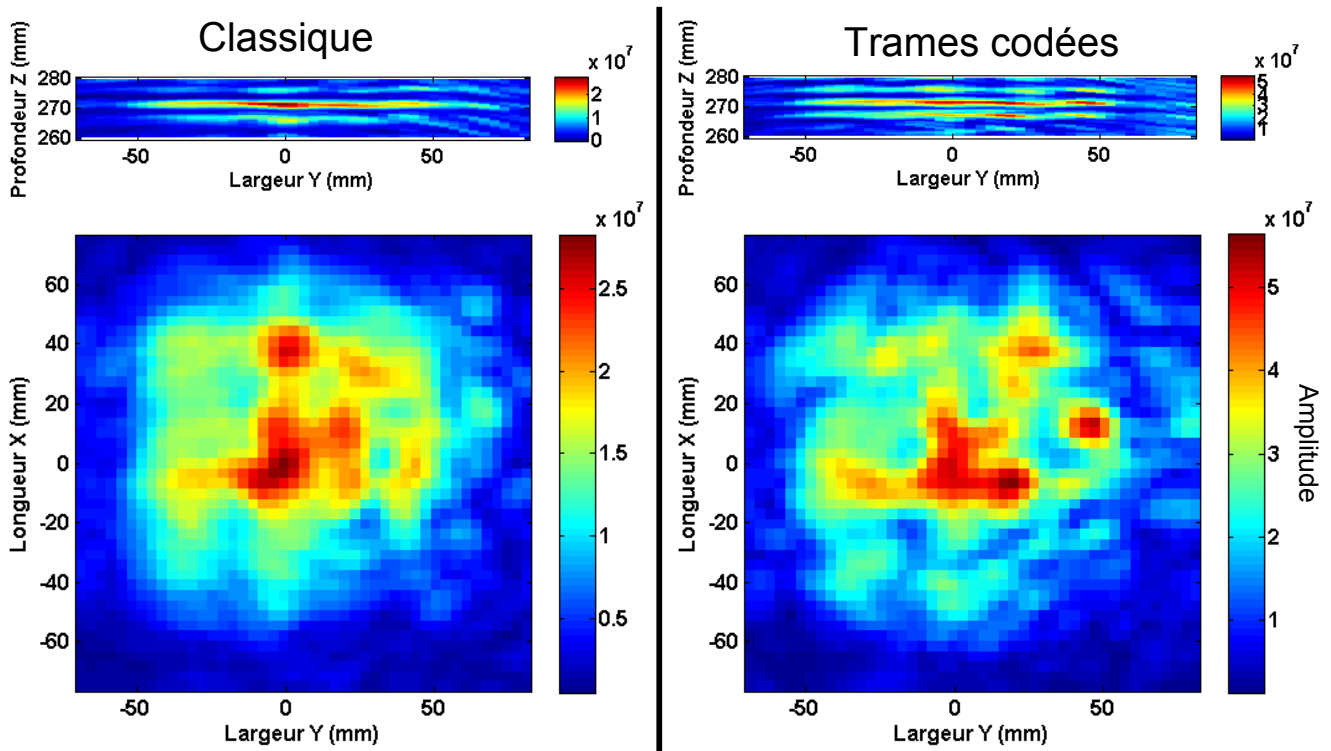


Figure 4.6 : Comparaison entre les images reconstruites avec la méthode classique et celle utilisant les trames codées. Les paramètres d'acquisition pour la méthode classique sont $T_{chirp} = 850 \mu s$ et $\tau_{délai} = 150 \mu s$. La cadence d'imagerie est $F_{image} = 556$ Hz. Pour la méthode des trames codées, les symboles ont une longueur de $T_{symbole} = 1,7$ ms. La cadence d'imagerie est $T_{imagerie} = 587$ Hz. Les paramètres de reconstruction de l'image, pour les deux méthodes, sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 21) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (3,41 \times 3,41 \times 0,43) \text{ mm}^3$

Comparons maintenant les estimations du mouvement avec le baffle rigide. Contrairement aux autres mesures, le piston utilisé ici a un diamètre de 6 cm. Les résultats du calcul de la valeur efficace des amplitudes de déplacement/vitesse pour les différentes méthodes d'imagerie sont présentés sur la Figure 4.7. Le mouvement du piston est visible avec les deux méthodes. L'estimation de la vitesse sur le piston est plus hétérogène et les contours du piston sont moins précis avec l'utilisation de trames codées.

La comparaison des signaux temporels de la Figure 4.8, montre une forte similarité entre l'utilisation des trames codées et l'envoi séquentiel de modulations linéaires en fréquence. En se plaçant sur le pixel correspondant au piston, le signal sinusoïdal à

50 Hz est mesuré. L'amplitude est légèrement plus faible dans le cas de trames codées mais les niveaux de bruit, représentés par les signaux temporels de la surface immobile, sont équivalents.

Une insonification simultanée multi-symboles offre une alternative intéressante à la méthode classique. Dans certains cas, elle permet d'abaisser la cadence d'imagerie du système. En effet, avec une utilisation multi-symboles, la cadence d'imagerie est inversement proportionnelle à la longueur d'une trame. Cependant le rapport signal à bruit et l'effet de "cross-talk" étant directement liés à la longueur des symboles, la longueur doit être fixée judicieusement (pas trop petite). La méthode multi-symboles devient très avantageuse pour augmenter la fréquence d'échantillonnage lorsqu'on utilise une barrette avec de nombreux émetteurs.

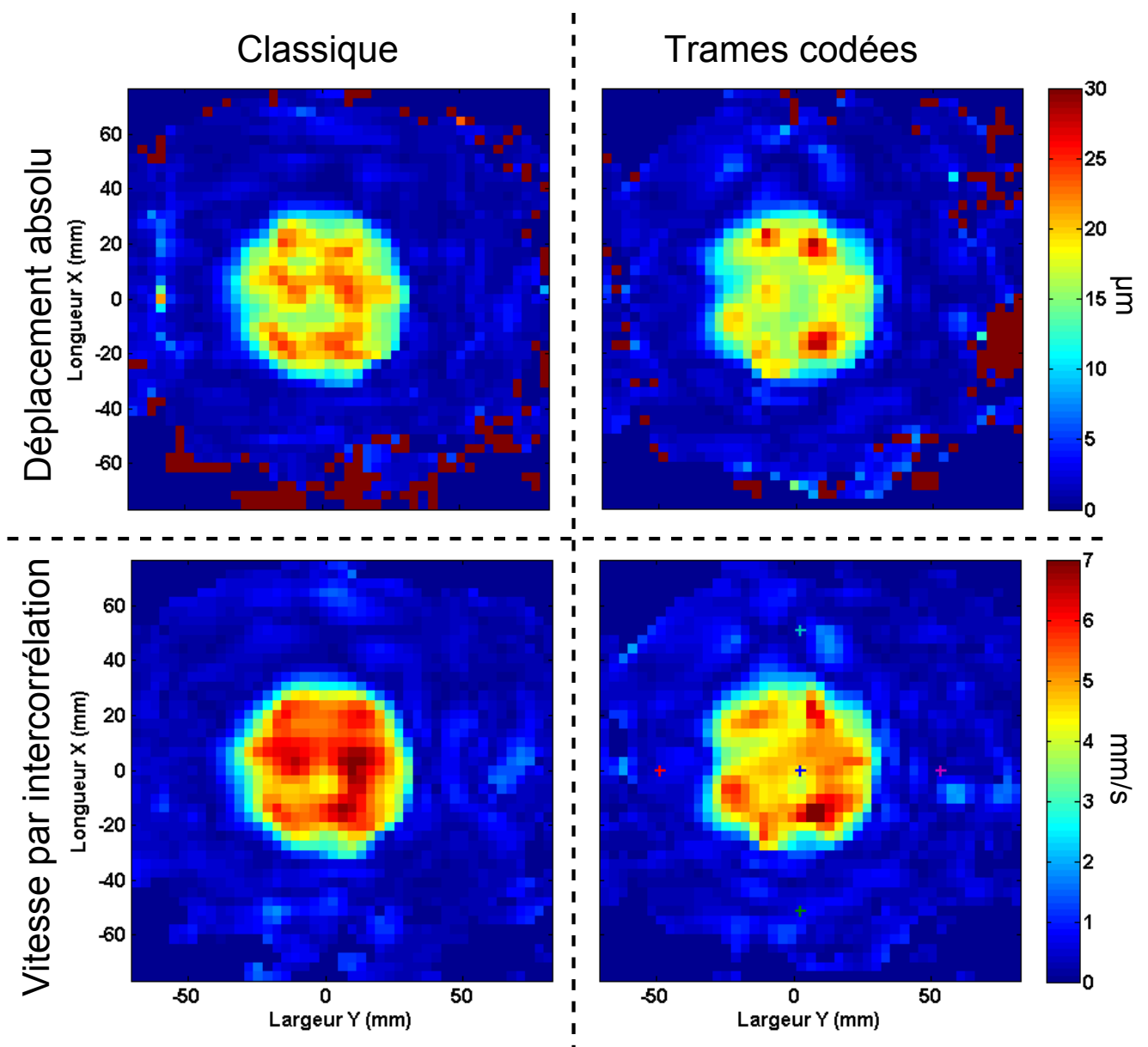


Figure 4.7 : Comparaison du traitement classique et de celui utilisant des trames codées. Les images représentent la valeur efficace des amplitudes de déplacement et de vitesse. L'échelle de couleurs est bridée entre 0 et 30 μm pour le déplacement et entre 0 et 7 mm/s pour la vitesse.

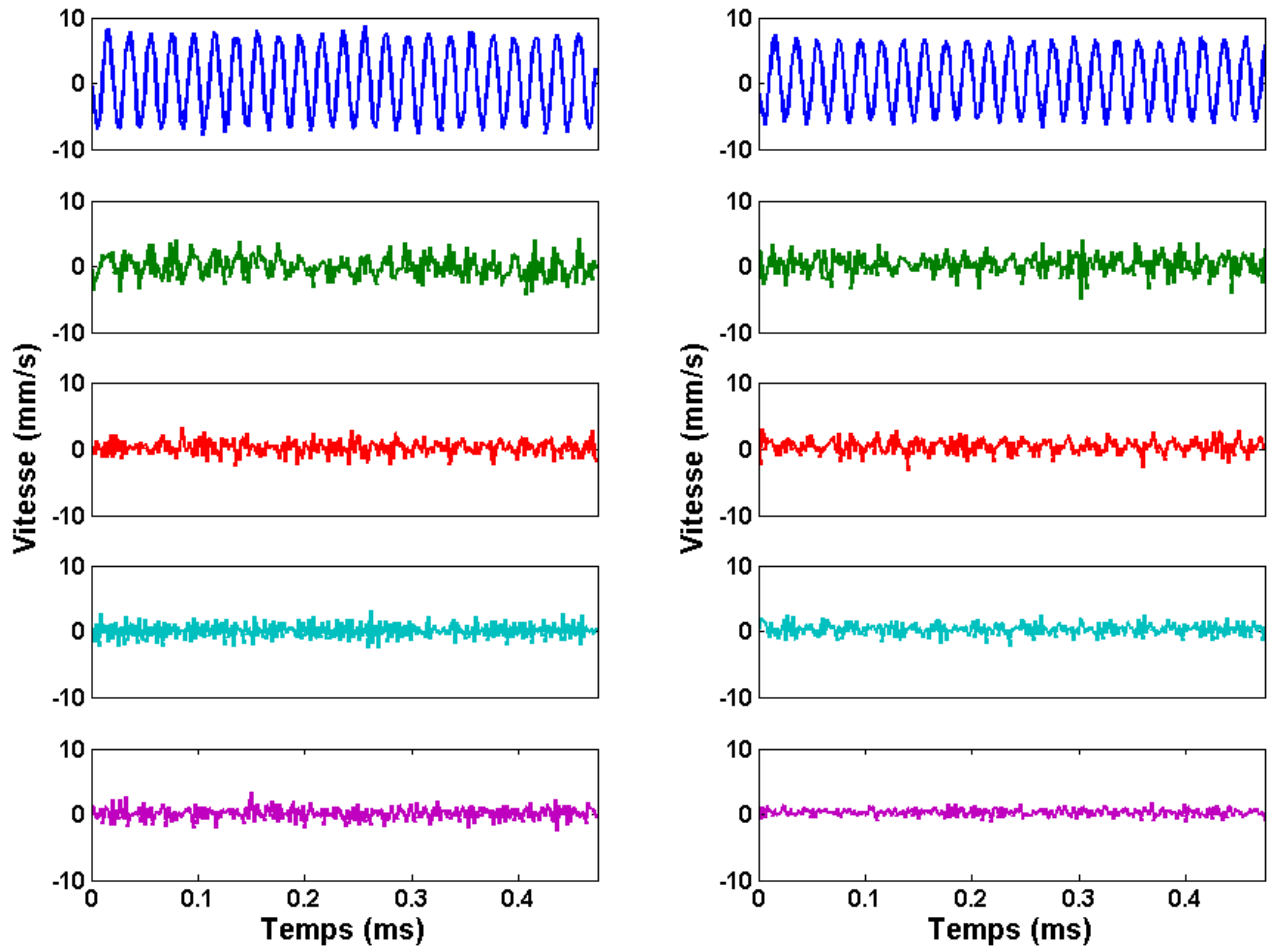


Figure 4.8 : Lignes temporelles sélectionnées sur les pixels représentés par les + de couleurs sur la Figure 4.7.

4.3 Système à 36 pastilles - Amélioration de l'insonification

4.3.1 Présentation

Jusqu'ici le réseau d'émission utilisé est constitué de 12 transducteurs et l'imagerie de la surface s'étend sur $12 \times 12 \text{ cm}^2$ lorsque celle-ci est plane. Dès lors que la surface est plus irrégulière telle que sur le corps humain, la zone de travail se réduit. C'est pourquoi nous avons voulu créer ici un nouveau réseau d'émetteurs pour couvrir une plus grande surface d'imagerie et augmenter la robustesse de la mesure sur une surface courbe.

La solution pour imager une plus grande surface réside dans l'augmentation de la taille de l'ouverture d'émission/réception. La construction des récepteurs étant plus difficile à modifier et afin de ne changer qu'un seul paramètre à la fois, nous avons choisi d'agrandir uniquement le réseau d'émetteurs. Pour ce faire, deux approches sont possibles. La première consiste à augmenter la distance inter-émetteur, impliquant un recouvrement plus faible de la projection des émetteurs sur la surface et par conséquent une formation de voies en émission-réception dégradée (voir chapitre 3.1.1). La seconde solution, qui sera adoptée, consiste en l'augmentation du nombre de transducteurs.

Le nombre de voies disponibles en émission étant limité, l'idée de ce nouveau prototype est basée sur l'exploitation de la directivité des émetteurs. En effet, la majorité de l'énergie émise est contenue dans le cône de directivité. Ainsi, si les positions des émetteurs sont suffisamment éloignées, ils n'interféreront pas entre eux. Ils pourront donc être émis simultanément sans interférences entre eux. Autrement dit, en suivant cette approche il devient possible de connecter plusieurs pastilles piézoélectriques à une même voie, à condition qu'elles soient suffisamment éloignées entre elles. Cela permet d'augmenter le nombre d'émetteurs disponibles pour un même nombre de voie et d'agrandir la taille du réseau d'émission.

Nous avons choisi de connecter 3 émetteurs par voie, ce qui nous donne un total de 36 émetteurs à placer. Une configuration carrée 6×6 a été définie avec un pas inter-éléments égal dans les deux directions à $p_x = p_y = 35 \text{ mm}$. Nous avons choisi un pas inter-élément plus resserré pour une meilleure robustesse lors de mesures sur une surface courbe. La Figure 4.9 présente la disposition des émetteurs et leur connexion sur les voies. La géométrie des connexions par 3 a été choisie pour maximiser la distance moyenne entre les pastilles piézoélectriques pour chaque voie.

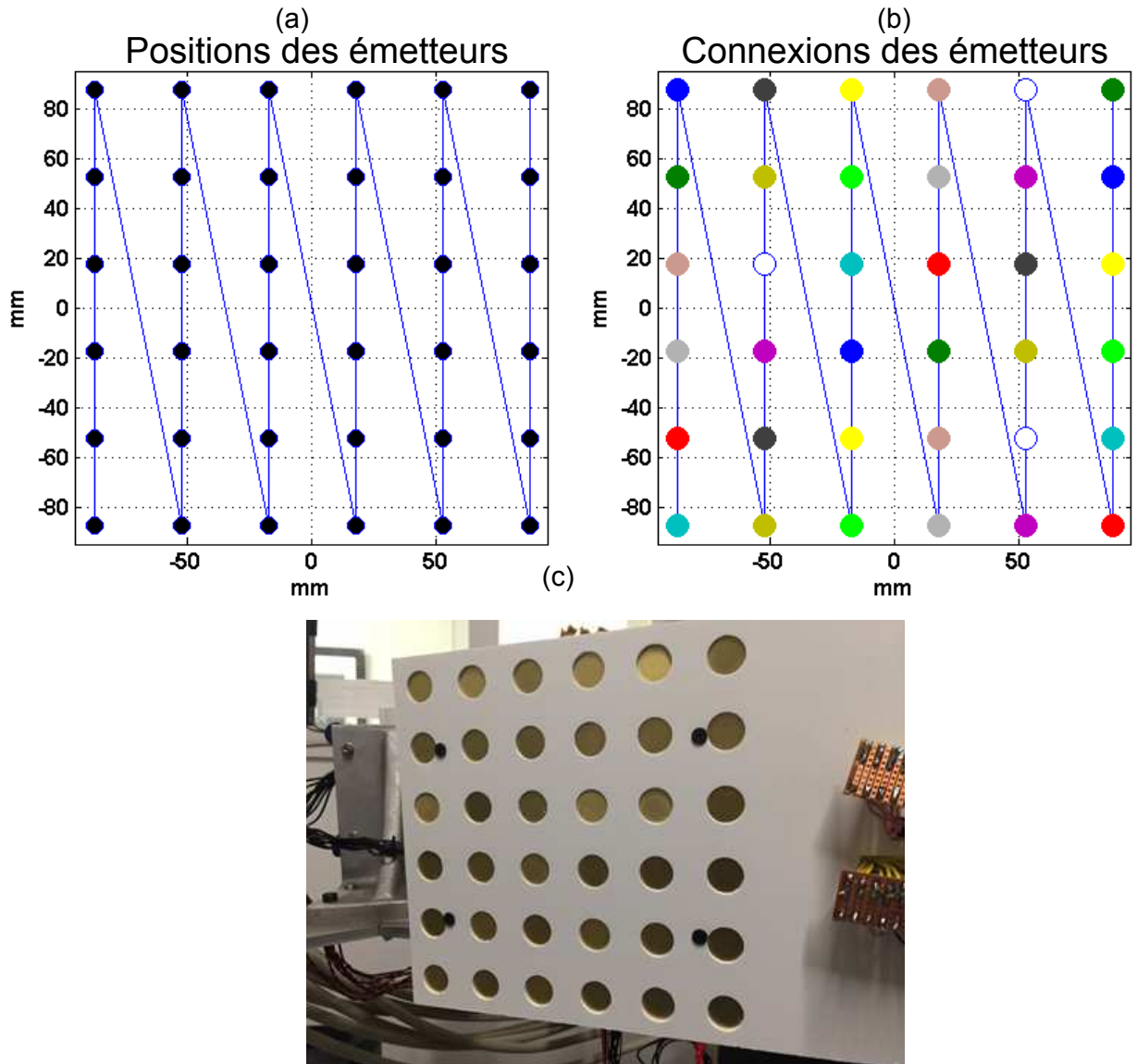


Figure 4.9 : (a) Positions des 36 émetteurs (b) Connexions des 36 émetteurs aux 12 voies. Une même couleur indique que les émetteurs sont connectés à une même voie. (c) Photo de la réalisation.

De la même manière que pour le dispositif précédent (chapitre 3.1.1), nous présentons sur la Figure 4.10, le tracé des rayons projetés sur la surface miroir plane pour chaque émetteur et récepteur, en prenant en compte le cône de directivité. Chaque élément d'un même trio de connexions insonifie de manière indépendante une portion de la surface sans se recouvrir. Et cela sera d'autant plus vrai lorsque la forme de la surface insonifiée est convexe (telle que la plupart des portions de l'enveloppe corporelle).

Les projections de la totalité des émetteurs sont présentées sur la Figure 4.11. Nous constatons que la surface insonifiée n'est pas significativement agrandie par rapport au système à douze émetteurs. En effet, cette surface est limitée par la taille du réseau en réception. Cependant, cette remarque est uniquement valable dans le cas d'une surface miroir plane.

