



HAL
open science

L'imagerie échographique ultrarapide et son application à l'étude de la viscoélasticité du corps humain

Jeremy Bercoff

► **To cite this version:**

Jeremy Bercoff. L'imagerie échographique ultrarapide et son application à l'étude de la viscoélasticité du corps humain. Physics [physics]. ESPCI ParisTECH, 2004. English. NNT: . pastel-00001041

HAL Id: pastel-00001041

<https://pastel.hal.science/pastel-00001041>

Submitted on 25 Jan 2006

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.

UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
Ecole Doctorale de Physique Macroscopique

DOCTORAT DE PHYSIQUE

Spécialité : **Acoustique Physique**

JEREMY BERCOFF

**L'IMAGERIE ECHOGRAPHIQUE ULTRARAPIDE ET SON APPLICATION
A L'ETUDE DE LA VISCOELASTICITE DU CORPS HUMAIN**

Directeur de Thèse : Mathias FINK

Encadrants : Mickael Tanter, Claude Cohen-Bacrie

Soutenue le 17-12-2004

Jury :

M. Dominique Cathignol.

M. Claude Cohen-Bacrie

M. James Greenleaf.

M. Patrice Flaud

M. Mathias Fink.

M. Frédéric Patat.

M. Jean Pergrale

M. Mickael Tanter.

REMERCIEMENTS

Je remercie :

- Mathias Fink, pour la grande confiance qu'il m'a accordée tout en orientant ce travail et en y injectant ses idées et son enthousiasme aux moments clés. Un chef hors normes.
- Mickaël Tanter, pour être un concentré de compétences scientifiques et de gentillesse et pour avoir fait de ce travail au jour le jour un vrai régal.
- Maurice et Lolita Bercoff, mes parents, de m'avoir donné l'amour, la structure et l'équilibre pour me frayer un chemin tout en me laissant le choisir.
- Brigitte Bercoff, ma sœur, pour sa pertinence, ses conseils, son aide précieuse à la réalisation de ce manuscrit et sa ratatouille.
- Jessica Chamak, ma compagne, pour son amour immense, sa douceur, sa spontanéité, son soutien inconditionnel et sa relecture salvatrice.
- Tous mes amis, même s'ils ne sont pas ici nommément cités, pour m'avoir depuis plus de quinze ans soutenu, motivé et même façonné. Une part de ce travail leur revient.
- Claude Cohen-Bacrie, pour la liberté et la confiance qu'il m'a accordées tout au long ce travail, son aide et ses idées.
- Jean Pergrale, de m'avoir accueilli chez Philips, de son soutien toujours chaleureux et de m'avoir offert l'opportunité de présenter ces travaux de part le monde.
- M. Patrice Flaud, M. le président du jury, pour son honnêteté et son aura à la fois scientifique et humaine.
- James Greenleaf, d'avoir chaleureusement accepté de venir du Minnesota pour faire parti du jury et participer au folklore français.
- Frederic Patat et Dominique Cathignol d'avoir accepté la tâche ardue de rapporteur de cet épais manuscrit.
- Ralph Sinkus, pour son énergie, ses compétences scientifiques et sa clarté d'esprit.
- Delphine Palacio et Mathieu Pernot, de leur amitié et d'avoir eu le courage de collaborer avec moi au cours de ces trois ans.
- Ursula Johann, Marie Muller, Guillemette Ribay, les stagiaires que j'ai eu le plaisir d'encadrer, et qui ont contribué de manière très significative à ce travail.
- Stephan Catheline, Gabriel Montaldo, Jean François Aubry et Jean-Luc Gennisson pour leur contribution à ce travail, les discussions et les échanges que l'on a eus, pour leur amitié.
- Didier Cassereau, pour ses blagues et son aide informatique presque toujours désintéressée.
- Patricia Daenens, pour son aide précieuse dans la conception de gels et sa bonne humeur.
- Arnaude Cariou, pour sa gentillesse et sa compétence.
- Imane Boucenna, avec qui la collaboration scientifique a été un vrai plaisir.

TABLE DES MATIERES

I.	INTRODUCTION.....	10
I.A.	<i>Présentation</i>	10
I.B.	<i>L'imagerie échographique ultrarapide</i>	11
I.C.	<i>Structure de la thèse</i>	15
	PREMIERE PARTIE.....	20
	METHODES POUR L'IMAGERIE ULTRARAPIDE	20
II.	L'IMAGERIE ULTRARAPIDE POUR L'ECHOGRAPHIE : LE MODE « MULTIBEAM ».....	24
II.A.	<i>Le Mode « Multibeam »</i>	24
II.B.	<i>Le Filtre Inverse comme outil d'optimisation du mode multibeam</i>	35
II.C.	<i>Quelques pistes pour améliorer la qualité d'imagerie du mode multibeam</i>	49
III.	L'IMAGERIE ULTRARAPIDE POUR LA DETECTION DE MOUVEMENTS RAPIDES : LE MODE ONDE PLANE.....	58
III.A.	<i>Détection de mouvement en imagerie échographique ultrarapide</i>	59
III.B.	<i>Influence du mode Onde Plane sur la détection de mouvement</i>	64
III.C.	<i>Le mode Onde Plane avec Compound Ultrasonore</i>	70
III.D.	<i>Conclusion</i>	75
	DEUXIEME PARTIE.....	76
	APPLICATION DE L'IMAGERIE ULTRARAPIDE A L'ETUDE DE L'ELASTICITE DES TISSUS MOUS.....	76
IV.	INTRODUCTION A L'ELASTOGRAPHIE.....	80
IV.A.	<i>Les limites de l'échographie au travers d'un l'exemple: le cancer du sein</i>	80
IV.B.	<i>L'Elastographie: principes</i>	85
IV.C.	<i>Les différentes techniques d'Elastographie</i>	89
IV.D.	<i>Conclusion</i>	97
V.	L'ELASTOGRAPHIE IMPULSIONNELLE : PRINCIPES ET VALIDATION IN VIVO.....	102
V.A.	<i>L'Elastographie Impulsionnelle</i>	102
V.B.	<i>Validation In Vivo</i>	110
VI.	SUPERSONIC SHEAR IMAGING (SSI)	124
VI.A.	<i>La force de radiation ultrasonore dans les tissus biologiques</i>	125
VI.B.	<i>Imagerie ultrarapide d'ondes de cisaillement générées par la force de radiation ultrasonore</i>	137
VI.C.	<i>Une solution élégante : Le Mode Supersonique</i>	143
VI.D.	<i>Variations sur le Mode Supersonique</i>	150
VII.	VALIDATION EXPERIMENTALE ET APPLICATIONS DE SSI : ETUDES IN VITRO ET IN VIVO... 158	
VII.A.	<i>Validation de SSI en milieu hétérogène : Etudes In vitro</i>	158

VII.B.	<i>Applications In Vivo</i>	163
VII.C.	<i>Couplage avec l'hyperthermie</i>	169
TROISIEME PARTIE		178
ETUDE DE LA VISCOSITE		178
VIII.	INTRODUCTION A LA VISCOELASTICITE	182
VIII.A.	<i>Généralités</i>	182
VIII.B.	<i>Viscoélasticité</i>	182
VIII.C.	<i>Etude rhéologique des tissus biologiques par Elastographie transitoire</i>	188
VIII.D.	<i>Variation et mesure de la viscosité</i>	192
IX.	L'INFLUENCE DE LA VISCOSITE SUR LES ONDES DE CISAILLEMENT: ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE	196
IX.A.	<i>Dérivation de la fonction de Green viscoélastique</i>	196
IX.B.	<i>Simulation de Green en milieu viscoélastique : Validation théorique et expérimentale</i>	202
IX.C.	<i>Discussion</i>	211
X.	IMAGERIE DE LA VISCOELASTICITE DES TISSUS MOUS : ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE	220
X.A.	<i>Problème inverse viscoélastique</i>	220
X.B.	<i>Application à l'imagerie des propriétés viscoélastiques</i>	228
QUATRIEME PARTIE		238
VERS L'ELASTOGRAPHIE 3D		238
XI.	MESURE VECTORIELLE DE MOUVEMENT PAR INTERFEROMETRIE ULTRASONORE	242
XI.A.	<i>Problématique</i>	242
XI.B.	<i>Théorie</i>	243
XI.C.	<i>Mise en œuvre expérimentale</i>	251
XI.D.	<i>Optimisation de la mesure</i>	255
XI.E.	<i>Résultats en temps réel</i>	259
XI.F.	<i>Conclusion</i>	261
XII.	ELASTOGRAPHIE 3D	266
XII.A.	<i>L'Elastographie par IRM</i>	266
XII.B.	<i>Adaptation de l'expérience à l'imagerie échographique</i>	270
XII.C.	<i>Résultats et Discussion</i>	273
XIII.	CONCLUSION	280
XIII.A.	<i>L'imagerie ultrarapide</i>	280
XIII.B.	<i>Supersonic Shear Imaging</i>	281
XIII.C.	<i>Perspectives</i>	283