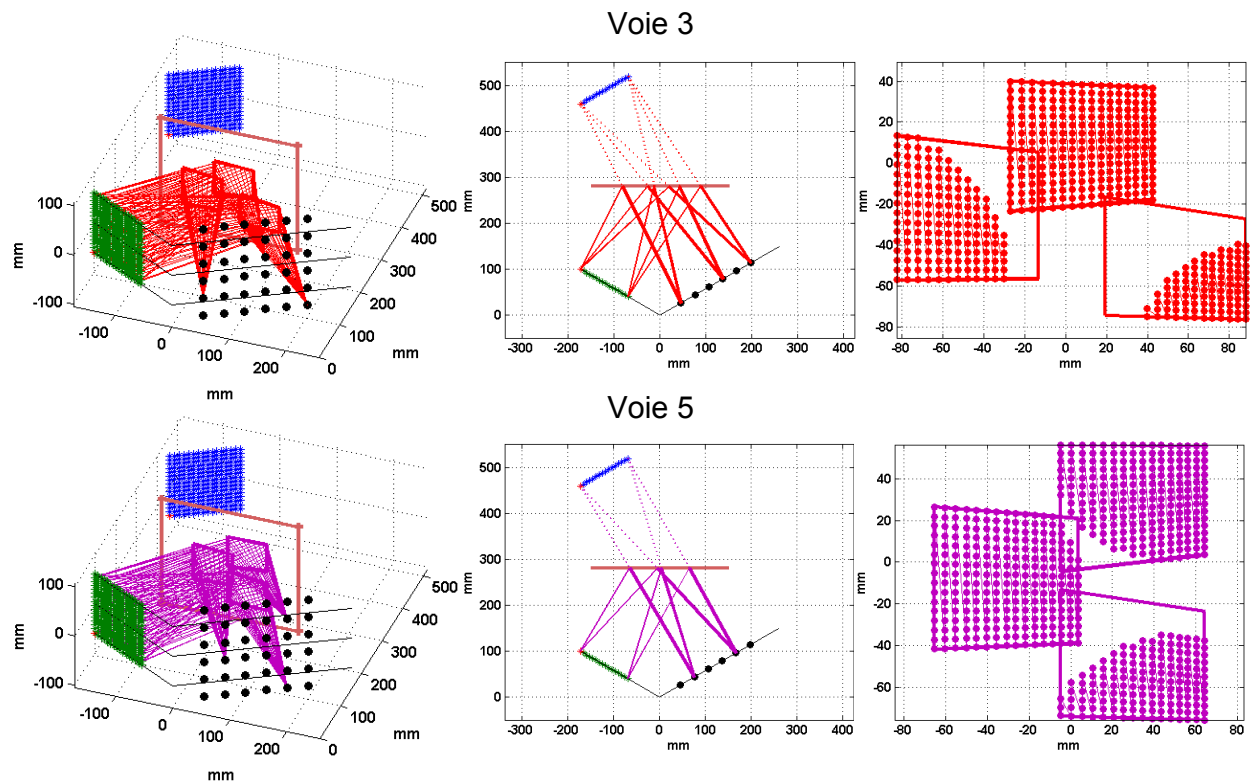


Figure 4.10 : (à gauche) Illustration 3D du tracé de rayons (Au centre) Illustration 2D du tracé de rayon (à droite) Projection sur la surface miroir des rayons atteignant les récepteurs pour chaque émetteur en prenant en compte le cône de directivité d'angle limite $\theta_{lim} = 15^\circ$. Les voies 3 et 5 sont présentées.

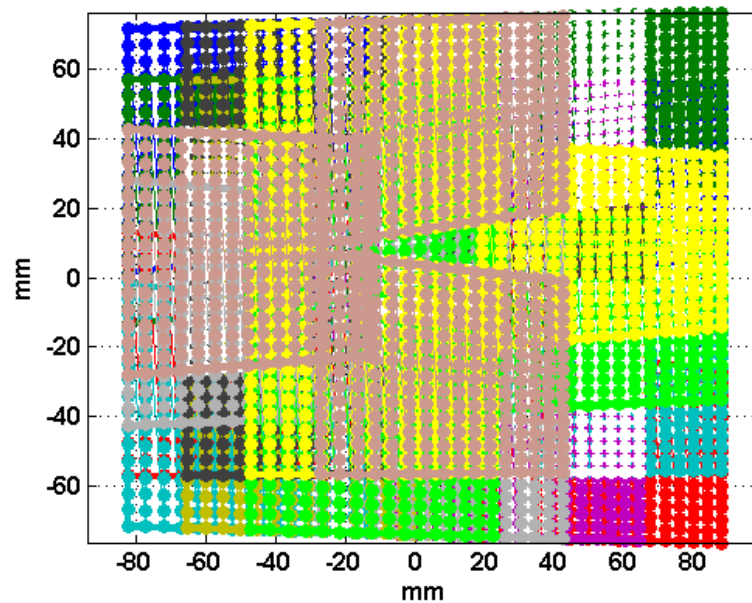


Figure 4.11 : Projection sur la surface miroir des rayons atteignant les récepteurs pour la totalité des émetteurs

4.3.2 Reconstruction des images

Le traitement du signal pour reconstruire les images est très proche de celui pour le système précédent. La seule différence vient du fait qu'il faut considérer l'acquisition d'une voie pour trois pastilles. En d'autres termes, la formation de voies utilisera le même signal trois fois mais pour des positions de l'émetteur différentes. Nous prenons en compte l'apodisation angulaire (chapitre 4.1) dans le traitement car elle améliore significativement la qualité de l'image. La soustraction d'une mesure à vide est effectuée pour retirer l'onde directe allant des émetteurs vers les récepteurs car les dimensions de la barrette ne permettent plus d'utiliser la mousse absorbante pour atténuer l'onde directe. Une attention particulière a été portée pour ne pas saturer les signaux d'acquisition.

Pour valider cette approche, une première mesure est effectuée sur le baffle rigide constitué du piston de 2 cm de diamètre. Ce dernier vibre à 50 Hz. Les paramètres d'acquisition varient par rapport à la version précédente : le délai entre les impulsions est légèrement plus grand. Sur la Figure 4.12, nous présentons les résultats de la reconstruction de l'image par formation de voies émission/réception. Les paramètres d'acquisition utilisés imposent une fréquence d'imagerie de $F_{imagerie} = 278$ Hz. L'amplitude de l'image de la surface est plus hétérogène que dans le cas du réseau à douze émetteurs cependant la zone insonifiée est plus grande.

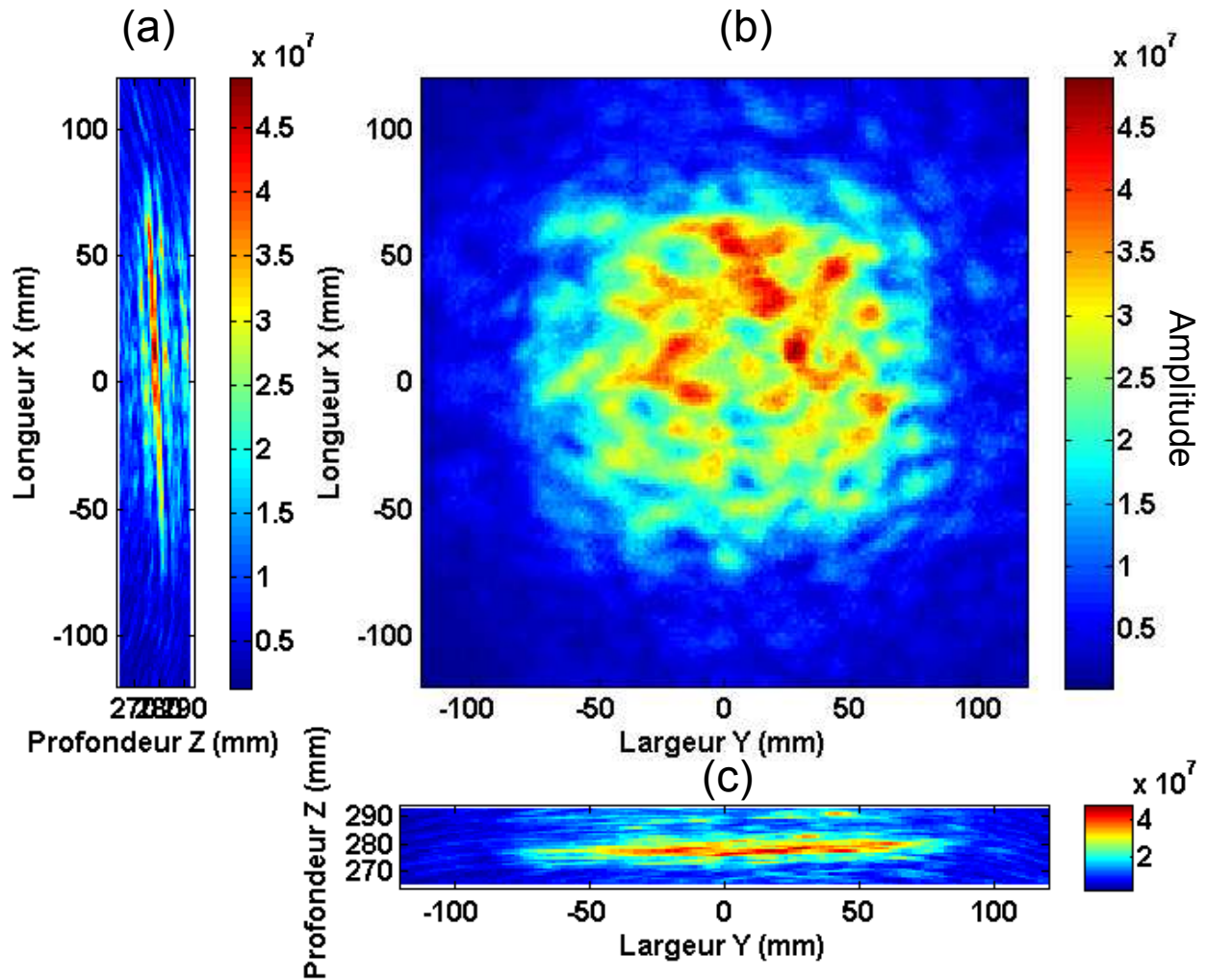


Figure 4.12 : Résultats de la reconstruction de l'image du baffle rigide avec le réseau de 36 pastilles avec 3 émetteurs connectés en parallèle sur chaque voie. Les paramètres utilisés pour fabriquer cette image sont : $T_{chirp} = 875 \mu s$, $\tau_{délai} = 300 \mu s$, $(l \times L \times P) = (240 \times 240 \times 30) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1,70 \times 1,70 \times 0,86) \text{ mm}^3$. Projection des maximums d'amplitude dans la largeur y (a), dans la profondeur z (b) et dans la longueur x (c).

4.3.3 Estimation de la vitesse de la surface

Regardons à présent, les résultats de l'estimation du mouvement du piston. Dans cette partie, nous présentons uniquement les résultats de l'estimation de la vitesse par intercorrélation. Sur la Figure 4.13, le mouvement sinusoïdal du piston est visible au centre de l'image et on retrouve sa forme circulaire. Le bruit de vitesse de la partie immobile est inférieur au mm/s . La zone de travail pour l'estimation du mouvement est plus étendue qu'avec le système à douze émetteurs.

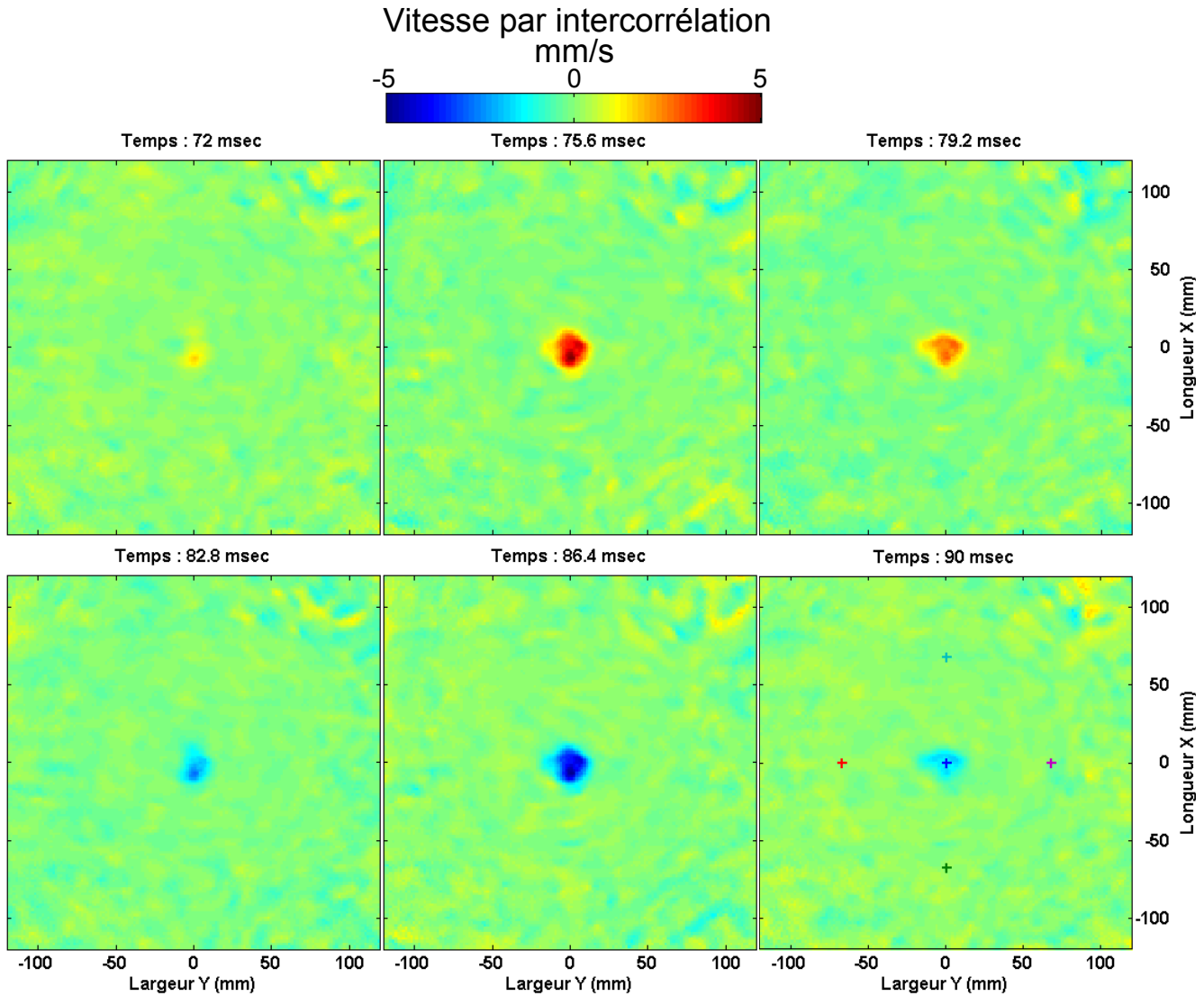


Figure 4.13 : Résultats de la méthode d'estimation de la vitesse par intercorrélation. L'expérience utilise un piston de 2 cm de diamètre fixé sur un pot vibrant, avec une surface plane immobile tout autour. Le piston vibre à 50 Hz. Les paramètres d'acquisitions sont $T_{chirp} = 875 \mu s$ et $\tau_{délai} = 350 \mu s$. La cadence d'imagerie est $F_{image} = 278$ Hz. Les paramètres de reconstruction de l'image sont $(l \times L \times P) = (240 \times 240 \times 30) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1, 70 \times 1, 70 \times 0, 86) \text{ mm}^3$. Arrêts sur image pour différents instants (écarts de 3,6 ms entre chaque image). Les positions temporelles sont représentées par les pointillés bleus sur les signaux temporels de la Figure 4.14. L'échelle de couleurs des images est bridée entre ± 5 mm/s. Un filtrage temporel a été appliqué (filtre de butterworth d'ordre 2 entre 20 et 60 Hz).

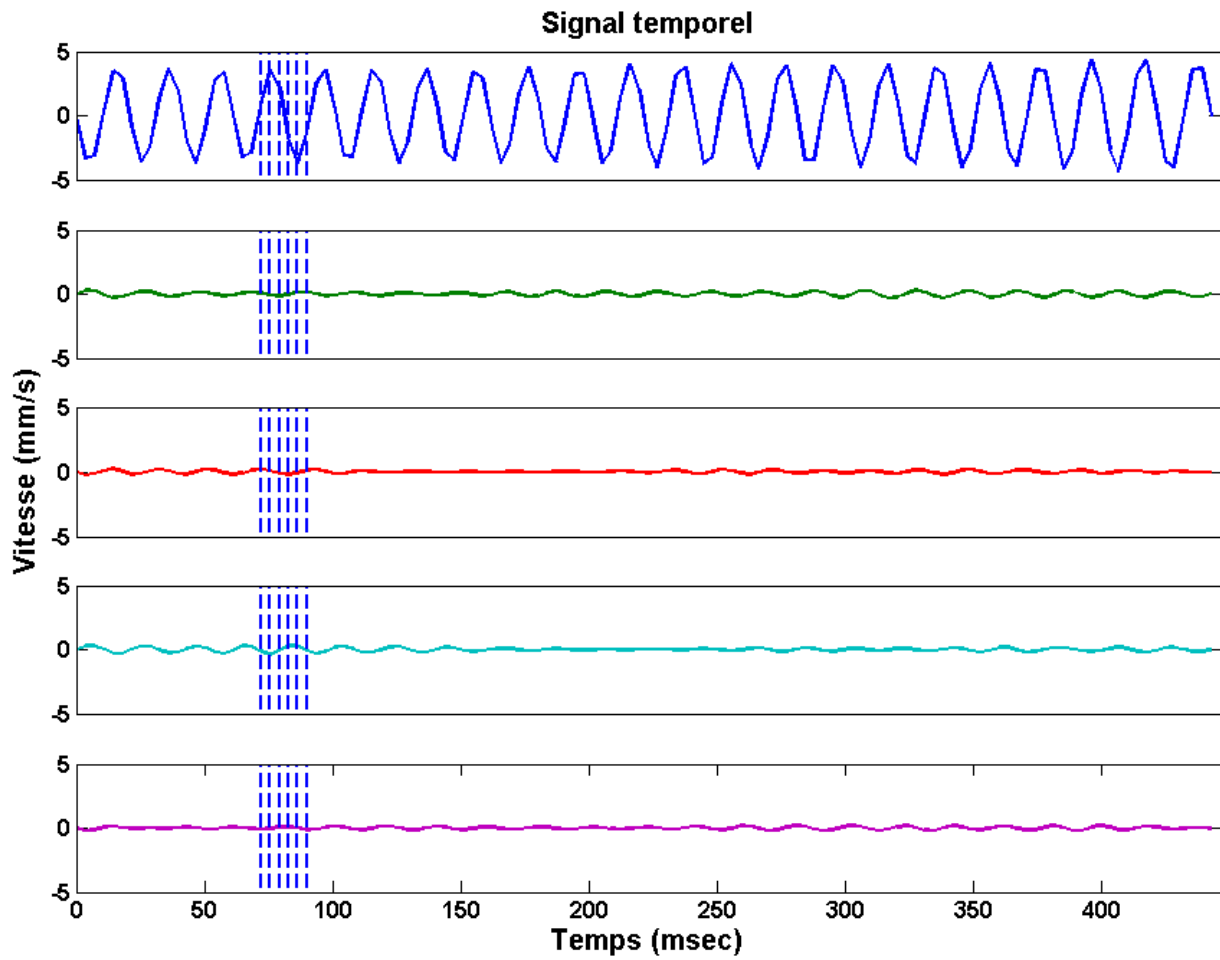


Figure 4.14 : Les signaux temporels sont extraits des pixels correspondant aux croix de couleurs sur la 6^{ème} image de la Figure 4.13.

4.3.4 Résultats in vivo

Pour démontrer les capacités de cette nouvelle version du système, nous avons réalisé des mesures directement sur le corps humain au niveau du thorax et de la carotide.

Déplacement au niveau du thorax

Pour cette expérience, l'imageur est placé face au centre du torse, au niveau du sternum. La photo (voir Figure 4.15) montre la zone imagée par le système. Contrairement à ce qui est montré sur la photo, le sujet ne porte pas de chemise lors de l'expérience.

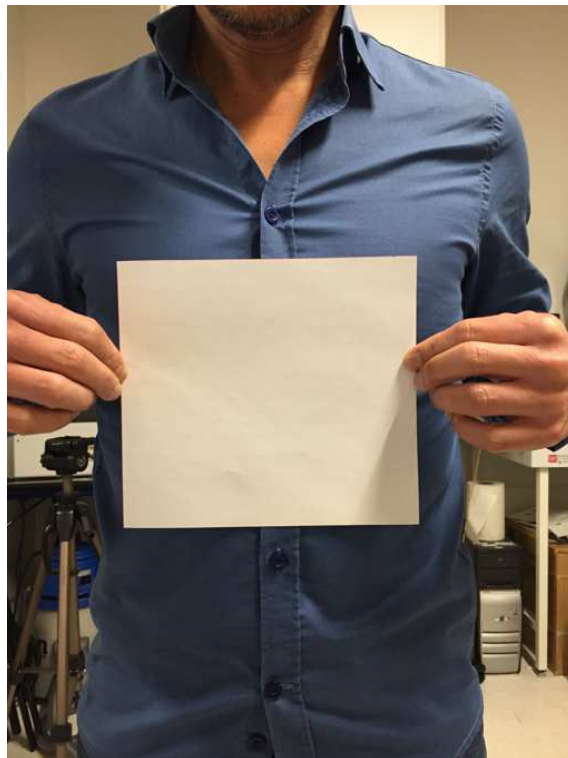


Figure 4.15 : Photo représentant la position de la surface imagée. La feuille représente la zone d'imagerie.

La Figure 4.16 montre les maximums, dans les trois directions, de l'image reconstruite par la formation de voies émission-réception. Sur l'image (b), trois points « chauds » (en rouge) sont visibles dont deux symétriques. Ces deux zones de forte amplitude, en haut de l'image, correspondent à la partie convexe du bas des côtes. La partie de forte amplitude en bas de l'image correspond à la partie concave du bas du sternum à la limite de l'estomac. Ces zones convexes et concaves sont observables sur les images de coupe (a) et (c).