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Sommaire :

I.A. PRESENTATION.....	10
I.B. L'IMAGERIE ECHOGRAPHIQUE ULTRARAPIDE.....	11
I.B.1. L'IMAGERIE ECHOGRAPHIQUE : DU MODE STANDARD AU MODE ULTRARAPIDE.....	11
I.B.2. L'ECHOGRAPHE ULTRARAPIDE.....	15
I.C. STRUCTURE DE LA THESE	15
I.C.1. PREMIERE PARTIE : L'IMAGERIE ULTRARAPIDE.....	16
I.C.2. DEUXIEME PARTIE : APPLICATION DE L'IMAGERIE ULTRARAPIDE A LA MESURE DE L'ELASTICITE DES TISSUS	16
I.C.3. TROISIEME PARTIE : LE ROLE DE LA VISCOSITE DANS LA DYNAMIQUE DES TISSUS BIOLOGIQUES.....	17
I.C.4. QUATRIEME PARTIE : VERS UNE APPROCHE TRIDIMENSIONNELLE DU PROBLEME.....	17

I. INTRODUCTION

I.A. Présentation

Etendre les capacités de diagnostic des échographes est d'un intérêt fondamental pour l'avenir de l'imagerie médicale. L'échographie possède, en effet, trois atouts qui la distinguent nettement des autres techniques d'imagerie (CT, IRM, rayons X...):

- Son coût. Elle se base sur une technologie très peu chère.
- Sa faculté à imager le corps en temps-réel.
- Son caractère non irradiant et inoffensif pour le corps humain.

De nombreux groupes de recherche se sont penchés sur une utilisation plus intelligente des ultrasons, et ce dans divers domaines : la caractérisation des os [1-3], l'imagerie fonctionnelle du cerveau [4], la thérapie par ultrasons [5, 6] ou la détection de cancers [7].

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce cadre de recherche et propose d'explorer les méthodes et les possibilités qu'offrirait une échographie à cadence d'imagerie très élevée. Il est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire Ondes et Acoustique (LOA) et Philips.

La technologie des échographes est aujourd'hui conçue pour fournir une cadence d'imagerie légèrement supérieures à la persistance rétinienne, typiquement entre 20 et 60 Hz en radiologie et jusqu'à 100 ou 200 Hz en cardiologie. Les échographes sont, de plus, devenus des systèmes très fins et très complexes. Parfaitement optimisés pour les fonctionnalités et les modes d'imageries proposés, ils fournissent une imagerie de très haute qualité (illustrée Figure I-1) mais permettent difficilement des modifications substantielles des séquences ultrasonores qui composent ces modes.

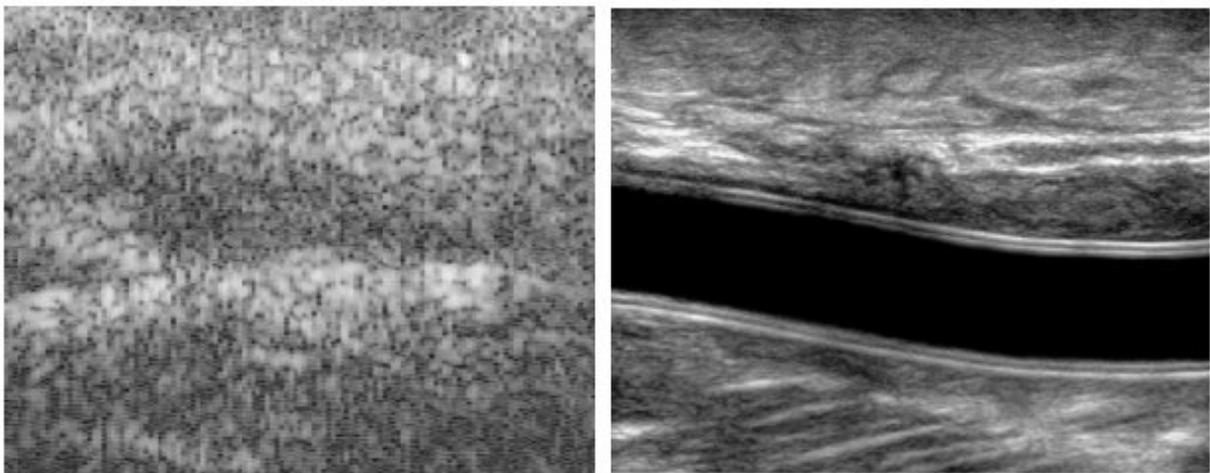


Figure I-1: progrès de l'échographie sur une quinzaine d'années illustrés sur des images donnant une coupe longitudinale de carotides. Les contours et les structures tissulaires sont mieux définis, le grain de l'image nettement plus fin et le contraste significativement amélioré.