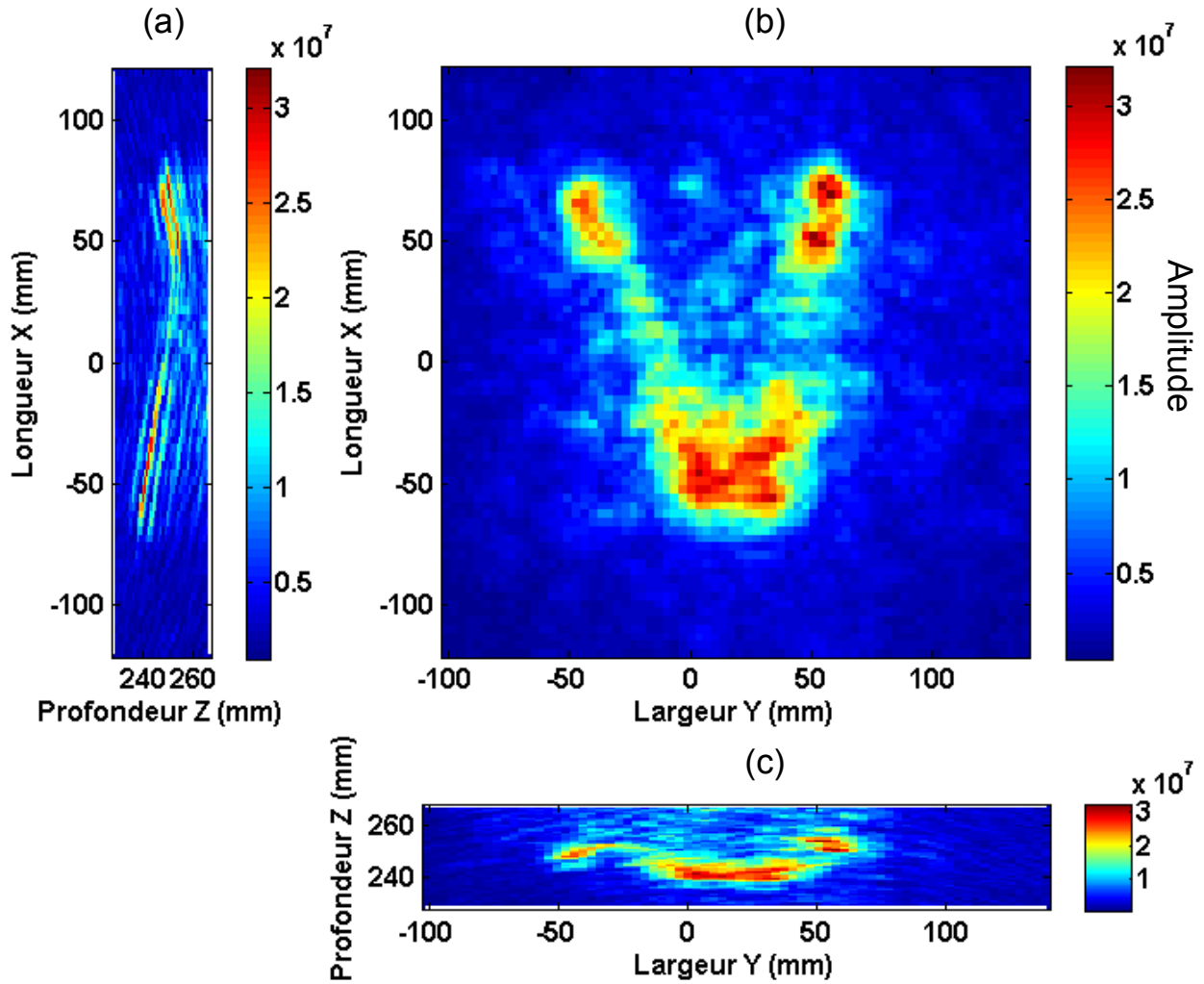


Figure 4.16 : Résultats de la reconstruction de l'image au niveau du thorax avec le réseau de 36 pastilles avec 3 émetteurs connectés en parallèle sur chaque voie. Les paramètres utilisés pour fabriquer cette image sont : $T_{chirp} = 875 \mu s$, $\tau_{délai} = 300 \mu s$, $(l \times L \times P) = (240 \times 240 \times 40) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (3, 40 \times 3, 40 \times 0, 86) \text{ mm}^3$. Projection des maximums d'amplitude dans la largeur y (a), dans la profondeur z (b) et dans la longueur x (c).

A partir de ces images, nous extrayons les cartes de vitesse. Ces images présentées sur la Figure 4.17 sont filtrées temporellement entre 10 Hz et 50 Hz pour faire ressortir la contribution du battement cardiaque. En reliant les arrêts sur image de cette vidéo à la Figure 4.16 (b), nous constatons que le battement cardiaque est généré au niveau du côté droit du thorax (vu de l'extérieur). Cette observation est en adéquation avec l'anatomie du corps plaçant le haut du cœur au centre du thorax et le bas du cœur incliné vers la droite. Ce battement cardiaque crée une onde de surface qui se propage vers le bas du corps.

Le signal temporel d'un pixel de la carte bidimensionnelle de déplacement est similaire aux signaux mesurés par le vibromètre 1D (chapitre 2.4). La forme d'onde typique du signal mécanique du cœur (complexe W) est retrouvée. Les signaux sélectionnés en différents pixels de l'image (indiqués sur l'image 12 de la Figure 4.17) montrent la propagation de l'onde de surface générée par le cœur.

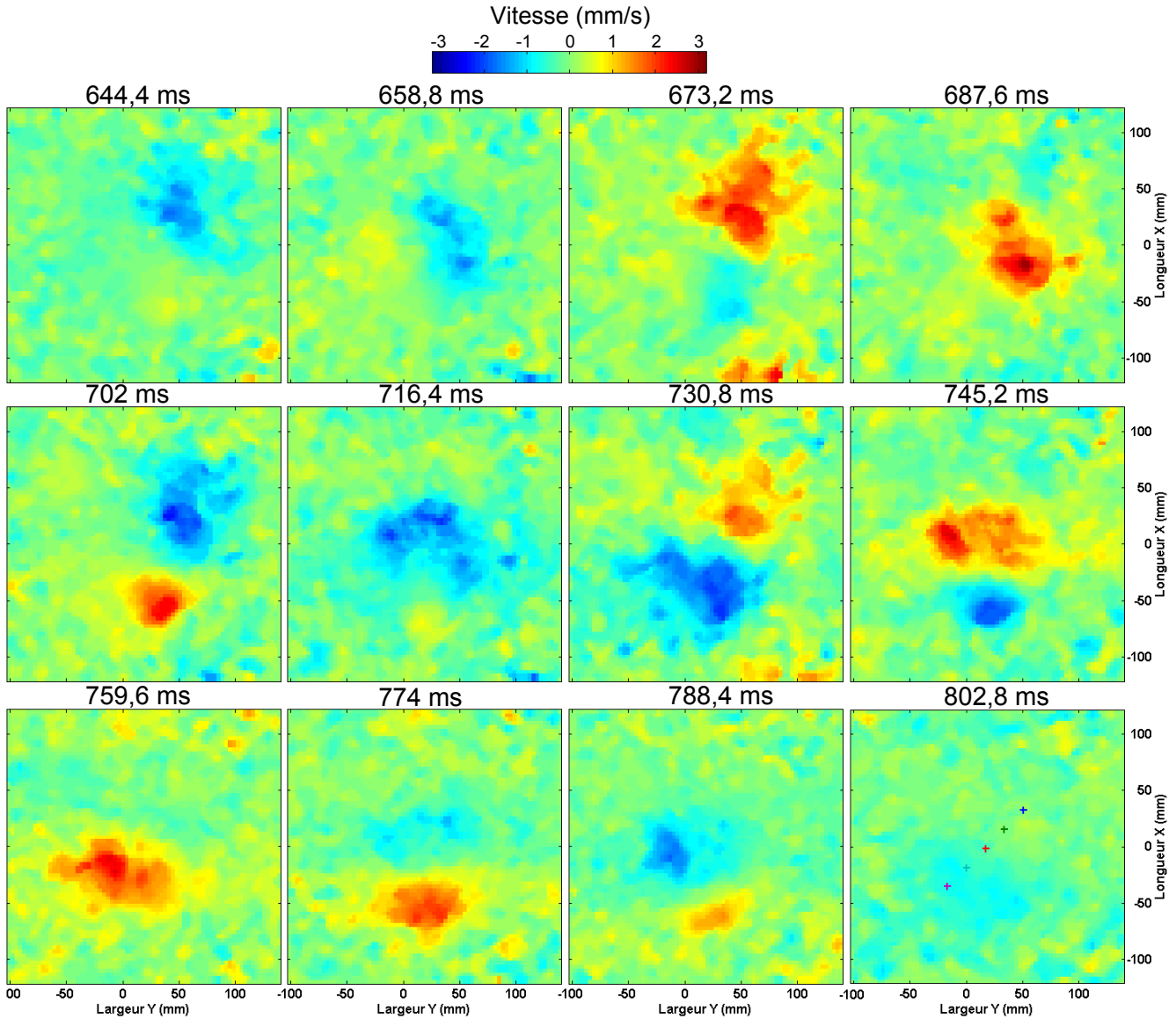


Figure 4.17 : Cartes bidimensionnelles de vitesse au cours du temps calculées avec la méthode par intercorrélation. Un sujet humain est placé devant l'imageur. Les paramètres d'acquisitions sont $T_{chirp} = 875 \mu s$ et $\tau_{délai} = 350 \mu s$. La cadence d'imagerie est $F_{image} = 278$ Hz. Les paramètres de reconstruction de l'image sont $(l \times L \times P) = (240 \times 240 \times 40) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (3,40 \times 3,40 \times 0,86) \text{ mm}^3$. Arrêts sur image pour différents moments (écarts de 14,4 ms entre chaque image). L'échelle de couleurs des images est bridée entre $\pm 3,2$ mm/s. Un filtrage temporel a été appliqué (filtre de butterworth d'ordre 2 entre 10 et 50 Hz). Voir la Figure 4.18 pour les signaux temporels.

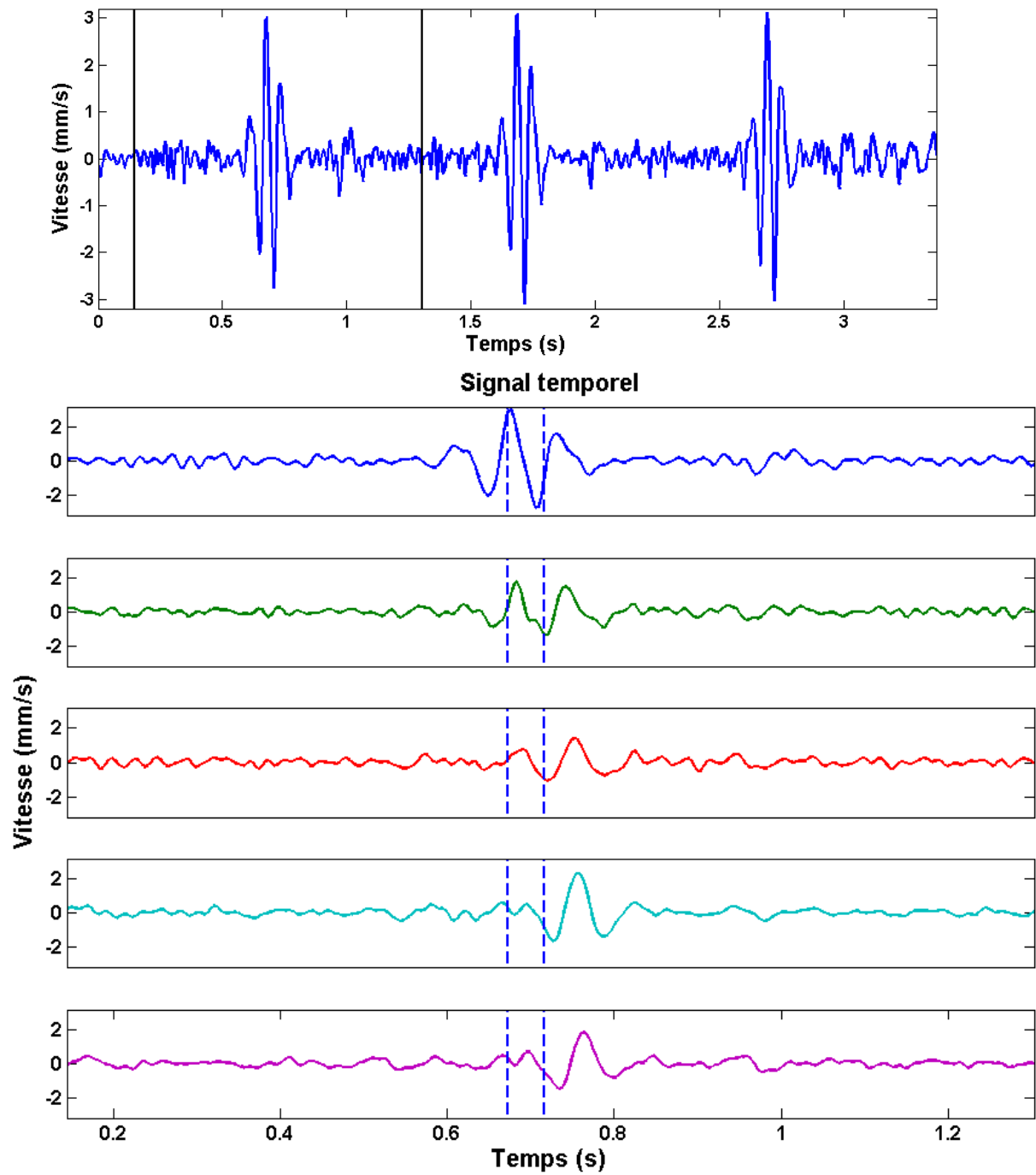


Figure 4.18 : Les signaux temporels sont extraits des pixels correspondant aux croix de couleurs sur la 12^{ème} image de la Figure 4.17. Les traits bleus pointillés représentent des indicateurs aux temps $T_0 = 673,2$ ms et $T_1 = 716,4$ ms.

Déplacement au niveau de la carotide

Nous avons vu au chapitre 2.4. que la vitesse d'onde de pouls est une information intéressante à mesurer [98] pour caractériser la rigidité des parois artérielles d'une personne et prévenir de nombreuses maladies cardio-vasculaires [99]. Pour déterminer la vitesse d'onde de pouls, il existe plusieurs techniques dont la plus courante [100] consiste à mesurer le temps de propagation de l'onde entre l'artère fémorale et la carotide. Cette technique présente plusieurs limites comme par exemple une mesure globale de la rigidité des artères ou des imprécisions de mesure dues à l'estimation de la taille du réseau artériel. C'est pourquoi certains chercheurs se sont intéressés à mesurer localement la vitesse d'onde de pouls. Cela a été rendu possible grâce à l'utilisation d'échographes ultrarapides [101].

Au chapitre 2.4.3, nous avons mesuré la vibration due au passage de l'onde de pouls en un point sur la carotide. Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec l'imageur 2D au niveau de la carotide. Pour cette expérience, le choix de l'imageur à 36 pastilles a été fait car la carotide est localisée au niveau du cou qui présente une surface de forte courbure. L'imageur à 36 pastilles, offrant une plus large ouverture, est plus robuste pour une mesure sur cette surface courbe.

Les résultats sont présentés sur la Figure 4.19. Les images de vitesse montrent l'onde de pouls se propageant vers le haut. Grâce à la cadence d'imagerie, la propagation locale de l'onde de pouls peut-être imagée. Les signaux temporels sélectionnés dans la direction de la longueur montrent les deux battements cardiaques correspondant à la systole et à la diastole du myocarde. Les indicateurs temporels (représentés par un trait hachuré bleu) permettent de visualiser la propagation de l'onde pouls. A partir de ces résultats, une estimation de la vitesse de cette onde est alors possible.

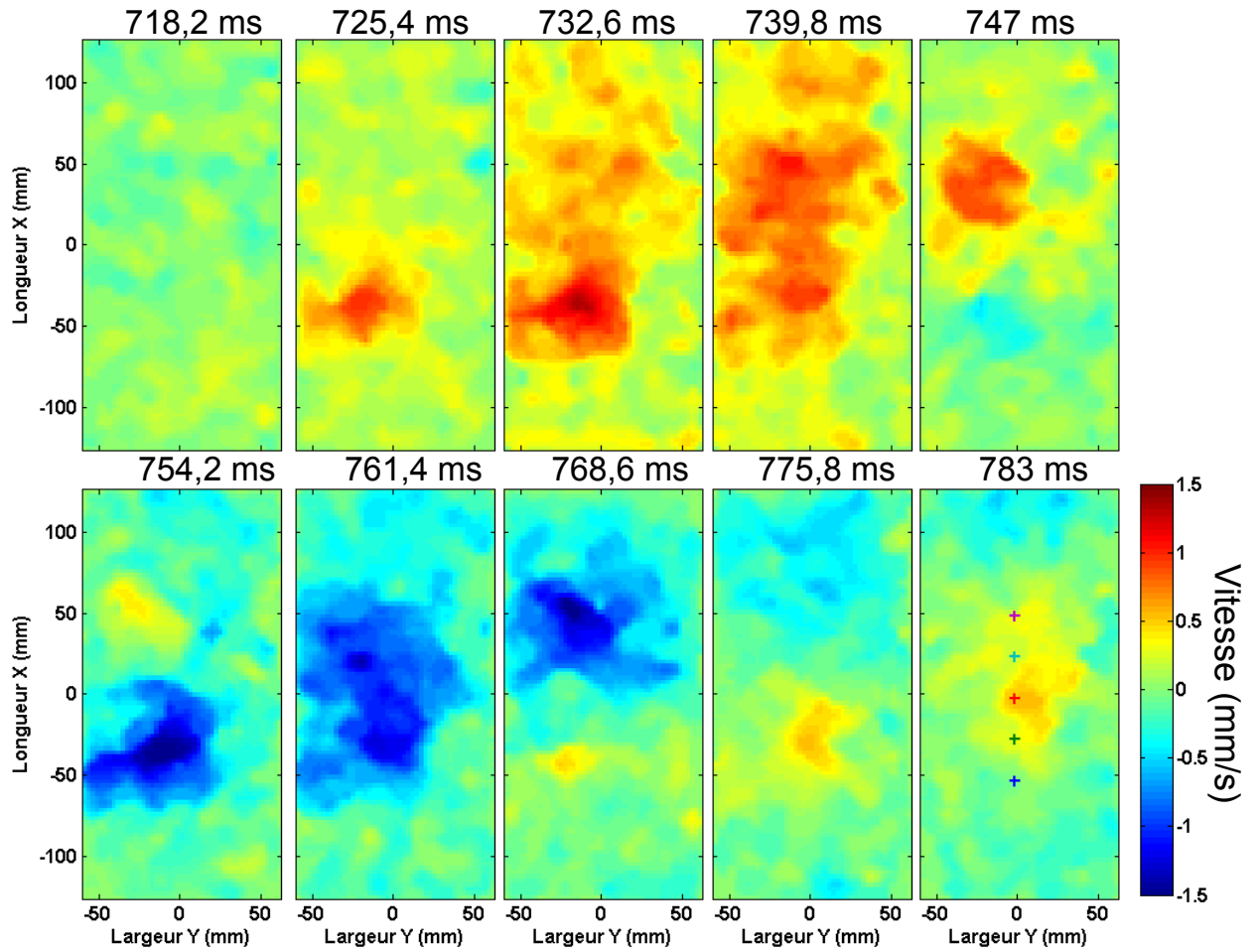


Figure 4.19 : Résultats de la méthode d'estimation de la vitesse par intercorrélation. L'imageur est placé au niveau de la carotide gauche. Les paramètres d'acquisitions sont $T_{chirp} = 875 \mu s$ et $\tau_{délai} = 150 \mu s$. La cadence d'imagerie est $F_{image} = 556 \text{ Hz}$. Les paramètres de reconstruction de l'image sont $(l \times L \times P) = (250 \times 120 \times 50) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (2,6 \times 2,6 \times 0,86) \text{ mm}^3$. Arrêts sur image pour différents moments (écarts de 7,2 ms entre chaque image). L'échelle de couleurs des images est bridée entre $\pm 1,5 \text{ mm/s}$. Un filtrage temporel a été appliqué (filtre de butterworth d'ordre 2 entre 10 et 50 Hz). Voir la Figure 4.20 pour les signaux temporels.

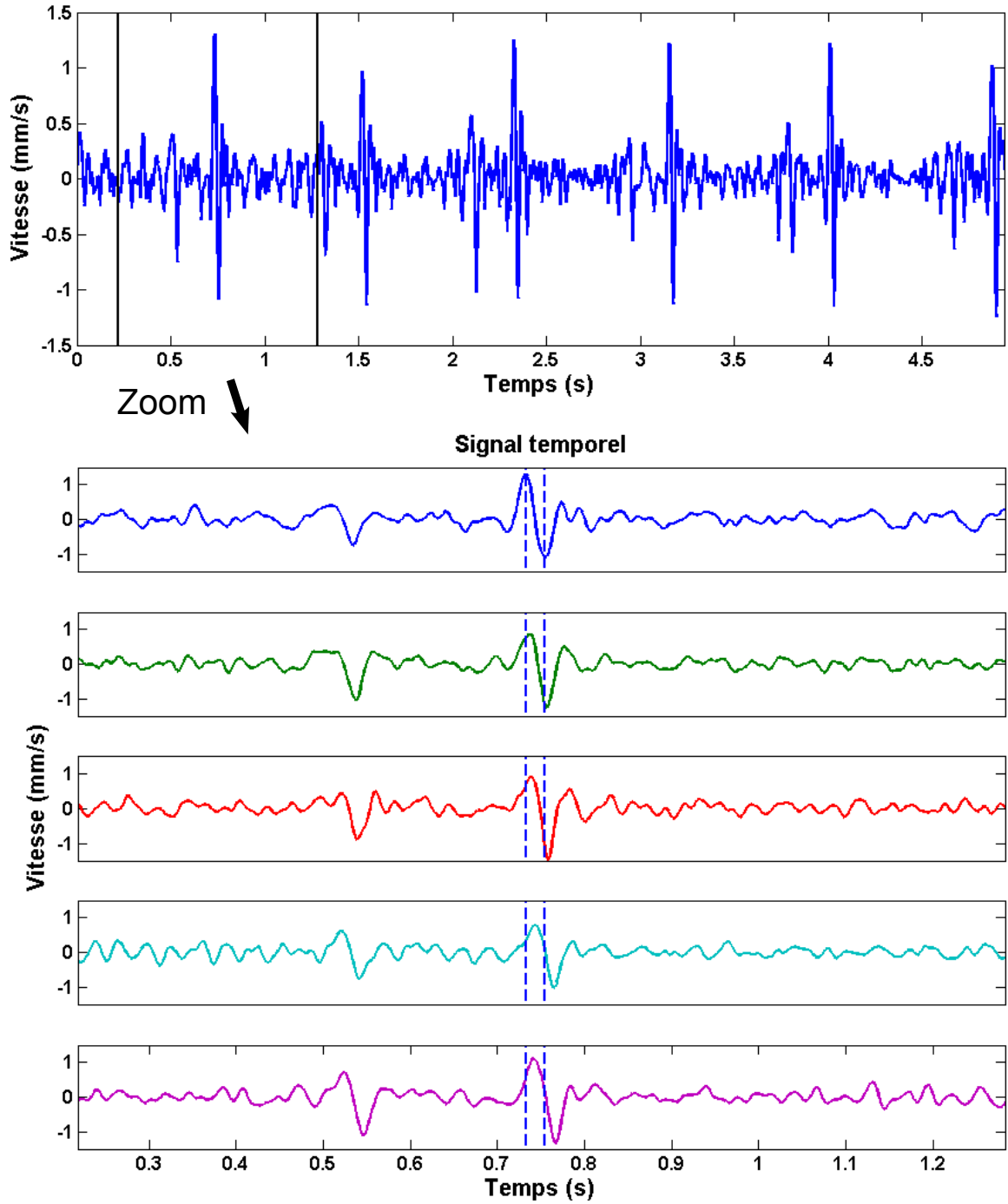


Figure 4.20 : Les signaux temporels sont extraits des pixels correspondant aux croix de couleurs sur la 10^{ème} image de la Figure 4.19. Les traits bleus pointillés représentent des indicateurs aux temps $T_0 = 732,6$ ms et $T_1 = 754,2$ ms.

4.4 Etude de l'effet d'un vêtement sur la mesure

Dans les chapitres 2 et 3, les mesures sur une personne portant un vêtement ont montré la possibilité de détecter les vibrations même lorsqu'un tissu couvre la peau. En effet, nous avons présenté les mesures du battement cardiaque sur une personne portant un T-shirt en coton (chapitre 2.4) ainsi que la détection d'un objet sur la peau d'une personne portant une chemise fine (chapitre 3.3.2).

Pour évaluer les conditions permettant de réaliser des mesures sur une personne habillée, il est nécessaire de comprendre la physique sous-jacente. Une modélisation simple du problème revient à considérer deux interfaces. La première interface réfléchissante est la peau (que l'on considère entièrement réfléchissante) recouverte d'une seconde interface correspondant au vêtement. La distance d entre les deux interfaces étant petite comparée à la résolution axiale du système, il n'est pas possible de séparer chaque interface sur l'image avant l'estimation du déplacement.

Pour restreindre notre étude, les habits utilisés sont légers tels qu'une chemise en popeline où un T-shirt en jersey.

Lors de la mesure avec le vêtement, plusieurs phénomènes peuvent entrer en jeu. Dans un premier temps, nous avons caractérisé les propriétés de transmission du tissu vis-à-vis des ultrasons. Nous avons ensuite étudié au moyen de modèles théoriques le mouvement du vêtement induit par la vibration de la peau. A partir de ces calculs, une modélisation de mesure par vibrométrie ultrasonore a été réalisée en tenant compte des signaux réfléchis par le vêtement, par la peau ainsi que les multiples trajets entre le vêtement et la peau. Enfin, les résultats de simulation ont été comparés à des résultats expérimentaux préliminaires.

4.4.1 Caractérisation des paramètres de transmission du vêtement

Les deux vêtements, légers et courants, sélectionnés pour notre recherche sont la popeline et le jersey qui sont typiquement employés dans la confection de chemises et T-shirts en coton. Nous avons utilisé des échantillons de masse surfacique $\rho_s^{popeline} = 127 \text{ g.m}^{-2}$ et $\rho_s^{jersey} = 236 \text{ g.m}^{-2}$.

Pour caractériser les propriétés de transmission de nos deux échantillons, des carrées de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ de tissu sont placés entre un émetteur externe (de même type que ceux de la barrette d'émetteurs) et le réseau de récepteurs. L'émetteur est placé à environ 30 cm des récepteurs et émet une modulation linéaire en fréquences de 25 à 75 kHz et de durée 850 μs . Une première mesure de référence est faite sans le vêtement. Ensuite, le vêtement est introduit à égale distance entre l'émetteur et les récepteurs. La mesure est répétée et moyennée sur 20 réalisations. Pour chaque mesure, le spectre des signaux est moyenné de manière incohérente sur l'ensemble des microphones (voir Figure 4.21). Ensuite le rapport des modules des spectres est effectué en présence du tissu (numérateur) et sans tissu (dénominateur) (voir Figure 4.21). Les coefficients de transmission en amplitude, moyennés sur plusieurs bandes de fréquences, sont fournis dans le Tableau 4.1.

On constate que la popeline, de densité surfacique plus faible, transmet davantage les ultrasons que le jersey. Par ailleurs, les coefficients de transmission sont plus élevés pour les basses fréquences que pour les hautes fréquences. En effet, d'un point de vue physique, pour une interface d'épaisseur donnée, les grandes longueurs d'onde (devant l'épaisseur de l'interface) sont mieux transmises. Cependant, la plus petite longueur d'onde de (5 mm dans nos expériences) est bien supérieure à l'épaisseur du vêtement (< 1 mm), ce qui explique la faible différence du coefficient de transmission suivant la plage de fréquence.

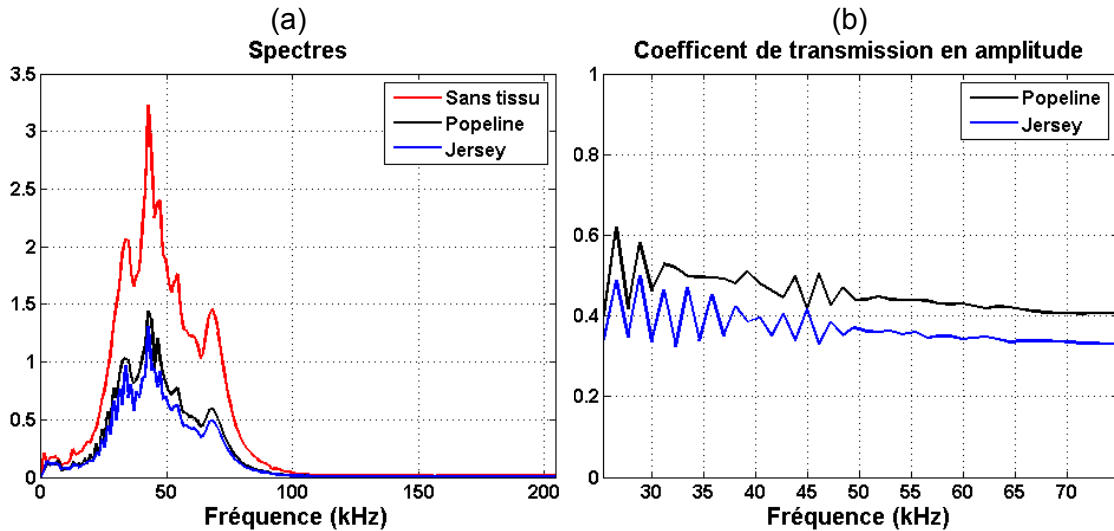


Figure 4.21 : Un émetteur est placé à 30 cm en face du réseau de microphones. La mesure est effectuée sans tissu et avec les tissus sur 20 réalisations. (a) Valeur absolue du spectre des signaux moyennés de manière incohérente sur l'ensemble des microphones, dans les trois cas. (b) Coefficients de transmission en amplitude, calculés en faisant le rapport des spectres des mesures avec le tissu et sans le tissu.

Coefficient de transmission en amplitude (%)	[25-50] kHz	[50-75] kHz	[25-75] kHz
Jersey	38,9	34,4	36,7
Popeline	48,4	42,3	45,3

Table 4.1 : Calcul des coefficients de transmission moyens sur différentes plages de fréquences.

Le tissu transmet en partie les ultrasons. Cependant, en imagerie échographique, les ondes ultrasonores réfléchies par la peau traversent au moins deux fois l'interface textile entre leur émission et leur réception. Le coefficient de transmission est alors élevé au carré, donnant dans le meilleur des cas $T_{popeline}^2 = 20,5\%$. Sur les détecteurs, la partie de l'onde renvoyée par le tissu lui-même est donc potentiellement importante par rapport à la partie réfléchiée par la peau à travers les tissus. Pour notre étude, il est donc intéressant de comprendre le mouvement du tissu lorsque celui-ci est proche de la surface vibrante. Dans le cas des mesures du battement cardiaque sur une personne portant un T-shirt, le vêtement se trouve dans le champ proche de la source vibratoire.

4.4.2 Effet de champ proche

Dans cette partie, nous apportons des éléments théoriques pour mieux comprendre le déplacement du vêtement induit par un couplage entre le tissu et la surface vibrante dans le champ proche. Prenons comme exemple l'estimation du déplacement au niveau du cœur sur une personne portant un vêtement. Supposons que le déplacement de la surface soit uniforme sur une portion au moins égale à 6 cm de diamètre. La fréquence maximale du signal vibratoire cardiaque est de $f = 50$ Hz environ. A cette fréquence, la longueur d'onde dans l'air est égal à $\lambda = 7$ m. La distance entre l'interface tissu et la peau est au plus égal à $d = 1$ cm. Pour déterminer le déplacement acoustique normal créé par un piston circulaire, la formule du Kino [74] énonce :

$$u_z(r, z) = au_0 \int_0^\infty J_1(k_r a) J_0(k_r r) e^{-k_z z} dk_r \quad (4.3)$$

Avec J_1 la fonction de Bessel du premier ordre, J_0 la fonction de Bessel d'ordre 0, a le rayon du piston, k_r la composante radiale du vecteur d'onde k , k_z la composante axiale du vecteur d'onde k ($k^2 = k_r^2 + k_z^2$) et u_0 l'amplitude du déplacement au niveau du piston. En discrétisant cette formule, il est possible de calculer numériquement le champ acoustique évanescent et propagatif en faisant varier r la distance radiale, z la distance par rapport au piston sur l'axe central et f la fréquence de vibration du piston. Pour le champ propagatif le vecteur d'onde k_z est réel, ainsi, $k_z = \sqrt{(k^2 - k_r^2)}$ et $k > k_r$. Dans le cas d'un champ évanescent $k_r > k$ et $k_z = -i\sqrt{k_r^2 - k^2}$.

On considère tout d'abord un piston de 6 cm de diamètre oscillant à 50 Hz. Le piston est suffisamment grand pour modéliser les vibrations de la peau induites par les battements cardiaques et assez petit pour rentrer dans le champ d'observation de l'imageur à 12 émetteurs (en vue d'une comparaison avec des résultats expérimentaux). Les résultats numériques sont présentés sur la Figure 4.22. Ils montrent que, jusqu'à au moins une distance de 4 cm, la partie propagative de l'onde acoustique, est presque inexistante par rapport à la partie évanescente (rapport minimale de 1000). En effet, une onde propagative de fréquence $f = 50$ Hz et de longueur d'onde $\lambda = 7$ m ne sera pas émise efficacement par une source dont la taille caractéristique est 6 cm. Cependant, cette source générera une onde évanescente en champ proche. Une seconde remarque est la diminution des hautes fréquences spatiales avec la profondeur z . Le profil radial de la vibration s'élargit avec la profondeur.

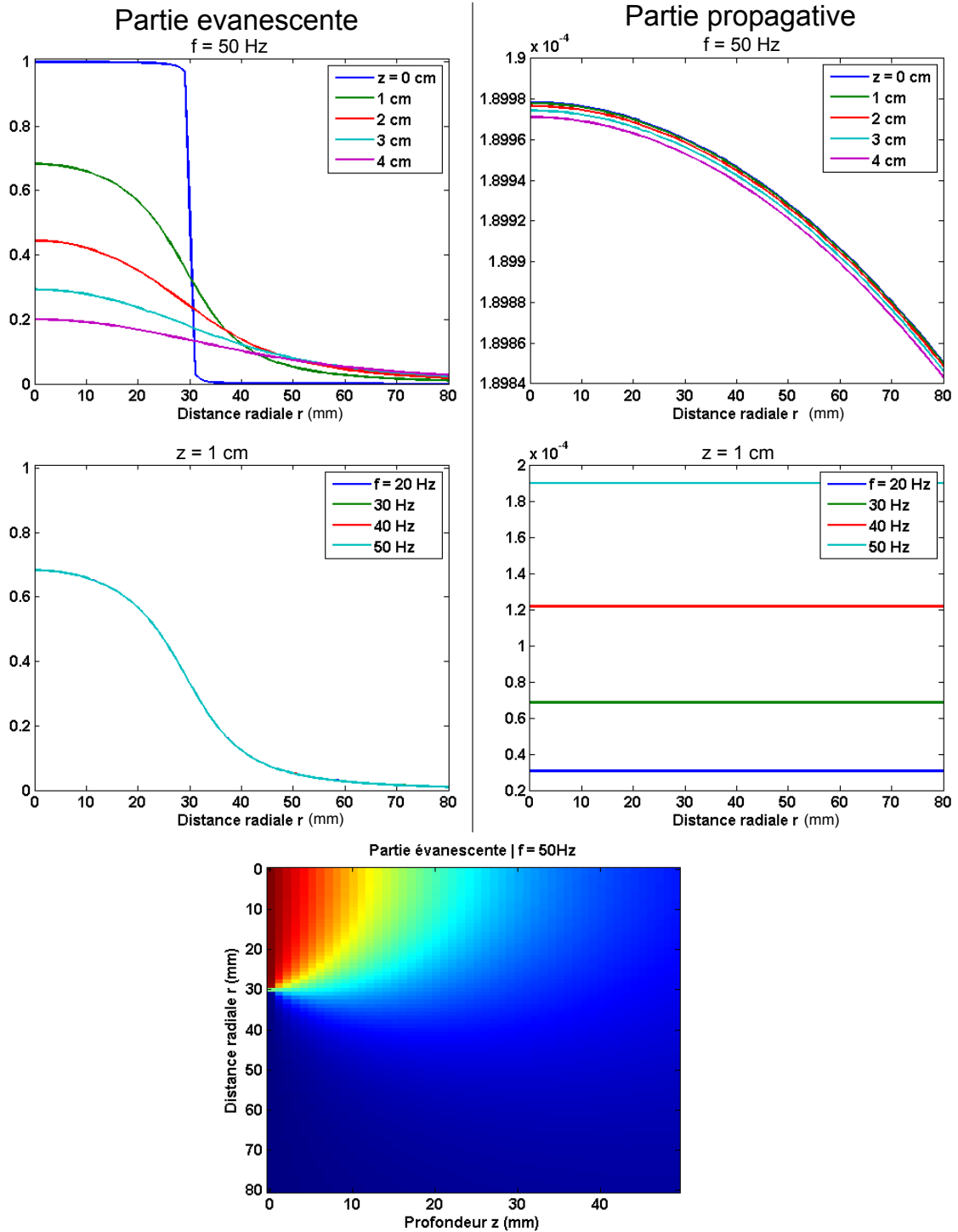


Figure 4.22 : Résultats calculés à partir de la formule du Kino [74]. Plusieurs paramètres varient, la distance radiale r , la profondeur z et la fréquence de vibration f . Les parties évanescente et propogative du champ sont calculées.

4.4.3 Simulation des réflexions multiples sur le tissu et sur la peau

Le modèle de vibration du tissu peut à présent être combiné à celui de la propagation des ondes ultrasonores pour une modélisation plus complète de la mesure du déplacement par vibrométrie ultrasonore en présence d'un vêtement.

Dans notre modèle, les interfaces tissu et peau sont séparées de la distance d et le tissu transmet les ultrasons avec un facteur de transmission en amplitude de T . T peut être de l'ordre de 50%, et les interfaces sont trop proches pour être résolues. Il est donc nécessaire de prendre en compte les échos du tissu, de la peau et les trajets comportant des allers-retours entre la peau et le tissu.

Pour estimer le déplacement du pot, notre algorithme inter-corrèle les signaux reçus $r(t)$ et $r_1(t)$ associés à deux impulsions ultrasonores successives. Ces impulsions sont séparées par l'intervalle de temps T_{PRF} . La peau et le tissu sont supposés statiques pour chaque impulsion. Pour la première impulsion (temps t_0), les deux interfaces sont séparées de d , et pour la seconde impulsion (temps t_1), le tissu s'est déplacé de δ_1 et la peau de δ_2 . A l'instant t_1 , la distance entre les deux interfaces est $d_1 = d - \delta_1 + \delta_2$ (voir Figure 4.23). Les déplacements relatifs du tissu et de la peau δ_1 et δ_2 sont directement liés à la vitesse par $\delta_1 = v_1 T_{PRF}$ et $\delta_2 = v_2 T_{PRF}$.

L'atténuation dans l'air n'est pas prise en compte. Soit $e(t)$ le signal émis. Au temps t_0 , le récepteur recevra après les multiples réflexions sur les interfaces (en compensant par le déphasage dû à la distance parcourue pour atteindre la première interface) :

$$\begin{aligned} r(t) &= R.e(t) + T^2.e\left(t - \frac{2d}{c}\right) + T.R.T.e\left(t - \frac{4d}{c}\right) + \dots \\ &= R.e(t) + T^2 \sum_{n=0}^{\infty} R^n .e\left(t - \frac{2(n+1)d}{c}\right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Et au temps t_1 , le signal reçu s'écrira :

$$\begin{aligned} r_1(t) &= R.e\left(t - \frac{2\delta_1}{c}\right) + T^2.e\left(t - \frac{2(d + \delta_2)}{c}\right) \\ &\quad + T.R.T.e\left(t - \frac{2(d + \delta_2)}{c} - \frac{2(d + \delta_2 - \delta_1)}{c}\right) + \dots \\ &= R.e\left(t - \frac{2\delta_1}{c}\right) + T^2 \sum_{n=0}^{\infty} R^n .e\left(t - \frac{2(\delta_2 + d)}{c} - \frac{2n(d + \delta_2 - \delta_1)}{c}\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Avec $e(t)$ le signal émis, $r(t)$ le signal reçu, R et T les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude, d la distance entre le tissu et la peau, et c la vitesse du son.

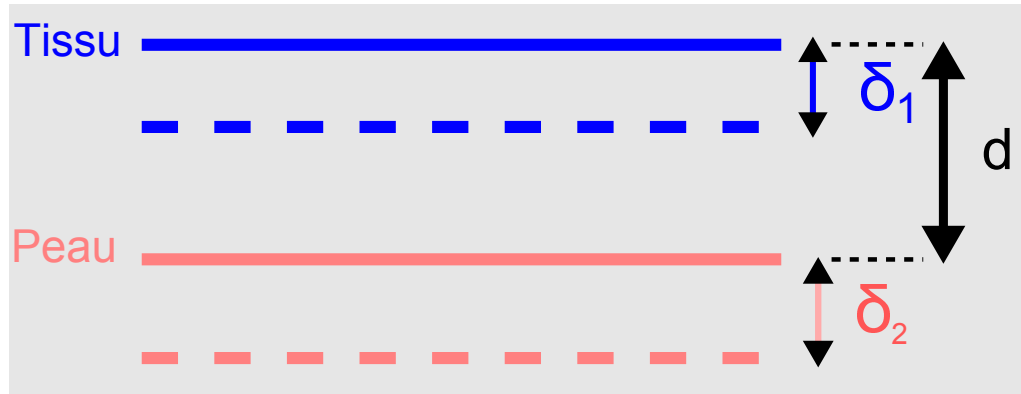


Figure 4.23 : Illustration et notations des différentes interfaces.

Dans la simulation, la vitesse choisie est égale à $v_2 = 20$ mm/s. La vitesse v_1 est déduite à partir de la formule 4.3 du Kino, suivant la profondeur z et la distance radiale r . On se placera à une fréquence de vibration de 50 Hz (les résultats de la formule du Kino varient très peu pour des fréquences comprises entre 20 Hz et 80 Hz).

Le coefficient de réflexion considéré est $R = 1 - T$. Il n'y a donc pas de perte par absorption dans la simulation ni de déphasage induit par la réflexion sur le tissu. Les signaux $r(t)$ et $r_1(t)$ sont générés pour des valeurs de T, r et d différentes. La forme du signal $e(t)$ est la compression d'une modulation linéaire en fréquence comprise entre [25 – 75] kHz échantillonnée à 400 kHz. La fréquence de répétition d'une séquence est $f_{PRF} = 555$ Hz. Le nombre d'échos pris en compte est de 5. La simulation est lancée pour des coefficients de transmission de $T = [20; 36,7$ (jersey) ; $45,3$ (popeline) ; 80]%.

Les résultats de la simulation sont présentés sur la Figure 4.24. Plus le facteur de transmission T est grand, c'est-à-dire plus le tissu est transparent aux ultrasons et plus la vitesse estimée est proche de celle de la source vibratoire. A l'inverse, si le facteur de transmission est faible, les ultrasons sont renvoyés par le tissu et la vitesse estimée se rapproche de la vitesse du tissu (résultant de l'effet de champ proche). A l'intermédiaire entre ces deux extrêmes (par exemple pour $T = 36,7\%$ ou $T = 45,3\%$), la combinaison des ondes transmises et réfléchies par le tissu vont créer des interférences constructives et destructives donnant plus ou moins d'importance à la vitesse du piston ou du tissu et l'apparition de rebonds. Suivant la distance du tissu d , la reconstruction spatiale est plus ou moins altérée avec une perte plus ou moins grande des hautes fréquences spatiales.