L'utilisation de cadences plus élevées (>1000 Hz) ouvre la voie à un champ d'investigation expérimental nouveau mais inenvisageable avec un échographe standard. Pour mener ces études, le LOA a développé un outil échographique aux caractéristiques totalement opposées à celles des produits commerciaux : un système non optimisé donc moins performant mais totalement ouvert et programmable. Il permet d'atteindre des cadences d'images échographiques nettement supérieures, de l'ordre de plusieurs milliers de Hz (on parle alors de cadences ultrarapides). Comment exploiter de telles cadences ? Peut-on en extraire de nouvelles informations aujourd'hui inaccessibles ? Les travaux menés au LOA depuis quelques années permettent de proposer une réponse originale : ces cadences pourraient servir à une imagerie quantitative des propriétés mécaniques du corps humain. Et cela pourrait permettre d'augmenter de manière significative la richesse du diagnostic échographique. L'échographie est aujourd'hui capable de fournir des images de la structure et de la morphologie des organes humains. Elle propose également des modes fonctionnels permettant d'imager les flux sanguins et d'en diagnostiquer des pathologies. Mais elle est complètement insensible aux propriétés mécaniques des organes. La dureté des tissus est pourtant un paramètre reflétant très souvent l'existence d'une pathologie cancéreuse. Les lésions du sein ne peuvent-elles pas être détectées en évaluant leur dureté par palpation manuelle ? Ce projet a donc pour objectif principal d'étudier une méthode ultrasonore donnant une cartographie des paramètres mécaniques des tissus biologiques en exploitant les cadences ultrarapides de l'imagerie échographique. Cette méthode pourrait permettre à l'échographie de devenir un véritable outil de diagnostic autonome pour les pathologies cancéreuses des organes humains. La section suivante introduit les notions fondamentales qui ont guidé ces travaux et notamment les modes d'imageries échographiques qui ont été envisagés pour parvenir à des cadences ultrarapides.

I.B. L'imagerie échographique ultrarapide

I.B.1. L'imagerie échographique : du mode standard au mode ultrarapide

La cadence d'un mode d'imagerie est déterminée par la façon d'acquérir une image échographique, c'est-à-dire par la séquence ultrasonore d'illumination du milieu considéré. Nous analysons ici les différentes stratégies d'illumination envisagées sur les échographes ainsi que leur répercussion sur la cadence d'images. En partant du mode d'imagerie le plus commun, appelé mode « standard », nous présentons les méthodes utilisées aujourd'hui afin d'accélérer la cadence d'imagerie pour aboutir finalement au mode « onde plane », solution permettant d'atteindre les cadences maximales en échographie et fondement de tout nos travaux. Ce paragraphe est aussi une occasion de définir le vocabulaire et les notions que nous utiliserons tout au long de ce manuscrit.

I.B.1.a) Le mode standard

Classiquement, l'image d'une coupe bidimensionnelle du corps humain est acquise en éclairant séquentiellement le milieu le long de différentes lignes avec des faisceaux ultrasonores focalisés. Ces

faisceaux sont créés par une barrette ultrasonore composée généralement d'un ensemble de N petits transducteurs piezo-électriques contrôlés électroniquement par l'échographe ($64 < N < 256$, pour une barrette linéaire). Le principe d'acquisition d'une ligne ultrasonore est illustré Figure I-2.