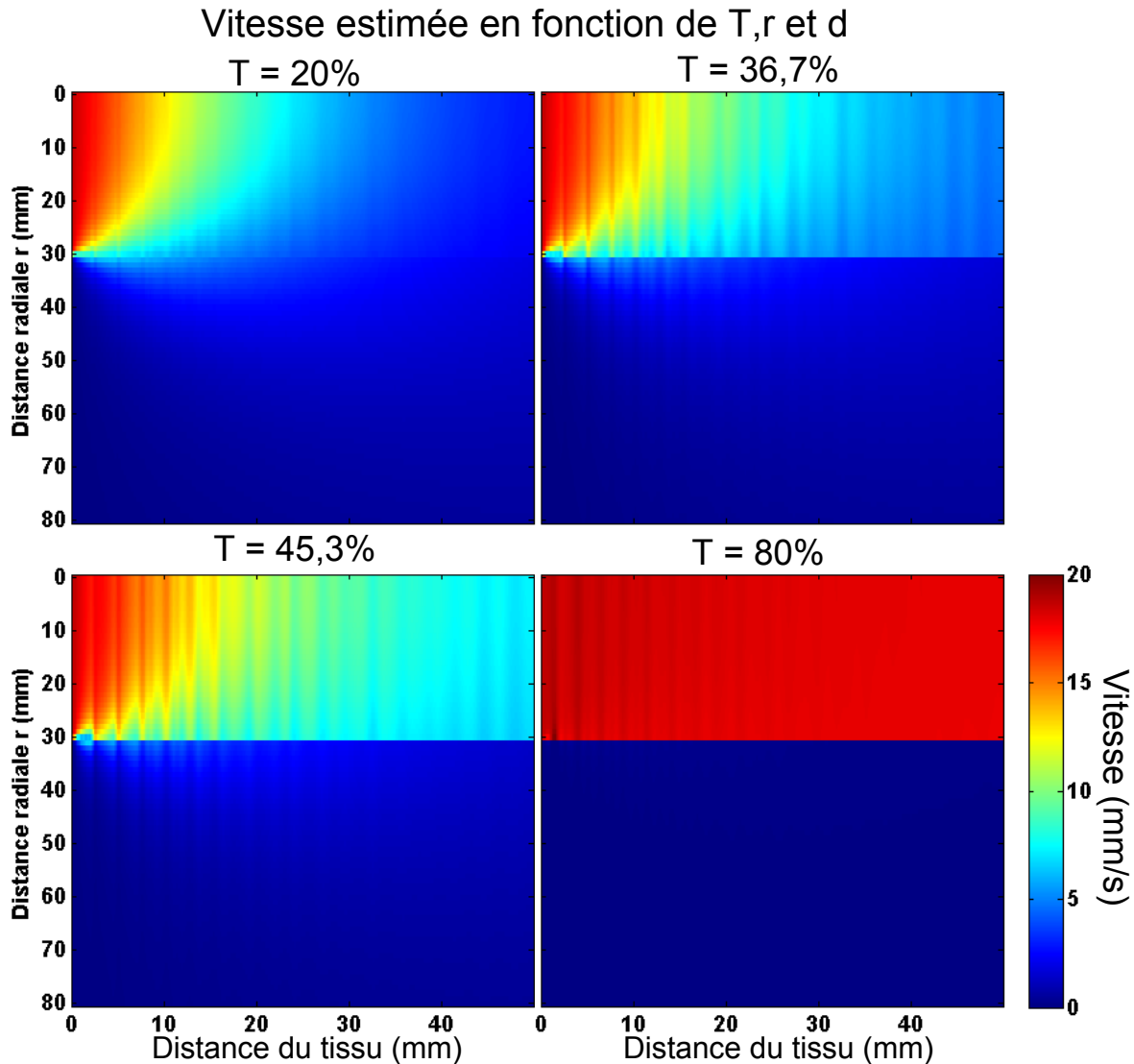


Figure 4.24 : Résultats du calcul simulant la présence du vêtement lors de la mesure. Deux signaux sont générés à partir des formules de $r(t)$ et $r_1(t)$ pour les paramètres T , r et d . A partir de la simulation de ces signaux, la vitesse est estimée à partir de la fonction d’intercorrélacion et de l’interpolation parabolique.

4.4.4 Résultats expérimentaux

Pour comparer la simulation avec l’expérience, nous avons réalisé des mesures préliminaires avec le piston de 6 cm de diamètre sur le baffle rigide. Un carré de tissu d’environ $30 \times 30 \text{ cm}^2$ a été découpé et fixé sur une barre métallique à son extrémité haute. Le tissu est déplacé manuellement à plusieurs distances du pot vibrant. La distance entre le tissu et le pot vibrant est difficile à déterminer manuellement. Elle est donc estimée à partir des images reconstruites. Nous avons répété l’expérience avec les deux matières de tissu, jersey et popeline.

Le signal émis par le pot vibrant est une modulation linéaire allant de 20 à 80 Hz pour éviter l’excitation de modes vibratoires sur le tissu. Ces signaux larges-bandes sont compressés pour chaque pixel de la vidéo de déplacement augmentant ainsi le SNR. Le déplacement maximum est attribué à chaque pixel. Ensuite, une coupe sur l’image

de maximum, centrée sur le piston est réalisée. L'information de vitesse (le signal selon la coupe) est normalisée par le maximum de vitesse détecté sur le piston sans tissu.

Ces résultats sont présentés sur la Figure 4.25. Ces expériences étant préliminaires, les distances entre le pot vibrant et le tissu n'évoluent pas linéairement et diffèrent d'une mesure à l'autre. Comme on pouvait s'y attendre, lorsque le tissu se trouve à une faible distance, la forme du pot est visible et l'amplitude de vitesse est similaire entre le jersey et le popeline. La forme du piston est visible sur une plus grande distance et avec une plus forte amplitude pour la popeline que le jersey. Néanmoins, une perte des hautes fréquences spatiales est constatée comme sur la simulation. L'amplitude de la vitesse en présence du vêtement devant le piston est bien plus faible que sur les simulations. La simulation considère l'effet de champ proche projeté sur l'interface et le facteur de transmission à travers le tissu, cependant les effets de poids du tissu et de filtrage spatial (PSF) de l'imageur ne sont pas pris en compte.

La simulation pourrait être améliorée en incorporant une modélisation supplémentaire qui intègre l'effet de masse du tissu sur le champ acoustique. Le tissu, de par sa masse et sa rigidité, perturbe le champ acoustique généré par le piston. Le déplacement d'une membrane induit par des couplages de champ proche a été exploré pour une application d'holographie acoustique [102, 103]. La méthode consiste à placer une fine membrane de mylar par exemple devant la source vibratoire et à mesurer le déplacement de la membrane avec un vibromètre laser. Dans l'article [102], l'impact de la masse de la membrane sur la vitesse particulaire acoustique est étudié. En supposant que la membrane n'est pas tendue (approximation raisonnable pour une personne portant un vêtement ample), la vitesse de déplacement de la membrane en fonction de la vitesse acoustique est donné par :

$$V_{ac} = V_m \left(1 - \frac{j\omega\rho_s}{2\rho_0c} \right) \quad (4.6)$$

Avec V_{ac} la vitesse acoustique particulaire sans la membrane, V_m la vitesse particulaire de la membrane, ρ_s la masse surfacique de la membrane et ρ_0 la masse volumique de l'air. En norme, la vitesse de la membrane est donc inférieure à la vitesse acoustique sans la membrane et un déphasage est induit par la membrane. Ce coefficient correctif permet théoriquement de calculer la vitesse de la membrane à partir de la vitesse particulaire acoustique.

Si nous reprenons les résultats obtenus au chapitre 2, la mesure du déplacement induit par le battement cardiaque avec le vêtement montre une diminution de l'amplitude du battement d'un facteur 0,6 par rapport à une mesure directement sur la peau. Ce résultat est à considérer avec réserve car la position du sujet et le battement cardiaque ne sont pas reproductibles ni contrôlables. Avec la mesure sur le baffle rigide, ce rapport se trouve autour de 0,35. Ces deux rapports sont du même ordre de grandeur. Une des pistes pour expliquer cette différence de facteur est un effet de poids négligeable dans le cas de la mesure du battement cardiaque sur une personne, dû aux plis et aux contacts du vêtement reposant sur le corps contrairement aux conditions de l'expérience avec le carré de tissu ou seule l'extrémité haute est fixée à la barre. Cependant, des expériences supplémentaires sont nécessaires pour confirmer cette remarque.

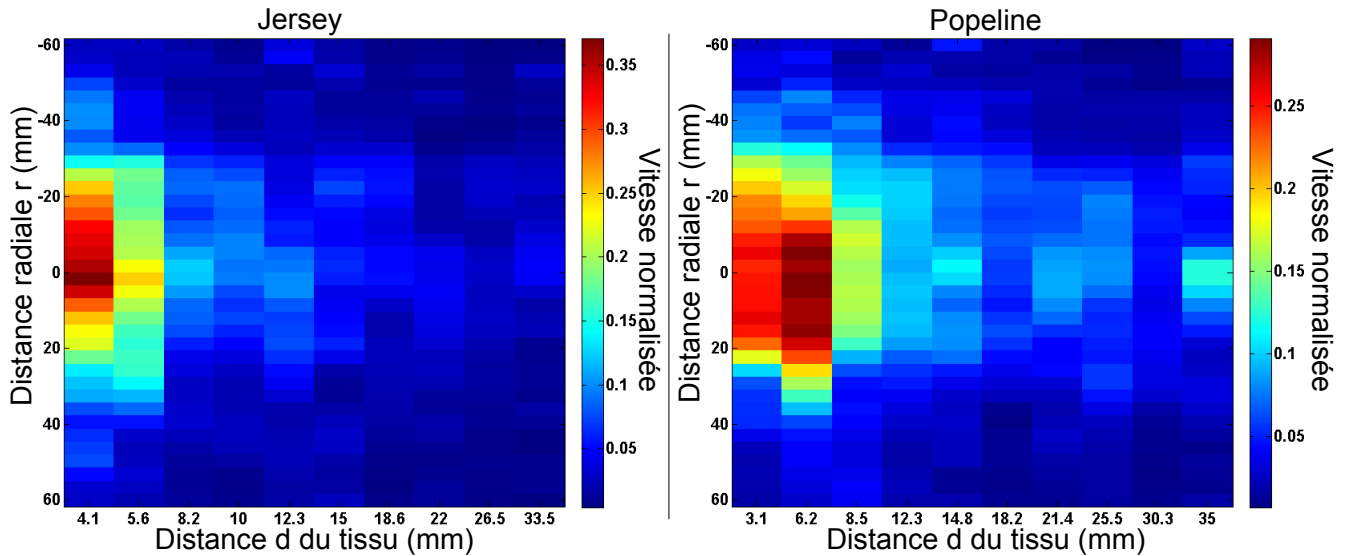


Figure 4.25 : Résultats correspondant à l’effet de champ proche sur le tissu et de transmission de l’onde à travers le tissu. Un tissu est placé à différentes distances par rapport au piston sur baffle rigide. Le signal du piston est une modulation linéaire allant de 20 à 80 Hz. Le signal est ensuite compressé pour chaque pixel. La coupe de l’image des maximums est centrée sur le piston. Cette mesure est réalisée pour les deux types de tissu (popeline et jersey) pour un piston de 6 cm de diamètre.

En conclusion, cette étude montre que la mesure du mouvement vibratoire d’une surface à travers un vêtement par vibrométrie ultrasonore est possible. Nous pouvons cependant d’ores et déjà donner quelques critères pratiques pour qu’une mesure soit possible. Plus le tissu est proche du corps et meilleure sera la mesure. Il est préférable d’utiliser un vêtement léger de faible masse surfacique car celui-ci sera doublement bénéfique, il transmettra les ultrasons avec plus de facilité (meilleur facteur de transmission) et sera moins sensible aux effets d’inertie. La mesure sera néanmoins altérée avec une sous-estimation des déplacements de la surface et un élargissement des formes spatiales (diminution de la résolution).

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté plusieurs évolutions du premier dispositif. Le traitement du signal a été amélioré sur la configuration à douze émetteurs, en prenant en compte la directivité des pastilles piézoélectriques avec une pondération angulaire. Ce fenêtrage permet d’améliorer la qualité de l’image ainsi que l’estimation de la vibration.

D’autre part, nous avons montré l’intérêt de l’envoi simultané de trames codées comme alternative à l’émission séquentielle classique. Cette technique permet d’augmenter la cadence d’imagerie du dispositif.

Pour une application sur le corps humain, nous avons développé un système constitué d’un réseau de 36 émetteurs. Il exploite astucieusement la directivité des pastilles en connectant trois émetteurs par voie. Ce nouveau dispositif est plus robuste à la courbure de la surface. Il permet l’imagerie du mouvement induit par les battements cardiaques ainsi que l’observation de la propagation de l’onde de pouls.

Ces résultats ouvrent un champ d'applications important dans le domaine de la santé publique.

Enfin, nous avons étudié l'effet du vêtement sur la mesure. Dans la plupart des cas, le vêtement peut être considéré comme une membrane positionnée dans le champ proche d'une source de vibration. Par couplage évanescent, la vibration de la surface est alors projetée sur le tissu en perdant ses hautes fréquences spatiales. De plus, suivant le facteur de transmission du tissu, il y aura une superposition des échos renvoyés par le tissu, la surface et les multiples aller-retours. Les différents résultats de cette étude montrent que lorsque le vêtement est suffisamment proche de la surface, le mouvement pourra être perçu par le système ultrasonore sans trop de perturbation, validant l'intérêt de la méthode ultrasonore.

Conclusion générale

Ce travail de thèse montre clairement la faisabilité de l'imagerie ultrasonore dans l'air pour l'observation des ondes de surface sur le corps humain. Pour cela, nous avons développé différents dispositifs qui permettent d'une part l'observation de la propagation des ondes de surface générées sur le corps et d'autre part la mesure des différents phénomènes vibratoires naturels et propres au corps humain. D'un point de vue technologique, les techniques que nous avons développées permettent l'observation à distance des mouvements vibratoires sur une surface typique de dimensions $15 \times 15 \text{ cm}^2$ avec :

- une haute cadence d'imagerie pouvant atteindre 500 Hz
- une sensibilité en détection de l'ordre de la dizaine de microns.
- une résolution spatiale de l'ordre du centimètre

Cette mesure est également possible à travers un vêtement sous certaines conditions.

Pour atteindre notre objectif, nous avons dans un premier temps étudié un dispositif monovoie. Il permet de mesurer, sans contact, la vibration basse fréquence d'une surface. Il a servi à mettre en évidence l'observation des vibrations mécaniques induites par le cœur et les mouvements induits par la respiration. C'est un outil simple et peu coûteux qui pourrait permettre le monitoring de la fréquence cardiaque et respiratoire. Il pourrait connaître une application dans la médecine grand public que ce soit dans l'auto-surveillance ou la télémédecine. Cependant, pour être efficace cette sonde mono-élément doit être orientée correctement sur les zones d'intérêt à étudier ce qui nécessite une phase de calibration initiale.

Ensuite nous avons fabriqué plusieurs versions d'un imageur 2D qui ont montré la capacité de suivi, à distance, des ondes de surface sur le corps humain. Ces dispositifs ouvrent un champ d'applications à fort potentiel. En effet, à partir de la mesure de vitesse de propagation de l'onde de surface, le calcul de cartes d'élasticités de la couche superficielle du corps humain peut être envisagé. Le principal inconvénient de notre méthode porte sur la génération invasive de l'onde de surface due au contact du vibreur et du corps. Une fois celui-ci levé, nous pouvons imaginer la mesure de l'élasticité de surface de l'ensemble du corps.

La deuxième application présentée dans cette thèse est l'observation bidimen-

sionnelle des vibrations naturelles du corps humain telles que celles induites par le battement cardiaque, le cycle respiratoire ou encore l'onde de pouls. Ces résultats présentent un fort intérêt dans le domaine médical, que ce soit pour le clinicien ou le chercheur. On peut envisager l'étude des pathologies des systèmes cardiovasculaires et respiratoires. Des premières expériences sur la respiration avec un système monovoie, en collaboration avec une équipe de recherche de l'hôpital de la Pitié-Salpêtrière sur la neurophysiologie respiratoire, ont montré des résultats très prometteurs. Le dispositif monovoie utilisé dans l'étude est proche de celui exposé dans cette thèse avec quelques modifications autorisant une mesure sans contact de la respiration à une distance de 1,5 m. Dans ce cas particulier, le dispositif permet une mesure non-invasive du cycle respiratoire à l'insu du patient et offre une observation non biaisée de la physiologie.

Pour mener ce projet ambitieux à terme, de nombreuses pistes d'amélioration sont à l'étude. Aujourd'hui la taille de la zone d'imagerie d'environ $15 \times 15 \text{ cm}^2$ est trop petite pour permettre des applications *in vivo* robustes. Pour l'avenir, il est nécessaire de couvrir une plus large zone d'imagerie. La solution la plus naturelle est d'augmenter le nombre de voies d'émission disponibles pour couvrir une plus grande surface angulaire. Notre équipe explore actuellement une autre alternative basée sur le retournement temporel et l'utilisation d'une cavité mélangeuse (voir Figure 4.26). En effet, de précédents travaux réalisés à l'Institut Langevin [104,94] montrent la possibilité de focaliser en 3D (en émission et/ou en réception) avec seulement un transducteur. Cette focalisation est rendue possible grâce à l'usage d'une cavité réverbérante mélangeuse (voir Figure 4.26) dans laquelle est placé le transducteur. Cela permet d'augmenter artificiellement la taille de l'ouverture et d'avoir une insonification de la surface plus homogène. Le principe du traitement repose sur l'acquisition de toutes les réponses impulsionnelles $h_{ij}(t)$ entre l'émetteur i et le récepteur j . Ensuite, à partir de ces signaux qui codent toute l'information sur la géométrie de la cavité il est possible d'appliquer un retournement temporel virtuel en synthétisant un front d'onde de manière à focaliser les ondes en un point de la surface. Il est ainsi possible de simuler des points sources provenant de la surface. Cette technique nécessite de connaître la profondeur de la surface mais a l'avantage de ne pas tenir compte de la forme de l'onde émise. Les premiers résultats de ce traitement sont très concluants.

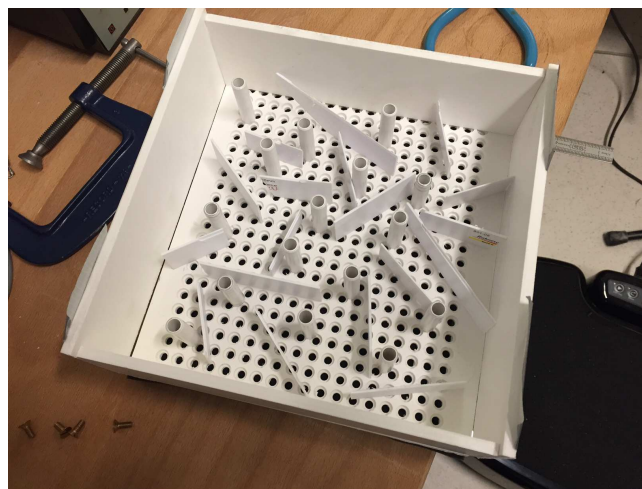


Figure 4.26 : Cavité mélangeuse

Bibliographie

- [1] L. F. Richardson, O. M. Ashford, H. Charnock, P. G. Drazin, and I. Sutherland, *The Collected Papers of Lewis Fry Richardson* ∴ Collected Papers of Lewis Fry Richardson, Cambridge University Press, 1993.
- [2] M. K. Chung and M. W. Rich, “Introduction to the cardiovascular system,” *Alcohol Research and Health*, vol. 14, no. 4, p. 269, 1990.
- [3] M. Fink and M. Tanter, “Multiwave imaging and super resolution,” *Phys. Today*, vol. 63, no. 2, pp. 28–33, 2010.
- [4] S. Catheline, *Interférométrie - Speckle ultrasonore : application à la mesure d'élasticité*. PhD thesis, Université Paris-Diderot-Paris VII, 1998.
- [5] L. Sandrin, *Elastographie impulsionnelle par ultrasons : du palpeur acoustique à l'imagerie ultrarapide*. PhD thesis, 2000.
- [6] J.-L. Gennisson, T. Deffieux, M. Fink, and M. Tanter, “Ultrasound elastography : Principles and techniques,” *Diagnostic and Interventional Imaging*, vol. 94, pp. 487,495, May 2013.
- [7] G. Rasmussen, *Human body vibration exposure and its measurement*. Brüel and Kjaer, 1982.
- [8] H. E. von Gierke and A. J. Brammer, “Effects of shock and vibration on humans,” 2002.
- [9] J. M. Wakeling, A.-M. Liphardt, and B. M. Nigg, “Muscle activity reduces soft-tissue resonance at heel-strike during walking,” *Journal of biomechanics*, vol. 36, no. 12, pp. 1761–1769, 2003.
- [10] A. Coza, B. M. Nigg, and L. Fliri, “Quantification of soft-tissue vibrations in running : Accelerometry versus high-speed motion capture,” *Journal of applied biomechanics*, vol. 26, pp. 367–372, 2010.
- [11] E. Bressel, G. Smith, and J. Branscomb, “Transmission of whole body vibration in children while standing,” *Clinical biomechanics*, vol. 25, no. 2, pp. 181–186, 2010.
- [12] J. Kiiski, A. Heinonen, T. L. Järvinen, P. Kannus, and H. Sievänen, “Transmission of vertical whole body vibration to the human body,” *Journal of bone and mineral research*, vol. 23, no. 8, pp. 1318–1325, 2008.
- [13] J. H. Challis and M. T. Pain, “Soft tissue motion influences skeletal loads during impacts,” *Exercise and sport sciences reviews*, vol. 36, no. 2, pp. 71–75, 2008.

-
- [14] B. Nigg and J. Wakeling, "Impact forces and muscle tuning : a new paradigm," *Exercise and sport sciences reviews*, vol. 29, no. 1, pp. 37–41, 2001.
- [15] J. M. Wakeling, B. M. Nigg, and A. I. Rozitis, "Muscle activity damps the soft tissue resonance that occurs in response to pulsed and continuous vibrations," *Journal of Applied Physiology*, vol. 93, no. 3, pp. 1093–1103, 2002.
- [16] K. A. Boyer and B. M. Nigg, "Changes in muscle activity in response to different impact forces affect soft tissue compartment mechanical properties," *Journal of biomechanical engineering*, vol. 129, no. 4, pp. 594–602, 2007.
- [17] H. Pan, H. Huo, G. Cui, and S. Chen, "Modeling for deformable body and motion analysis : A review," *Mathematical Problems in Engineering*, vol. 2013, 2013.
- [18] A. Aubel and D. Thalmann, "Realistic deformation of human body shapes," in *Computer Animation and Simulation 2000*, pp. 125–135, Springer, 2000.
- [19] M. Cardinale and J. Wakeling, "Whole body vibration exercise : are vibrations good for you?," *British journal of sports medicine*, vol. 39, no. 9, pp. 585–589, 2005.
- [20] T. Royston, H. Mansy, and R. Sandler, "Excitation and propagation of surface waves on a viscoelastic half-space with application to medical diagnosis," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 106, no. 6, pp. 3678–3686, 1999.
- [21] X. Zhang, T. G. Osborn, M. R. Pittelkow, B. Qiang, R. R. Kinnick, and J. F. Greenleaf, "Quantitative assessment of scleroderma by surface wave technique," *Medical engineering & physics*, vol. 33, no. 1, pp. 31–37, 2011.
- [22] M. Salman and K. G. Sabra, "Surface wave measurements using a single continuously scanning laser doppler vibrometer : application to elastography," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 133, no. 3, pp. 1245–1254, 2013.
- [23] M. Mridha, S. Ödman, and P. Å. Öberg, "Mechanical pulse wave propagation in gel, normal and oedematous tissues," *Journal of biomechanics*, vol. 25, no. 10, pp. 1213–1218, 1992.
- [24] X. Zhang and J. F. Greenleaf, "Lung ultrasound surface wave elastography," in *2016 Annual International Conference of the IEEE UFFC*, IEEE, 2016.
- [25] W. Vos, J. Isarin, and A. Berkhoff, "Tactile displays and elastic waves," tech. rep., DTIC Document, 2005.
- [26] O. T. Inan, P.-F. Migeotte, K.-S. Park, M. Etemadi, K. Tavakolian, R. Casanella, J. Zanetti, J. Tank, I. Funtova, G. K. Prisk, *et al.*, "Ballistocardiography and seismocardiography : A review of recent advances," *IEEE journal of biomedical and health informatics*, vol. 19, no. 4, pp. 1414–1427, 2015.
- [27] A. Orimoto, H. Haneishi, N. Kawata, and K. Tatsumi, "Monitoring and analysis of body surface motion caused by respiration," 2009.
- [28] J. C. Lin, J. Kiernicki, M. Kiernicki, and P. B. Wollschlaeger, "Microwave apex-cardiography," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 27, no. 6, pp. 618–620, 1979.
- [29] J. C. Lin, "Microwave sensing of physiological movement and volume change : A review," *Bioelectromagnetics*, vol. 13, no. 6, pp. 557–565, 1992.

- [30] A. D. Droitcour, O. Boric-Lubecke, V. M. Lubecke, J. Lin, and G. T. Kovacs, "Range correlation and i/q performance benefits in single-chip silicon doppler radars for noncontact cardiopulmonary monitoring," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 3, pp. 838–848, 2004.
- [31] A. D. Droitcour, O. Boric-Lubecke, and G. T. Kovacs, "Signal-to-noise ratio in doppler radar system for heart and respiratory rate measurements," *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 57, no. 10, pp. 2498–2507, 2009.
- [32] N. Tateishi, A. Mase, L. Bruskin, Y. Kogi, N. Ito, T. Shirakata, and S. Yoshida, "Microwave measurement of heart beat and analysis using wavelet transform," in *2007 Asia-Pacific Microwave Conference*, 2007.
- [33] E. M. Staderini, "Uwb radars in medicine," *IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine*, vol. 17, no. 1, pp. 13–18, 2002.
- [34] M. Chia, S. Leong, C. Sim, and K. Chan, "Through-wall uwb radar operating within fcc's mask for sensing heart beat and breathing rate," in *European Radar Conference, 2005. EURAD 2005.*, pp. 267–270, IEEE, 2005.
- [35] I. Immoreev and T.-H. Tao, "Uwb radar for patient monitoring," *IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine*, vol. 23, no. 11, pp. 11–18, 2008.
- [36] L. Scalise, *Non contact heart monitoring*. INTECH Open Access Publisher, 2012.
- [37] S. D. Min, D. J. Yoon, S. W. Yoon, Y. H. Yun, and M. Lee, "A study on a non-contacting respiration signal monitoring system using doppler ultrasound," *Medical & biological engineering & computing*, vol. 45, no. 11, pp. 1113–1119, 2007.
- [38] S. D. Min, J. K. Kim, H. S. Shin, Y. H. Yun, C. K. Lee, and M. Lee, "Noncontact respiration rate measurement system using an ultrasonic proximity sensor," *IEEE Sensors Journal*, vol. 10, no. 11, pp. 1732–1739, 2010.
- [39] K. Hoshiba, S. Hirata, and H. Hachiya, "High-accuracy measurement of small movement of an object behind cloth using airborne ultrasound," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 52, no. 7S, p. 07HC15, 2013.
- [40] K. Hoshiba, S. Hirata, and H. Hachiya, "Noncontact measurement of breathing and heart rate using airborne ultrasound in the standing position with clothes," *Noncontact measurement of breathing and heart rate using airborne ultrasound in the standing position with clothes*, pp. 1–6, 2014.
- [41] R. Fukushima, J.-y. Takayama, and H. Hachiya, "Measurement of human surface movement using airborne ultrasound," in *Proceedings of Symposium on Ultrasonic Electronics*, vol. 31, pp. 327–328, 2010.
- [42] A. Aubert, L. Welkenhuysen, J. Montald, L. De Wolf, H. Geivers, J. Minten, H. Kesteloot, and H. Geest, "Laser method for recording displacement of the heart and chest wall," *Journal of biomedical engineering*, vol. 6, no. 2, pp. 134–140, 1984.
- [43] U. Morbiducci, L. Scalise, M. De Melis, and M. Grigioni, "Optical vibrocardiography : a novel tool for the optical monitoring of cardiac activity," *Annals of biomedical engineering*, vol. 35, no. 1, pp. 45–58, 2007.

- [44] P. Castellini, M. Martarelli, and E. P. Tomasini, "Laser doppler vibrometry : Development of advanced solutions answering to technology's needs," *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 20, no. 6, pp. 1265–1285, 2006.
- [45] M. De Melis, U. Morbiducci, and L. Scalise, "Identification of cardiac events by optical vibrocardiography : comparison with phonocardiography," in *2007 29th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, pp. 2956–2959, IEEE, 2007.
- [46] L. Scalise, M. De Melis, U. Morbiducci, P. Segers, and E. Tomasini, "From cardiac to respiratory rate, from cardiac sounds to pulse velocity : a noncontact unified approach for the monitoring of vital signs by means of optical vibrocardiography," in *Eighth International Conference on Vibration Measurements by Laser Techniques : Advances and Applications*, pp. 70980S–70980S, International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [47] V. Aranchuk, A. Lal, C. Hess, and J. M. Sabatier, "Multi-beam laser doppler vibrometer for landmine detection," *Optical Engineering*, vol. 45, no. 10, pp. 104302–104302, 2006.
- [48] P. Castellini, F. Sopranzetti, M. Martarelli, and E. Tomasini, "Continuous scanning ldv by signal re-sampling method : A new signal processing approach," in *Topics in Modal Analysis II, Volume 6*, pp. 443–452, Springer, 2012.
- [49] G. Ramachandran and M. Singh, "Cardiac functional analysis by laser speckle interferometry," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 11, no. 4, pp. 233–239, 1989.
- [50] M. Singh and G. Ramachandran, "Reconstruction of sequential cardiac in-plane displacement patterns on the chest wall by laser speckle interferometry," *IEEE transactions on biomedical engineering*, vol. 38, no. 5, pp. 483–489, 1991.
- [51] G. Ramachandran and M. Singh, "Three-dimensional reconstruction of cardiac displacement patterns on the chest wall during the p, qrs and t-segments of the ecg by laser speckle inteferometry," *Medical and Biological Engineering and Computing*, vol. 27, no. 5, pp. 525–530, 1989.
- [52] J. Rosen, "Holography, research and technologies," *InTech, Rijeka, Croatia*, 2011.
- [53] X. Su and Q. Zhang, "Dynamic 3-d shape measurement method : a review," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 48, no. 2, pp. 191–204, 2010.
- [54] M.-Z. Poh, D. J. McDuff, and R. W. Picard, "Non-contact, automated cardiac pulse measurements using video imaging and blind source separation.," *Optics express*, vol. 18, no. 10, pp. 10762–10774, 2010.
- [55] J. Steckel, "Sonar system combining an emitter array with a sparse receiver array for air-coupled applications," *IEEE Sensors Journal*, vol. 15, no. 6, pp. 3446–3452, 2015.
- [56] S. Harput and A. Bozkurt, "Ultrasonic phased array device for acoustic imaging in air," *IEEE sensors journal*, vol. 8, no. 11, pp. 1755–1762, 2008.
- [57] F. Delaby, "Ecoute au stéthoscope, description et analyse d'enregistrements de bruits physiologiques et pathologiques, perspectives en vue d'une application pédagogique," Master's thesis, ENS Louis Lumière, 2011.

- [58] N. E. Reed and T. R. Reed, “Augmented phonocardiogram acquisition and analysis,” *Foundations of Augmented Cognition. Directing the Future of Adaptive Systems*, Jan. 2011.
- [59] J. W. Gordon, “Certain molar movements of the human body produced by the circulation of the blood,” *Journal of Anatomy and Physiology*, vol. 11, pp. 533–536, Apr. 1877.
- [60] B. S. Bozhenko, “[seismocardiography—a new method in the study of functional conditions of the heart.],” *Terapevticheskiï arkhiv*, vol. 33, pp. 55–64, 1961.
- [61] D. M. Salerno and J. Zanetti, “Seismocardiography for monitoring changes in left ventricular function during ischemia.,” *Chest Journal*, vol. 100, no. 4, pp. 991–993, 1991.
- [62] L. Giovangrandi, O. T. Inan, R. M. Wiard, M. Etemadi, and G. T. Kovacs, “Ballistocardiography ?a method worth revisiting,” in *2011 Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, pp. 4279–4282, IEEE, 2011.
- [63] J. M. Zanetti and K. Tavakolian, “Seismocardiography : past, present and future.,” in *Conference proceedings :... Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. Annual Conference*, vol. 2013, pp. 7004–7007, 2012.
- [64] R. S. Crow, P. Hannan, D. Jacobs, L. Hedquist, and D. M. Salerno, “Relationship between seismocardiogram and echocardiogram for events in the cardiac cycle,” *American journal of noninvasive cardiology*, vol. 8, no. 1, pp. 39–46, 1994.
- [65] J. Ramos-Castro, J. Moreno, H. Miranda-Vidal, M. Garcia-Gonzalez, M. Fernández-Chimeno, G. Rodas, and L. Capdevila, “Heart rate variability analysis using a seismocardiogram signal,” in *2012 Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, pp. 5642–5645, IEEE, 2012.
- [66] J. Kranjec, S. Beguš, G. Geršak, and J. Drnovšek, “Non-contact heart rate and heart rate variability measurements : A review,” *Biomedical Signal Processing and Control*, vol. 13, pp. 102–112, 2014.
- [67] H. V. Huikuri, T. Mäkikallio, K. J. Airaksinen, R. Mitrani, A. Castellanos, and R. J. Myerburg, “Measurement of heart rate variability : a clinical tool or a research toy?,” *Journal of the American College of Cardiology*, vol. 34, no. 7, pp. 1878–1883, 1999.
- [68] P. Laugier, *Techniques d’imagerie médicale : Les capteurs*. UPMC, 2013.
- [69] S. Dahdouh, *Imagerie ultrasonore*. Telecom Paris, 2013.
- [70] V. Chan and A. Perlas, “Basics of ultrasound imaging,” in *Atlas of ultrasound-guided procedures in interventional pain management*, pp. 13–19, Springer, 2011.
- [71] A. P. Sarvazyan, M. W. Urban, and J. F. Greenleaf, “Acoustic waves in medical imaging and diagnostics,” *Ultrasound in medicine & biology*, vol. 39, no. 7, pp. 1133–1146, 2013.
- [72] M. Fink, *Cours d’ondes acoustiques*. ESPCI, 2010.
- [73] L. Tchvialevaa, H. Zenga, I. Markhvidaa, D. I. McLeana, H. Luia, and T. K. Leea, “Skin roughness assessment,” *New Developments in Biomedical Engineering, D. Campolo ed., InTech, Vukovar, Croatia*, pp. 341–358, 2010.

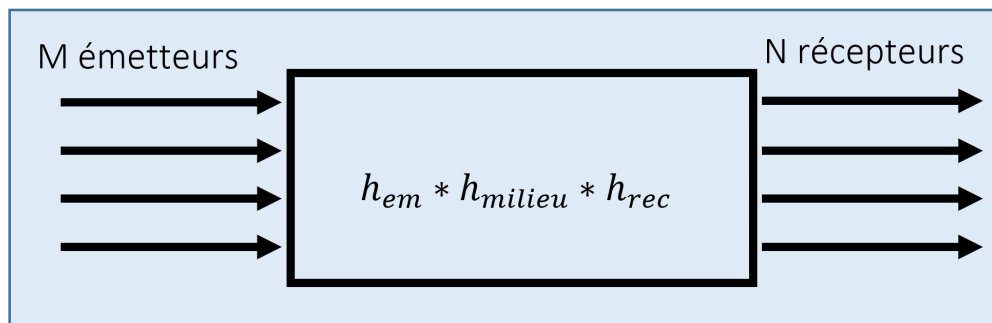
- [74] G. S. Kino, *Acoustic waves : devices imaging, and analog signal processing*. Prentice-Hall, 1987.
- [75] X. Lai and H. Torp, "Interpolation methods for time-delay estimation using cross-correlation method for blood velocity measurement," *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 46, no. 2, pp. 277–290, 1999.
- [76] I. Cespedes, Y. Huang, J. Ophir, and S. Spratt, "Methods for estimation of sub-sample time delays of digitized echo signals," *Ultrasonic imaging*, vol. 17, no. 2, pp. 142–171, 1995.
- [77] G. Jacovitti and G. Scarano, "Discrete time techniques for time delay estimation," *IEEE Transactions on signal processing*, vol. 41, no. 2, pp. 525–533, 1993.
- [78] H. Matsuo, T. Yamaguchi, and H. Hachiya, "Target detectability using coded acoustic signal in indoor environments," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 47, no. 5S, p. 4325, 2008.
- [79] G. Jourdain and J. Henrioux, "Use of large bandwidth-duration binary phase shift keying signals in target delay doppler measurements," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 90, no. 1, pp. 299–309, 1991.
- [80] N. Xiang and M. R. Schroeder, "Reciprocal maximum-length sequence pairs for acoustical dual source measurements," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, no. 5, pp. 2754–2761, 2003.
- [81] K. E. Barrett, S. Barman, S. Boitano, and H. Brooks, "Ganong's review of medical physiology. 2010," *There is no corresponding record for this reference*.
- [82] A. Rodríguez-Molinero, L. Narvaiza, J. Ruiz, and C. Gálvez-Barrón, "Normal respiratory rate and peripheral blood oxygen saturation in the elderly population," *Journal of the American Geriatrics Society*, vol. 61, no. 12, pp. 2238–2240, 2013.
- [83] J. Mietus, C. Peng, I. Henry, R. Goldsmith, and A. Goldberger, "The pnnx files : re-examining a widely used heart rate variability measure," *Heart*, vol. 88, no. 4, pp. 378–380, 2002.
- [84] M. De Melis, U. Morbiducci, L. Scalise, E. P. Tomasini, D. Delbeke, R. Baets, L. M. Van Bortel, and P. Segers, "A noncontact approach for the evaluation of large artery stiffness : a preliminary study," *American journal of hypertension*, vol. 21, no. 12, pp. 1280–1283, 2008.
- [85] H. Deng, "Synthesis of binary sequences with good autocorrelation and crosscorrelation properties by simulated annealing," *IEEE transactions on aerospace and electronic systems*, vol. 32, no. 1, pp. 98–107, 1996.
- [86] H. Deng, "Polyphase code design for orthogonal netted radar systems," *IEEE Transactions on Signal Processing*, vol. 52, no. 11, pp. 3126–3135, 2004.
- [87] H. Deng, "Orthogonal netted radar systems," *IEEE aerospace and electronic systems magazine*, vol. 27, no. 5, pp. 28–35, 2012.
- [88] T. Misaridis and J. A. Jensen, "Use of modulated excitation signals in medical ultrasound. part ii : design and performance for medical imaging applications," *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 52, no. 2, pp. 192–207, 2005.
- [89] A. Mitra, "On the properties of pseudo noise sequences with a simple proposal of randomness test," *International Journal of Electrical and Computer Engineering*, vol. 3, no. 3, pp. 164–169, 2008.

- [90] A. Campo, P. Segers, H. Heuten, I. Goovaerts, G. Ennekens, C. Vrints, R. Baets, and J. Dirckx, “Non-invasive technique for assessment of vascular wall stiffness using laser doppler vibrometry,” *Measurement Science and Technology*, vol. 25, no. 6, p. 065701, 2014.
- [91] J. A. Jensen, S. I. Nikolov, K. L. Gammelmark, and M. H. Pedersen, “Synthetic aperture ultrasound imaging,” *Ultrasonics*, vol. 44, pp. e5–e15, 2006.
- [92] F. Mosca, *Synthèse d’émission spatio-temporelle pour l’imagerie acoustique*. PhD thesis, Télécom ParisTech, 2010.
- [93] G. Montaldo, M. Tanter, J. Bercoff, N. Benech, and M. Fink, “Coherent plane-wave compounding for very high frame rate ultrasonography and transient elastography,” *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 56, no. 3, pp. 489–506, 2009.
- [94] N. Etaix, J. Dubois, M. Fink, and R.-K. Ing, “Increasing the modal density in plates for mono-element focusing in air,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 134, no. 2, pp. 1049–1054, 2013.
- [95] J. Bercoff, *L’imagerie échographique ultrarapide et son application à l’étude de la viscoélasticité du corps humain*. PhD thesis, ESPCI ParisTECH, 2004.
- [96] A. Manduca, D. S. Lake, S. Kruse, and R. L. Ehman, “Spatio-temporal directional filtering for improved inversion of mr elastography images,” *Medical image analysis*, vol. 7, no. 4, pp. 465–473, 2003.
- [97] T. Defieux, J.-l. Gennisson, J. Bercoff, and M. Tanter, “On the effects of reflected waves in transient shear wave elastography,” *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 58, no. 10, pp. 2032–2035, 2011.
- [98] E. Messas, M. Pernot, and M. Couade, “Arterial wall elasticity : state of the art and future prospects,” *Diagnostic and interventional imaging*, vol. 94, no. 5, pp. 561–569, 2013.
- [99] J. Blacher, R. Asmar, S. Djane, G. M. London, and M. E. Safar, “Aortic pulse wave velocity as a marker of cardiovascular risk in hypertensive patients,” *Hypertension*, vol. 33, no. 5, pp. 1111–1117, 1999.
- [100] M. E. Safar, O. Henry, and S. Meaume, “Aortic pulse wave velocity : an independent marker of cardiovascular risk,” *The American journal of geriatric cardiology*, vol. 11, no. 5, pp. 295–304, 2002.
- [101] M. Couade, M. Pernot, E. Messas, J. Emmerich, A. Hagege, M. Fink, and M. Tanter, “Ultrafast imaging of the arterial pulse wave,” *Irbm*, vol. 32, no. 2, pp. 106–108, 2011.
- [102] Q. Leclère and B. Laulagnet, “Particle velocity field measurement using an ultra-light membrane,” *Applied Acoustics*, vol. 69, no. 4, pp. 302–310, 2008.
- [103] Q. Leclère and B. Laulagnet, “Nearfield acoustic holography using a laser vibrometer and a light membrane,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 126, no. 3, pp. 1245–1249, 2009.
- [104] N. Etaix, M. Fink, and R. K. Ing, “Acoustic imaging device with one transducer,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 131, no. 5, pp. EL395–EL399, 2012.

Annexes

Formalisme de la focalisation en émission/réception- Comparaison des modes simultané et séquentiel (par synthèse d'ouverture)

Les équations décrivant la propagation des ondes acoustiques dans l'espace et dans le temps sont linéaires. Il est alors possible de considérer le système d'imagerie comme un système linéaire invariant (SLI) à M entrées et N sorties. Le système est alors entièrement caractérisé par la totalité du jeu des réponses impulsionnelles entrées/sorties. Ces réponses impulsionnelles entrées/sorties sont le produit de trois contributions, la réponse des émetteurs h_{em} , la réponse du milieu de propagation h_{milieu} et celle des récepteurs h_{rec} .



Si toutes les réponses impulsionnelles entrées/sorties ($M \times N$ réponses) du système sont connues, il est alors possible de reconstruire une image de qualité optimale (en considérant un bruit nul). Démontrons maintenant que le traitement utilisé au chapitre 3 revient à focaliser en émission/réception sur tous les points de notre image.