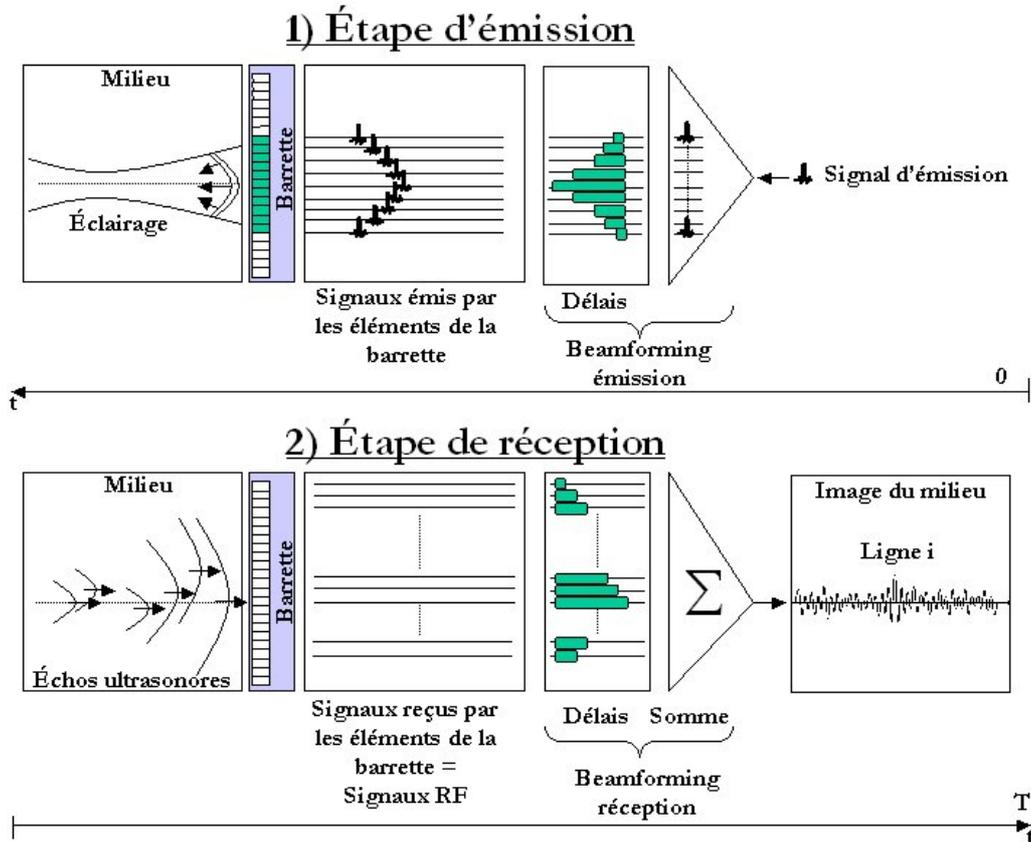


Figure I-2: Principe d'acquisition d'une ligne de l'image échographique

On y distingue deux étapes :

- **L'émission**

Un faisceau ultrasonore, focalisé à une profondeur donnée, éclaire progressivement une ligne du milieu. Ce faisceau est créé via l'émission, par les transducteurs (ou éléments) de la barrette, d'un jeu de signaux identiques décalés dans le temps les uns par rapport aux autres. La loi de retards imposant ces décalages est calculée pour que tous les signaux arrivent à la focale du faisceau en même temps. Le processus, réalisé par l'échographe, qui consiste à calculer cette loi et à générer le faisceau ultrasonore focalisé le long de la ligne, est appelé « beamforming en émission » (littéralement formation de faisceaux).

- **La réception**

Les signaux rétrodiffusés par le milieu suite à cet éclairage ultrasonore sont enregistrés par les N éléments de cette même barrette et numérisés. La matrice de données spatio-temporelles ainsi

récupérée sur les N voies de l'échographe est appelée matrice de « signaux RF » (Radio-Fréquence). Elle contient la signature acoustique brute de la ligne du milieu éclairée par le faisceau. Le processus permettant de reformer l'image acoustique de la ligne à partir de ces signaux RF est appelé « beamforming en réception » (ou formation de voies). Il consiste d'abord à décaler les signaux dans le temps de manière à mettre en phase toutes les réponses acoustiques provenant d'une profondeur donnée de la ligne, puis à sommer ces signaux sur l'ensemble des voies de l'échographe de manière à estimer la signature acoustique d'un volume élémentaire du milieu situé à la profondeur en question. Le beamforming en réception n'est pas optimisé pour une seule focale comme en émission mais s'adapte à chaque profondeur de la ligne en changeant dynamiquement les lois de retards en réception à mesure que les échos ultrasonores provenant de différentes profondeurs arrivent sur les éléments de la barrette. On parle alors de « beamforming dynamique » ou « de focalisation dynamique en réception ».