Dans un premier temps nous calculons le champ de pression enregistré par les microphones dans le cas d'une onde focalisée à l'émission et avec une formation de voies numérique en réception, appelée mode simultané.

Formation de voies en mode simultané

Soit $s(\vec{r}_n, t)$ le signal de pression reçu par le microphone R_n . Dans le cas d'une focalisation en émission par l'ensemble des M émetteurs, le signal s'écrit :

$$s(\vec{r}_n, t) = \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_m, t + \tau(\vec{r}_m, \vec{r})) \otimes h(\vec{r}_m, \vec{r}_n, t + \tau(\vec{r}_m, \vec{r})) + b_{th}(\vec{r}_n, t) \quad (\text{A.1})$$

Où :

- $p(\vec{r}, t)$ est le signal de pression envoyé par les transducteurs d'émission
- $\tau(\vec{r}_m, \vec{r})$ correspond à la loi de retard appliquée au signal d'émission de chaque émetteur E_m pour permettre une focalisation au point \vec{r} . Ce retard s'écrit $\tau(\vec{r}_m, \vec{r}) = \frac{|\vec{r} - \vec{r}_m|}{c}$
- $h(\vec{r}_m, \vec{r}_n, t)$ est la réponse du milieu de propagation, du point \vec{r}_m vers le point \vec{r}_n , en y incluant pour simplifier les expressions, la réponse supposée identique de chaque transducteur d'émission et la réponse également supposée identique de chaque microphone.
- $b_{th}(\vec{r}_n, t)$ est le bruit thermique du microphone n

La formation de voies en réception permettant de reconstruire l'image est réalisée en sommant l'ensemble des signaux des N microphones :

$$s(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N s(\vec{r}_n, t + \tau(\vec{r}_n, \vec{r})) \quad (\text{A.2})$$

$\tau(\vec{r}_n, \vec{r})$ correspond à la loi de retard appliquée au signal de chaque microphone R_n pour une focalisation au point \vec{r} . Il s'écrit $\tau(\vec{r}_n, \vec{r}) = \frac{|\vec{r} - \vec{r}_n|}{c}$.

Le développement à partir des Equations A.1 et A.2 aboutit à :

$$s(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_m, t + \tau(\vec{r}_n, \vec{r}) + \tau(\vec{r}_m, \vec{r})) \otimes h(\vec{r}_m, \vec{r}_n, t) + \sum_{n=1}^N b_{th}(\vec{r}_n, t + \tau(\vec{r}_n, \vec{r})) \quad (\text{A.3})$$

Formation de voies en mode séquentiel

Calculons maintenant la focalisation émission/réception par synthèse d'ouverture. Dans ce cas, les émetteurs sont déclenchés séquentiellement. Le signal de pression reçu par le microphone R_n lorsque l'émetteur E_m émet s'écrit de la manière suivante :

$$s^m(\vec{r}_n, t) = p(\vec{r}_m, t) \otimes h(\vec{r}_m, \vec{r}_n, t) + b_{th}(\vec{r}_n, t) \quad (\text{A.4})$$

La focalisation en émission est simulée numériquement en réalisant la sommation suivante pour le signal du microphone R_n :

$$s(\vec{r}_n, t) = \sum_{m=1}^M s^m(\vec{r}_n, t + \tau(\vec{r}_m, \vec{r})) \quad (\text{A.5})$$

En remplaçant A.4 dans A.5, on obtient :

$$s(\vec{r}_n, t) = \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_m, t + \tau(\vec{r}_m, \vec{r})) \otimes h(\vec{r}_m, \vec{r}_n, t) + \sum_{m=1}^M b_{th}(\vec{r}_n, t + \tau(\vec{r}_m, \vec{r})) \quad (\text{A.6})$$

De la même manière, la focalisation en réception est réalisée numériquement en sommant les signaux de l'ensemble des microphones :

$$s'(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N s(\vec{r}_n, t + \tau(\vec{r}_n, \vec{r})) \quad (\text{A.7})$$

En introduisant l'équation A.6 dans l'équation A.7, on trouve :

$$s'(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_m, t + \tau(\vec{r}_m, \vec{r}) + \tau(\vec{r}_n, \vec{r})) \otimes h(\vec{r}_m, \vec{r}_n, t) + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M b_{th}(\vec{r}_n, t + \tau(\vec{r}_m, \vec{r}) + \tau(\vec{r}_n, \vec{r})) \quad (\text{A.8})$$

Comparaison des deux modes

Nous constatons que les signaux reconstruits au point \vec{r} par formation de voies en émission/réception sont équivalents pour les deux modes au rapport signal à bruit prés. En considérant le bruit thermique d'un microphone $b_{th}(\vec{r}_n, t)$ comme un bruit blanc, le rapport signal à bruit de la focalisation en mode simultané est \sqrt{M} supérieur à celui du mode séquentiel. En présence de bruit, la focalisation en émission/réception par synthèse d'ouverture est donc moins favorable.

Images supplémentaires de la surface immobile.

Dans cette partie, chaque émetteur est étudié séparément. Les images d'une surface immobile sont formées pour chaque émetteur indépendamment et sont présentées avant d'être sommées de manière cohérente. La figure B.1 montre les maximums d'amplitude projetés dans la direction Ox (vue du dessus). La figure B.2 montre les maximums d'amplitude projetés dans la direction Oy (vue de coté).

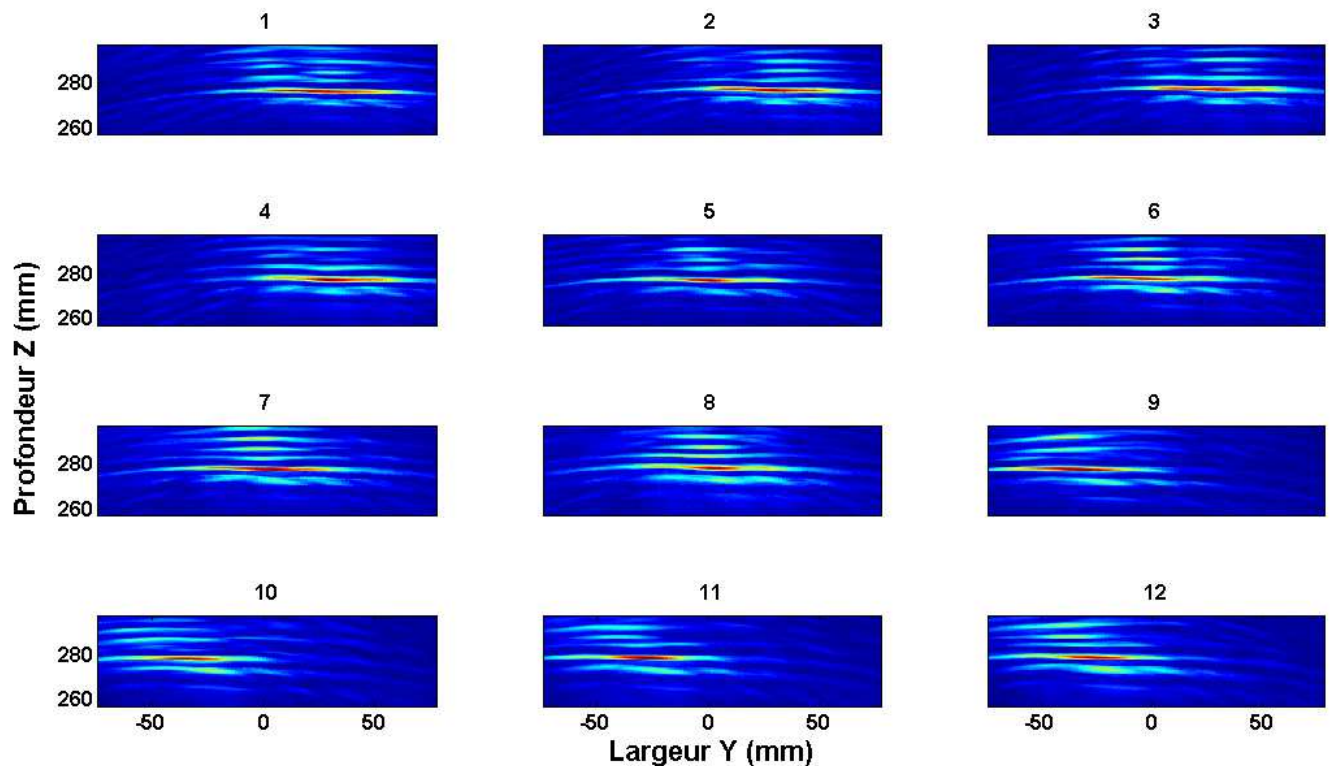


Figure B.1 : Résultats de la construction de l'image en prenant chaque émetteur séparément. Les paramètres d'acquisition et reconstruction sont les mêmes que pour la Figure 3.15 (Chapitre 3). Les maximums d'amplitude sont projetés dans la direction Ox (vue de dessus). L'échelle des couleurs est bridée entre 0 et le maximum de l'image sommée sur les 12 émetteurs.

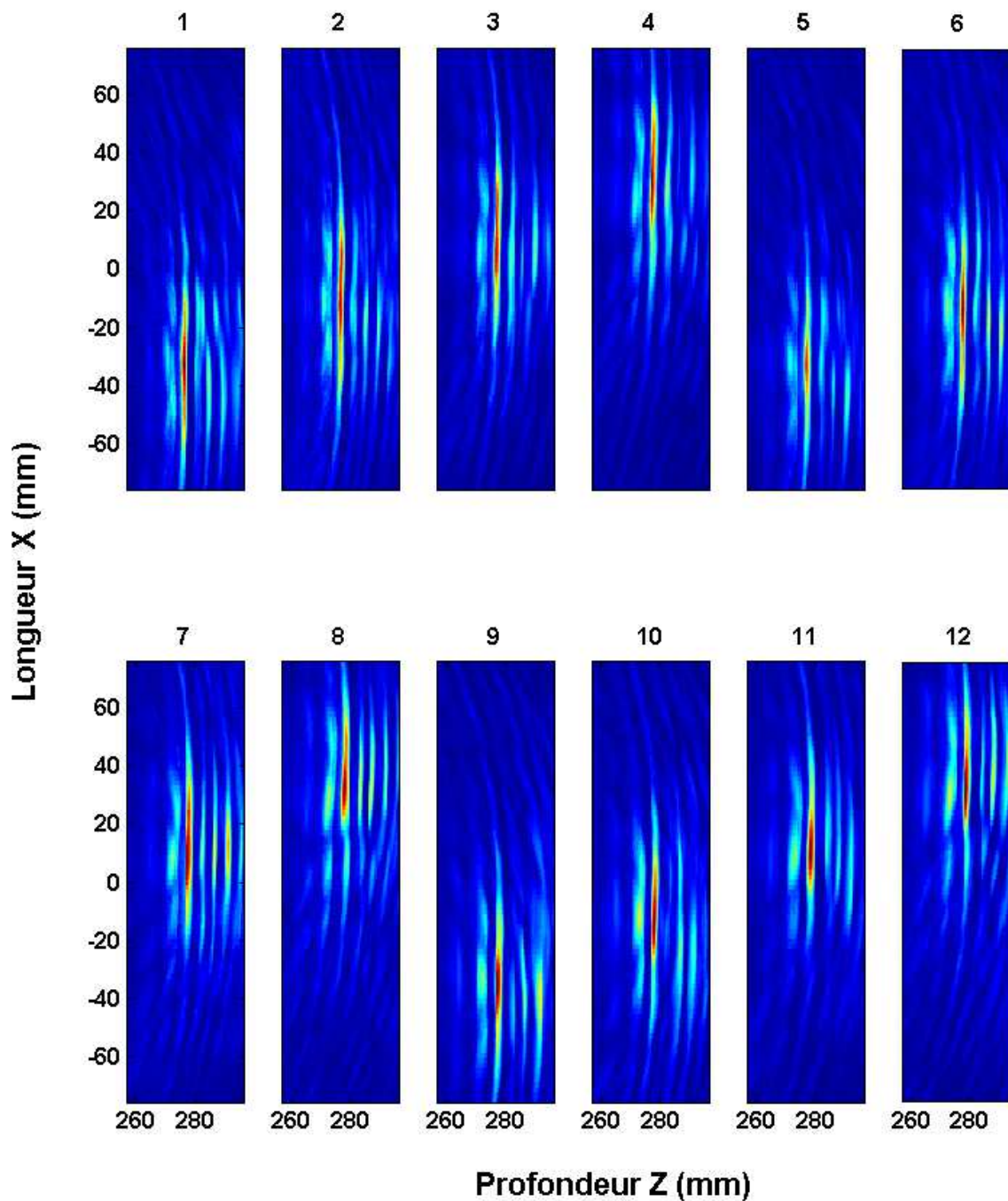


Figure B.2 : Résultats de la construction de l'image en prenant chaque émetteur séparément. Les paramètres d'acquisition et reconstruction sont les mêmes que pour la Figure 3.15 (Chapitre 3). Les maximums d'amplitude sont projetés dans la direction Oy (vue de coté). L'échelle des couleurs est bridée entre 0 et le maximum de l'image sommée sur les 12 émetteurs.

Contribution des signaux parasites issus des trajets directs entre les émetteurs et les récepteurs

Les expériences présentées dans cette annexe ont pour but d'identifier et de caractériser les ondes directes se propageant des émetteurs vers les récepteurs. Pour cela, la mesure sur une surface immobile est réalisée.

Sur la Figure C.1, nous considérons quatre cas :

- Cas 1 : Un seul émetteur est utilisé et nous plaçons une mousse absorbante acoustiquement entre l'émetteur et le réseau de récepteurs. Sur la Figure C.1(a), le premier front correspond au trajet direct de l'onde émise par la pastille n°1 et le second provient de la surface.
- Cas 2 : Les émetteurs sont déclenchés séquentiellement avec un délai $\tau_{\text{délai}}$ faible entre eux. La mousse absorbante est toujours présente. Nous constatons, sur la Figure C.1(b), qu'il devient difficile de séparer les signaux des trajets directs de ceux qui proviennent de la surface d'observation.
- Cas 3 : La mesure est réalisée sans mousse et le délai $\tau_{\text{délai}}$ est similaire au cas 2. Le résultat est présenté sur la Figure C.1(c). Ici, les échos provenant de la surface sont noyés par ceux des trajets directs et par conséquent ne sont plus visibles.
- Cas 4 : La mousse absorbante n'est pas utilisée et les signaux présentés sur la Figure C.1(d) sont obtenus à partir de deux mesures. La première est réalisée sans la surface de réflexion et la seconde avec, correspondant au cas 3. Le résultat est obtenu par la soustraction de ces deux signaux. On s'aperçoit sur la Figure C.1(d), que la contribution des signaux des trajets directs est retirée dans sa majorité faisant ressortir les échos réfléchis par la surface.

Lorsque les délais d'émission sont faibles, les échos renvoyés par la surface du transducteur d'émission m arrivera en même temps que les ondes en trajet direct générée par le transducteur $m+1$. Il devient alors difficile de discriminer temporellement les différents signaux. Lors de la formation de voies en réception, même si les lois de retard ne sont pas adaptées aux signaux des ondes directes, ces dernières créent un biais non-négligeable sur la détermination de la vitesse ou du déplacement de la surface. Il est donc préférable de limiter au maximum la contribution des signaux dus aux ondes directes.

Pour atténuer la contribution du trajet direct il existe plusieurs solutions. La première est l'utilisation d'une mousse que l'on place entre le réseau d'émetteurs et de récepteurs. Cette solution, visible sur la Figure C.1 (a) et (b), n'est pas optimale car une partie des signaux des ondes directes est encore présente et la mousse est encombrante. La mousse diminue l'amplitude de l'onde directe d'un facteur 2 (comparaison entre (b) et (c)).

La seconde solution consiste à soustraire l'onde directe grâce à une mesure supplémentaire réalisée en champ libre sans la présence de la surface de réflexion. Cette soustraction est réalisée entre les signaux de cette mesure et ceux obtenus en présence de la surface. En théorie, cette opération permet de retirer les contributions des ondes directes dans leur totalité. Cela suppose une parfaite répétabilité des mesures. En pratique cette condition n'est pas vérifiée car nous travaillons en présence de bruits divers non contrôlables. Cette technique offre cependant des résultats meilleurs par rapport à la solution utilisant la mousse absorbante.

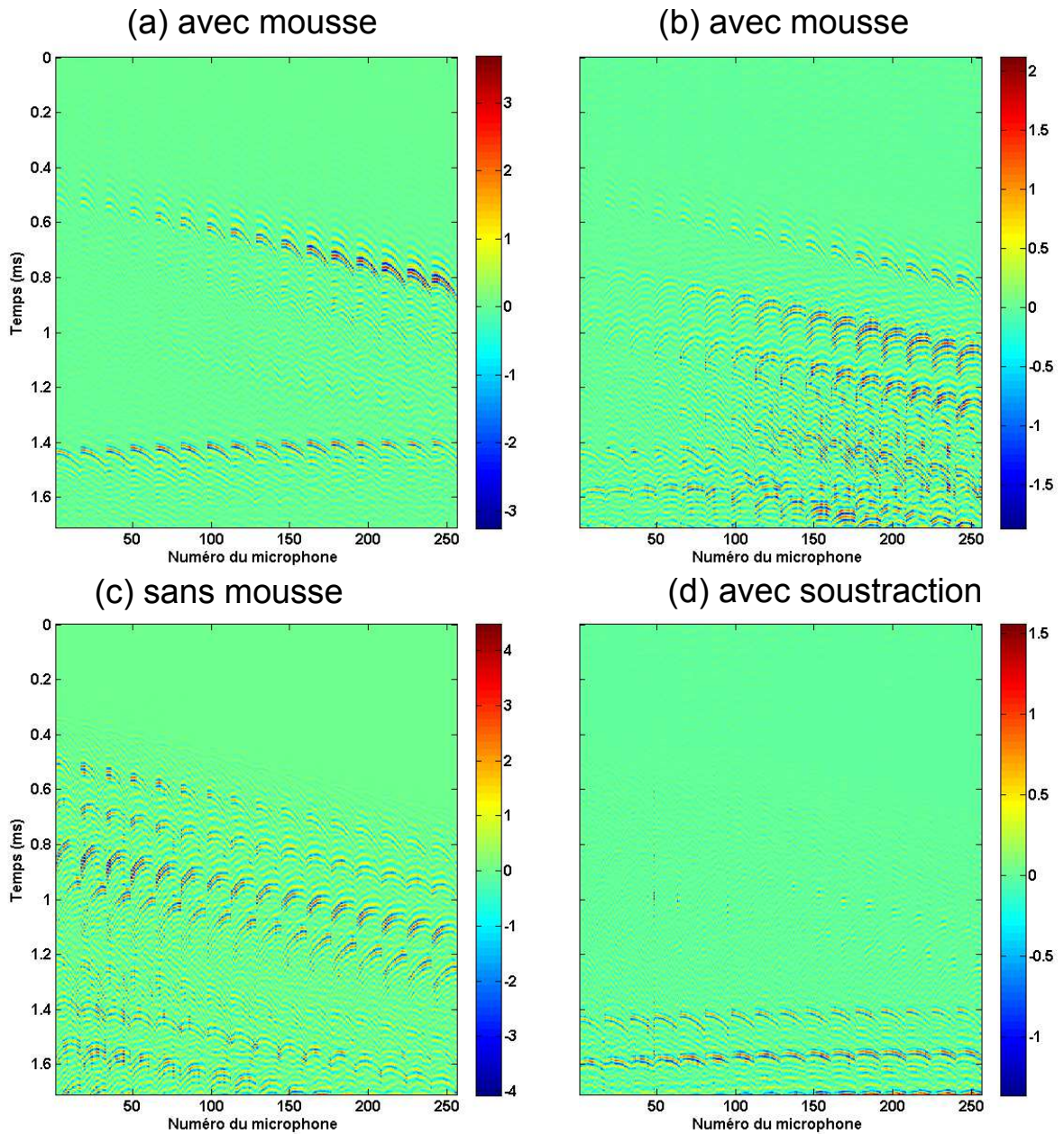


Figure C.1 : Résultats de l'expérience où le système insonifie une surface plane immobile. Représentation des signaux bruts après compression de l'impulsion. (a) Les paramètres d'acquisition sont $T_{chirp} = 2,56$ ms. Une mousse acoustique absorbante est placée entre les deux réseaux. Un seul émetteur émet (b). La mousse est toujours présente mais les paramètres d'acquisition changent : les transducteurs émettent séquentiellement avec $T_{chirp} = 850 \mu s$, $\tau_{délai} = 150 \mu s$. (c) Les paramètres d'acquisition sont identiques à (b) mais la mesure est effectuée sans mousse. (d) Les paramètres restent similaires à (b) mais la figure est obtenue par soustraction de la mesure en présence de la surface de réflexion et de celle en champ libre (sans mousse dans les deux cas).

La Figure C.2 compare l'image de la surface reconstruite à partir d'une mesure avec la présence de la mousse (première solution) et celle reconstruite à partir d'une mesure avec soustraction de l'onde directe (deuxième solution). Avec la mousse absorbante, l'image de la surface présente des artefacts, non présents sur l'image reconstruite à partir des signaux obtenus par soustraction.

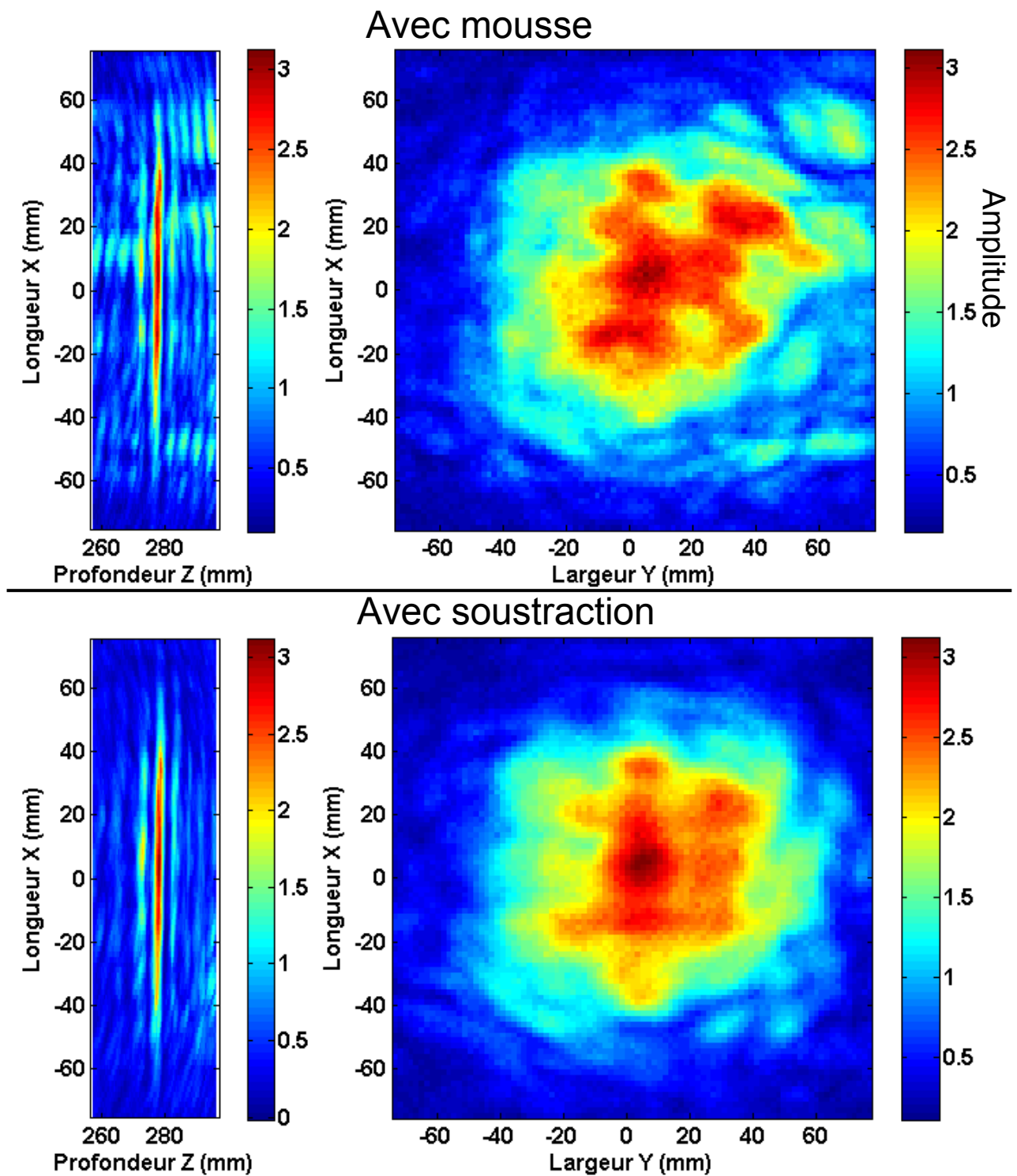


Figure C.2 : Images reconstruites à partir des signaux présentés à la Figure C.1 (b) et (d). Les paramètres d'acquisition sont les mêmes $T_{chirp} = 850 \mu s$, $\tau_{délai} = 150 \mu s$. Les paramètres de la formation de voies sont $(l \times L \times P) = (150 \times 150 \times 40) \text{ mm}^3$, $(p_x \times p_y \times p_z) = (1, 70 \times 1, 70 \times 0, 43) \text{ mm}^3$. En haut, les mesures sont faites avec la mousse absorbante pour atténuer l'onde directe (signaux correspondants à Figure C.1 (b)). En bas, les mesures sont faites en soustrayant le tir à vide permettant d'annuler l'onde directe (Figure C.1 (d)).

ANNEXE D

Bruit de déplacement et bruit de vitesse

En référence à la partie 3.2.2, la Figure D.1 compare le bruit de mesure entre la méthode du déplacement absolu et celle par intercorrélation. Sur la représentation temporelle, les contributions basses-fréquences en dessous de 10 Hz sont retirées. Quelle que soit la méthode employée, les valeurs efficaces du bruit de déplacement sont très proches.

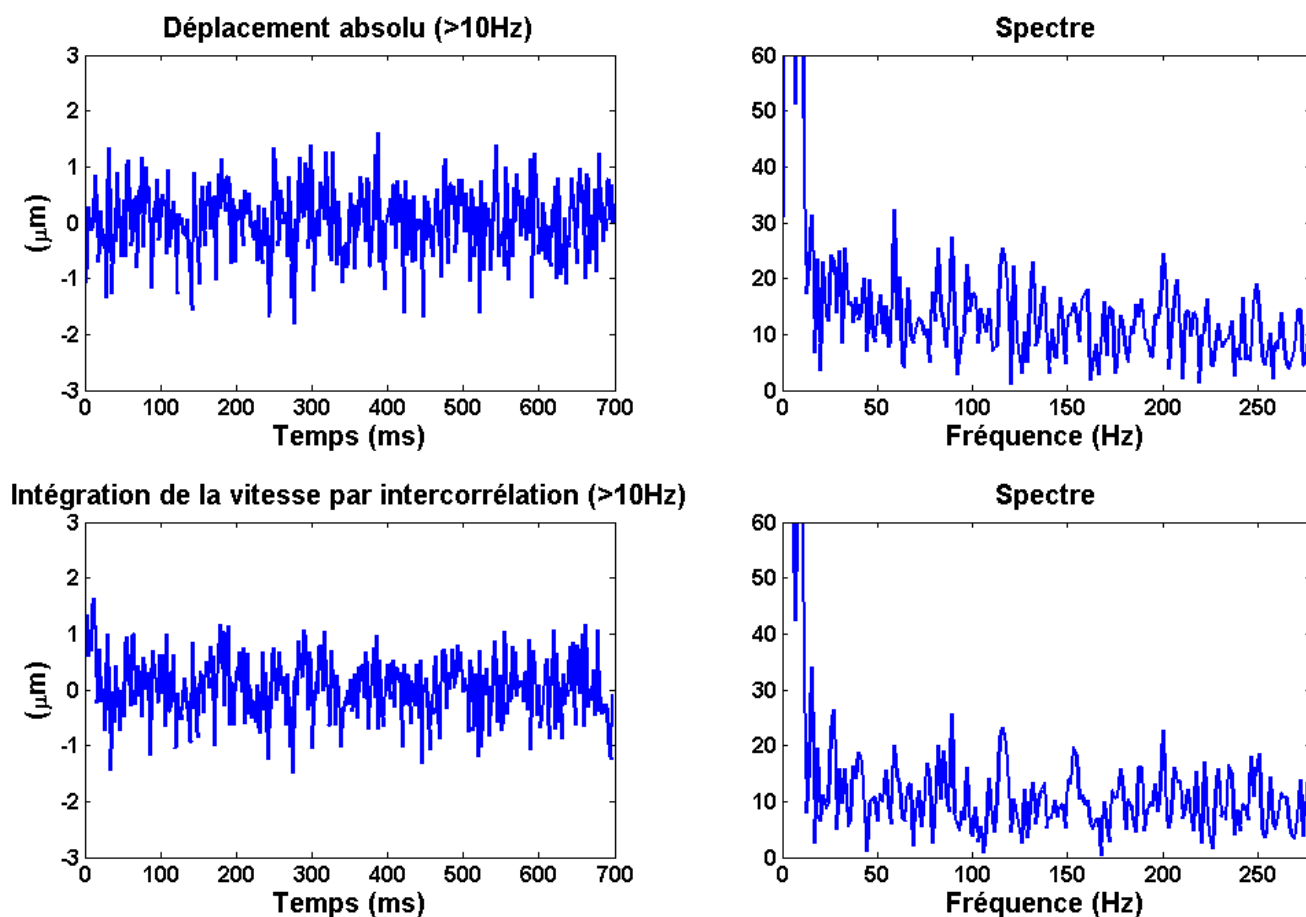


Figure D.1 : Comparaison entre la méthode du déplacement absolu et l'intégration de la vitesse estimée par intercorrélation. Les signaux temporels de déplacement ont été filtrés au dessus de 10 Hz. Ces signaux sont sélectionnés pour le pixel positionné au centre de l'image.

Sur la Figure D.2, le bruit en vitesse est présenté pour les deux méthodes. La particularité du bruit de vitesse est une augmentation de son amplitude avec la fréquence. Cet effet est attendu car la dérivation d'un signal entraîne un filtrage passe-haut et l'amplitude du bruit de déplacement est uniforme en fréquence.

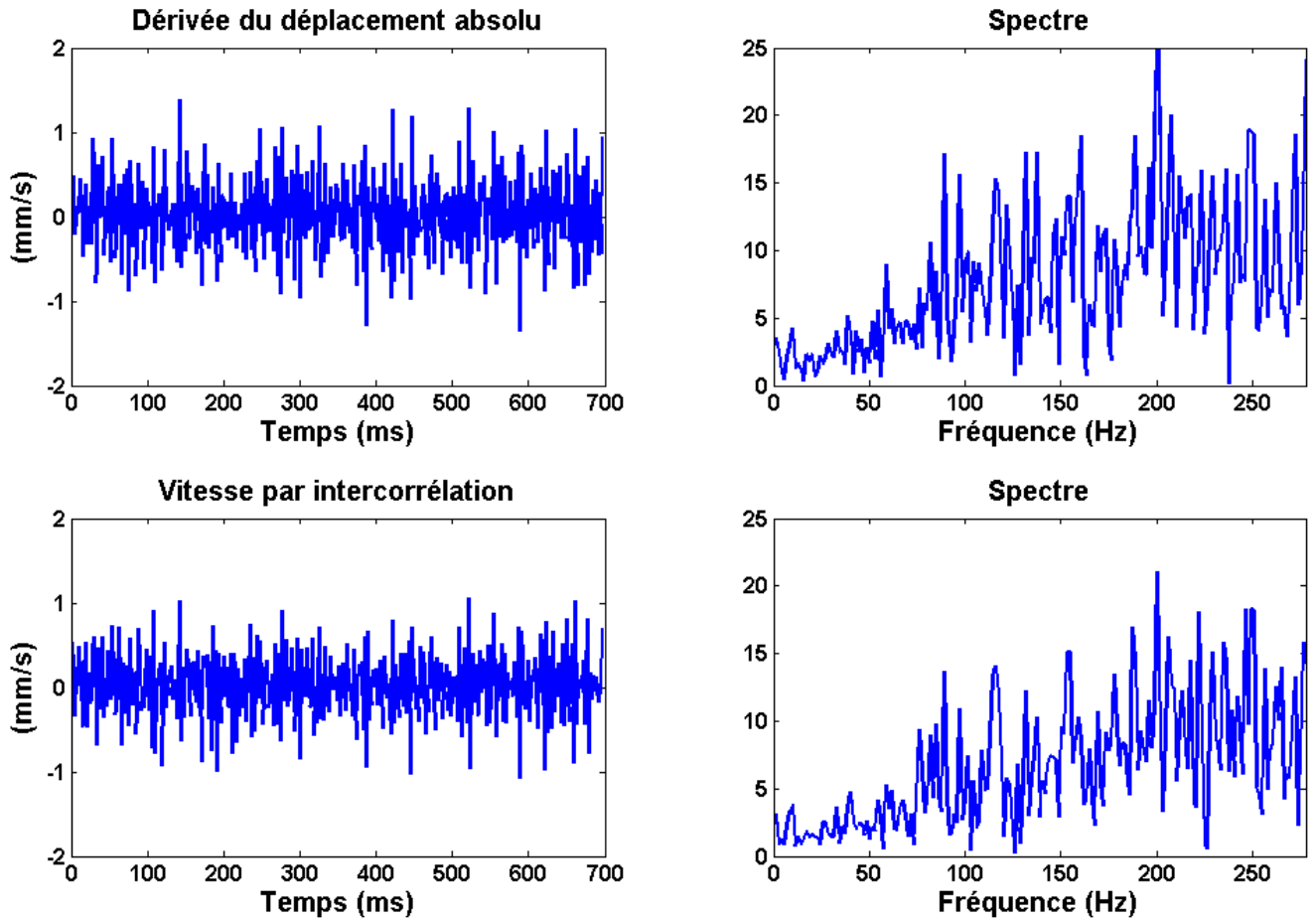


Figure D.2 : Comparaison entre le signal de vitesse obtenu à partir de la dérivation du déplacement absolu et le signal de vitesse obtenu par intercorrélacion. Ces signaux sont sélectionnés pour le pixel positionné au centre de l'image.

La comparaison des méthodes sur toute la surface de mesure est présentée sur la Figure D.3. La valeur efficace du bruit est du même ordre de grandeur pour les deux méthodes d'estimation, de l'ordre du micron pour le déplacement et du mm/s pour la vitesse. La principale différence entre les deux méthodes est la taille exploitable de l'estimation. Comme on a pu le voir avec le baffle rigide, la méthode par inter-corrélacion offre une plus large zone exploitable.

Une remarque intéressante est déduite de la comparaison du bruit de déplacement/vitesse obtenu sur une surface entièrement immobile (Figure D.3) et celui obtenu sur la partie immobile du baffle rigide correspondant à la surface à l'extérieur du piston (voir Figure 3.22 du chapitre 3). Nous constatons que la valeur efficace du bruit de déplacement/vitesse est bien plus importante lorsque le piston vibrant est présent au centre de la surface. Cette différence d'amplitude de bruit s'explique par la présence de lobes de focalisation sur l'image acoustique, du fait de la diffraction et de la discrétisation de notre ouverture. Chaque pixel de l'image contient des informations

provenant des lobes (en faible proportion si la focalisation est optimale). Les méthodes d'estimation du déplacement et de vitesse étant très sensibles au moindre déphasage, lorsque le piston vibrant est présent, le bruit de déplacement/vitesse calculé sur la surface immobile contient un signal parasite dû au mouvement du piston.

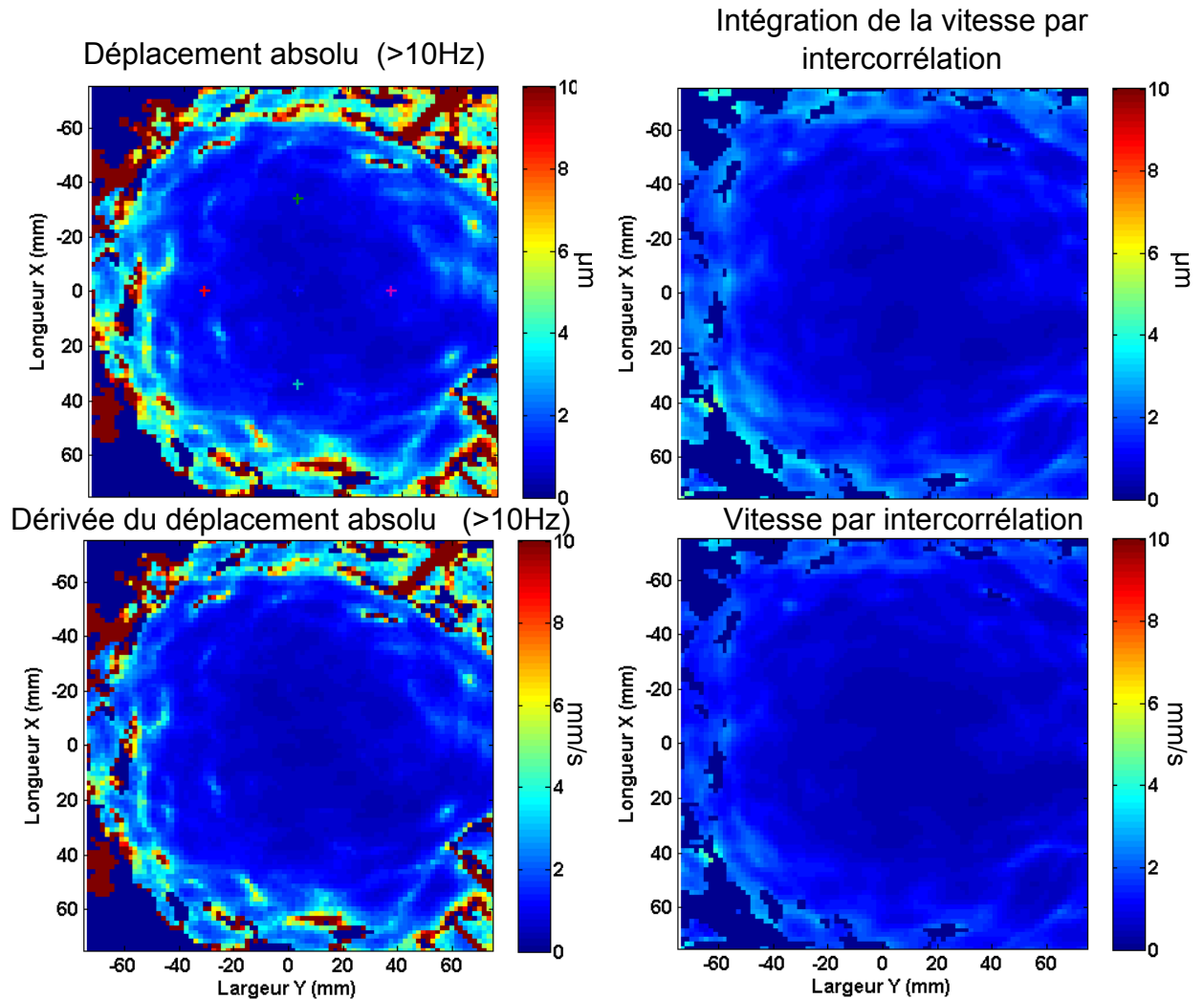


Figure D.3 : Comparaison du bruit de mesure entre les deux méthodes. Les images représentent la valeur efficace des amplitudes de déplacement et de vitesse. Avant le calcul de la valeur efficace, le déplacement est filtré au dessus de 10 Hz. Les axes sont bridés entre $[0 \ 10]$ μm en déplacement et entre $[0 \ 10]$ mm/s en vitesse.

Conception d'un imageur ultrasonore dans l'air pour la mesure des ondes basses-fréquences en surface du corps humain

Résumé : L'objectif des travaux présentés dans cette thèse est le développement d'un système d'imagerie ultrasonore fonctionnant dans l'air pour la mesure sans contact des mouvements vibratoires en surface du corps humain. L'étude des vibrations en surface de la peau ouvre plusieurs champs d'application. L'observation de la vitesse d'une onde de surface sur la peau à partir du film de propagation permet de caractériser l'élasticité de la couche superficielle ainsi que ses hétérogénéités. A partir de cette analyse, il est possible de détecter des objets cachés sur ou sous la peau, dans un objectif de sécurité. Une seconde application est l'observation des vibrations de surface engendrées par le battement cardiaque, la respiration et l'onde de pouls.

La réalisation d'un premier dispositif monovoie a permis la mesure locale de vibrations de l'ordre de la dizaine de microns. A partir de ces premiers travaux, nous avons construit un imageur ultrasonore 2D dans l'air à haute cadence d'imagerie. Il est constitué d'un réseau carré de 256 microphones et de 12 émetteurs. La principale nouveauté de notre approche repose sur l'imagerie d'une surface spéculaire. En effet, la rugosité de la peau est négligeable comparée aux longueurs d'onde de travail, de l'ordre du centimètre pour limiter l'atténuation dans l'air. Pour répondre à cette contrainte, l'imagerie est réalisée à partir de la formation de voies émission/réception par synthèse d'ouverture en utilisant une émission séquentielle d'ondes sphériques.

Après caractérisation du système, nous avons imagé la propagation d'une onde de surface sur un fantôme mimant le corps humain et l'interférence de cette onde avec un objet étranger. Une seconde version de l'imageur 2D, constituée de 36 émetteurs, a permis la mesure de la déformation du thorax lors du battement cardiaque ainsi que la propagation de l'onde de pouls au niveau de la carotide.

Mots-clés : *Imagerie ultrasonore dans l'air, ondes de surface, elastographie, mesure sans contact, ouverture synthétique, mesure de battement cardiaque.*

Design of an airborne ultrasonic imaging system for the observation of low-frequency surface waves on the human body

Abstract: The aim of the work presented in this dissertation is to develop an airborne ultrasonic system for the contactless measurement of vibrations on the human body surface. The vibration study of the skin surface opens several application fields. The visualization of the surface wave velocity on the skin from the propagation movie allows to characterize the superficial layer elasticity as well as its heterogeneities. From this analysis, objects hidden on or under the skin can be detected for a security purpose. A second application is the observation of the surface vibrations generated by the heartbeat, respiration and pulse wave.

The implementation of a first single-channel device allowed the local measurement of vibrations about ten microns order. From this initial work, we developed a 2D airborne ultrasonic imager with high frame rate. It is composed by a 256 microphones square array and by 12 piezoelectric transducers. The main innovation of our approach is the specular surface imaging. Indeed, the skin roughness is negligible compared to the working wavelength, of the centimeter order to limit the air attenuation. To resolve this issue, the imaging process is carried out with an emission/reception beamforming using synthetic aperture and achieved by a sequential emission of spherical waves.

After the system characterization, we imaged the surface wave propagation on a phantom mimicking the human body and the interference between this wave and a foreign object. A second version of the 2D imager, composed by 36 emitters, was applied to measure the deformation of the thorax during the heartbeat as well as the pulse wave propagation in the carotid artery.

Keywords: *Airborne ultrasound imaging, surface waves, elastography, contactless measurement, synthetic aperture, heartbeat measurement .*