Ces deux étapes d'acquisition sont alors réitérées pour chaque ligne de l'image échographique, cette dernière n'étant qu'une juxtaposition de l'ensemble des lignes ultrasonores ainsi calculées. Le nombre de lignes d'une image échographique est généralement identique au nombre de transducteurs N de la barrette échographique utilisée. Le temps d'acquisition de la signature acoustique d'une ligne de l'image est fixé par le temps d'aller-retour des signaux ultrasonores jusqu'à la profondeur maximale imagée. Il est de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes. En supposant la vitesse des ultrasons de 1500 m.s^{-1} et une profondeur d'image de 60 mm, ce temps est de $80 \mu\text{s}$. Le temps d'acquisition d'une image échographique ne peut donc être inférieur à N fois le temps d'acquisition d'une ligne. Il est classiquement de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. En supposant une barrette linéaire de 128 éléments, ce temps est de 10 ms dans l'exemple envisagé, ce qui revient à une cadence maximale d'imagerie de 100 Hz. Cette séquence ultrasonore standard, tout à fait adaptée aux exigences de l'imagerie temps-réel, est aujourd'hui utilisée par tous les échographes car elle fournit une qualité d'image optimale tout en minimisant le prix de la technologie des appareils. En effet, les lignes étant acquises séquentiellement, il suffit d'une seule chaîne de traitement, adaptable à chaque illumination, pour réaliser le processus de beamforming en réception.

I.B.1.b) De la nécessité d'augmenter la cadence en imagerie échographique

Compte tenu des ordres de grandeur de cadences donnés ci-dessus ($< 100 \text{ Hz}$), le mode standard semble totalement adapté à une imagerie bidimensionnelle temps-réel. Il était, pour ses performances et son faible coût, pratiquement le seul mode d'acquisition utilisé en échographie. L'arrivée, au début des années 2000, d'échographes capables de fournir des images tridimensionnelles en temps réel a changé la donne. Le nombre de lignes ultrasonores à acquérir pour fournir une image échographique de tout un volume du corps humain est 50 à 100 fois plus important que pour un plan. Les cadences d'images, en mode standard, tombaient alors à quelques Hertz, voire moins, les modes fonctionnels, tels que l'imagerie couleur des flux sanguins, étant inenvisageables. De nouvelles stratégies d'illuminations du milieu ont dû être considérées. La solution la plus simple, déjà proposée au début des années 1980 par Shattuck *et al.* [8]

et utilisée aujourd’hui sur les échographes, consiste à illuminer le milieu avec un faisceau large couvrant plusieurs lignes ultrasonores et à traiter en parallèle les signaux ultrasonores pour former simultanément plusieurs lignes de l’image échographique. La cadence d’images est alors multipliée par le nombre P de lignes reçues simultanément par un même faisceau transmis. Ce mode, très simple pour l’émission, impose une contrainte technologique aux échographes : être capable de traiter P lignes en parallèle. Cette capacité, appelée « *multiligne* », est aujourd’hui en général de $P=4$ sur les échographes modernes. Les cadences des modes ont pu ainsi être multipliées par 4, permettant de fournir une imagerie tridimensionnelle temps-réel de bonne qualité. Des modes fonctionnels tels que l’imagerie 3D couleur des écoulements sanguins sont cependant encore inaccessibles avec de telles cadences. La prochaine génération d’échographes pourra probablement supporter du *multiligne* 16x, et permettra de fournir une imagerie 3D couleur des flux sanguins ainsi que des modes mixtes 3D (fonctionnel et imagerie temps réel simultanément). Cette stratégie d’illumination du milieu, si elle est simple à mettre en oeuvre, induit une dégradation de la qualité de l’image par rapport au mode standard, d’autant plus importante que le faisceau d’émission est large.

I.B.1.c) Le mode onde plane

La méthode d’élargissement des faisceaux d’émission pour augmenter la cadence d’imagerie peut être poussée à l’extrême : on génère alors un faisceau de la largeur de barrette. Cela équivaut alors à l’émission d’une onde plane éclairant l’ensemble du milieu en une seule fois. Ceci est illustré Figure I-3.

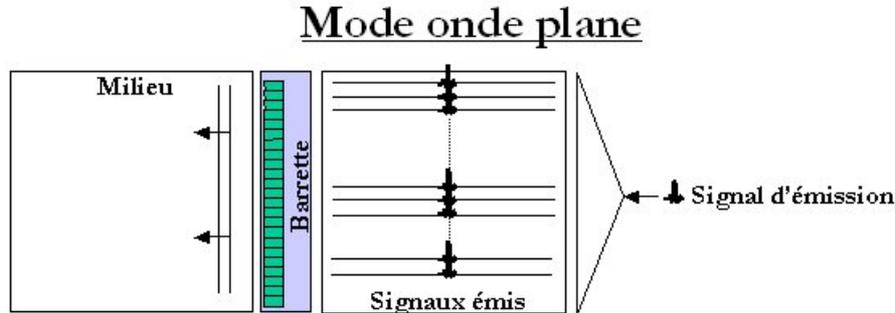


Figure I-3: principe du mode onde plane

Ce mode, appelé mode onde plane, a déjà été proposé par Lu [9, 10]. Il permet d’atteindre des cadences d’images extrêmement élevées : jusqu’à 10000 Hz pour une zone de 60 mm de profondeur. Son inconvénient majeur est qu’il ne peut être envisagé avec un échographe commercial car il impose un traitement en parallèle de toutes les lignes de l’image, c’est-à-dire quelques centaines pour une imagerie bidimensionnelle, quelques milliers pour une imagerie tridimensionnelle. Le LOA a développé un prototype, appelé dans ce manuscrit « échographe ultrarapide », capable de synthétiser un tel mode d’imagerie. Nous le présentons dans le paragraphe suivant.

I.B.2. L'échographe ultrarapide

Le prototype du LOA est composé de 128 voies électroniques, indépendantes et entièrement programmables. Chaque voie possède une mémoire vive interne de 2 Mo pour stocker les signaux ultrasonores. L'ensemble se pilote par un ordinateur grâce au logiciel Matlab. Les signaux sont échantillonnés à 50 MHz et numérisés en échelle logarithmique sur 8 bits (+ 1 de signe). Des sondes ultrasonores de 128 éléments dont la fréquence centrale reste inférieure à 15 MHz peuvent être utilisées. Il permet la réalisation de n'importe quel type de séquence ultrasonore et l'émission de n'importe quelle forme de signaux temporels. Contrairement à un échographe classique, rien n'est traité en temps réel. Les signaux RF acquis sont stockés dans les mémoires des voies puis transférés dans l'ordinateur. Le beamforming en réception et les traitements complémentaires sont entièrement gérés en software sur l'ordinateur. La taille des mémoires du prototype permet d'enregistrer 150 à 300 images échographiques par acquisition ultrasonore. La Figure I-4 donne un schéma d'une configuration expérimentale type.

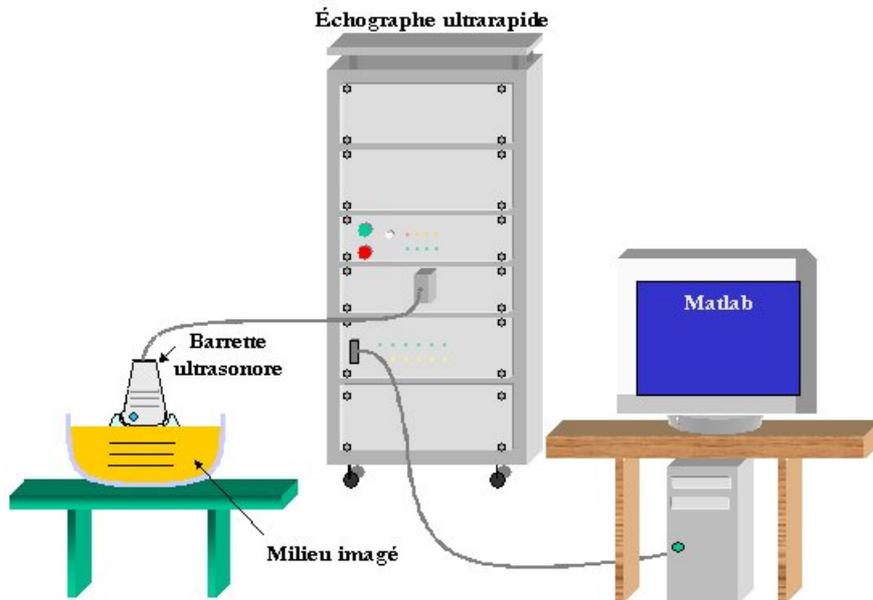


Figure I-4: échographe ultrarapide du LOA

Cet échographe, en fournissant une souplesse totale sur l'acquisition et le traitement des données ultrasonores, permet en particulier de mettre en oeuvre le mode onde plane et d'atteindre, expérimentalement, les cadences d'imagerie ultrarapides que nous allons exploiter dans ces travaux.

I.C. Structure de la thèse

L'objectif de ce travail de thèse est double. D'une part l'étude des enjeux et outils pour la mise en oeuvre d'une échographie à cadence d'acquisition élevée (nommée ici imagerie échographique ultrarapide), adaptable aussi bien aux modes d'imagerie qu'aux modes fonctionnels (détection et quantification de

mouvements par échographie). D'autre part continuer, à la lumière de cette étude sur l'imagerie ultrarapide et à partir des travaux déjà effectués au LOA, l'élaboration de l'une de ses applications les plus prometteuses : la mise en place d'une technique échographique de cartographie quantitative des propriétés mécaniques des tissus. Ce manuscrit expose ces travaux en quatre parties dont le contenu est détaillé ci-dessous.

I.C.1. Première partie : l'imagerie ultrarapide

L'augmentation de la cadence d'imagerie en échographie doit être abordée de manière différente selon le type d'application envisagé : les exigences d'un mode d'imagerie pure ne sont pas les mêmes que celles d'un mode fonctionnel destiné à une mesure de mouvements d'un phénomène donné (écoulements sanguins, vibrations mécaniques...). En mode d'imagerie échographique pure, la qualité de l'image finale est le critère central d'évaluation des performances du système. Une augmentation de cadence ne peut se faire au détriment d'une trop grande dégradation de la qualité de l'image. C'est pourtant ce que l'on observe aujourd'hui avec l'utilisation de faisceaux ultrasonores larges. Le chapitre II de ce manuscrit propose une nouvelle approche pour augmenter la cadence d'imagerie tout en minimisant la dégradation de la qualité de l'image : le mode d'illumination multi-faisceaux (ou « multibeam »). Ses performances sont quantifiées et comparées aux modes standard et onde plane. Un algorithme d'optimisation, basé sur le filtre inverse spatio-temporel, rend le mode plus performant et plus robuste. Bien qu'un peu plus coûteux technologiquement que l'illumination par faisceaux larges, ce mode se révèle plus souple et donne des résultats très prometteurs. En mode fonctionnel, les exigences de qualité (résolution de l'image...) deviennent un enjeu moins crucial comparées à la capacité du système à détecter le mouvement désiré. Dans ce cas le critère central du mode échographique est la valeur de la cadence d'imagerie. Le chapitre III étudie donc la possibilité et les performances d'une détection de mouvement à partir d'une imagerie ultrarapide. Nous analysons en particulier les conséquences de la dégradation de la qualité de l'image échographique sur la mesure de mouvement, tout en envisageant des solutions pour y remédier. Ce chapitre a avant tout pour objectif de vérifier la faisabilité d'une détection de mouvement robuste et cohérente en imagerie ultrarapide. Il est essentiel pour la suite des travaux, qui sont une mise en application de ce mode fonctionnel.

I.C.2. Deuxième partie : application de l'imagerie ultrarapide à la mesure de l'élasticité des tissus

En s'appuyant sur les outils développés au chapitre III, nous étudions dans cette deuxième partie une application prometteuse de l'imagerie échographique ultrarapide : le développement d'une technique capable d'estimer les paramètres mécaniques des tissus biologiques. L'étude des propriétés mécaniques des tissus peut en effet être d'une grande aide au diagnostic médical compte tenu de la forte corrélation existant entre l'élasticité de certains tissus et leur état pathologique. Encore inexistantes sur les appareils d'imagerie médicale aujourd'hui, des méthodes pour estimer ces paramètres sont en cours d'étude aujourd'hui et constituent un domaine de recherche appelé Elastographie. Le premier chapitre de cette

partie (chapitre IV) est une introduction aux principes de l'Elastographie. En s'appuyant sur la physique des tissus biologiques, nous détaillons les principes de base des méthodes élastographiques et présentons les principales techniques qui en sont issues. De son côté, le Laboratoire Ondes et Acoustiques étudie depuis quelques années une technique, appelée Elastographie Impulsionnelle, basée sur l'imagerie échographique ultrarapide, capable de fournir une estimation quantitative des paramètres mécaniques des tissus mous. Cette technique repose sur la génération et l'imagerie d'ondes mécaniques de cisaillement impulsionnelles dans le corps. Après avoir présenté les principes de l'Elastographie impulsionnelle, nous étudions au chapitre V, la faisabilité, les performances et les limites de celle-ci en conditions cliniques. A la lumière des résultats obtenus, plusieurs modifications de la technique ont dû être envisagées, notamment sur la stratégie de génération des ondes de cisaillement. Ces modifications substantielles nous ont amené à introduire une nouvelle technique, baptisée Supersonic Shear Imaging (SSI), qui repose sur les mêmes bases physiques que la précédente mais plus robuste, plus performante et mieux adaptée aux exigences cliniques. Le chapitre VI présente la technique de SSI, détaille ses caractéristiques et la compare à l'Elastographie impulsionnelle. Enfin, le chapitre VII est dédié à la validation et aux applications de cette nouvelle technique d'estimation des propriétés élastiques des tissus.

I.C.3. Troisième partie : le rôle de la viscosité dans la dynamique des tissus biologiques

La plupart des techniques d'élastographie, dont la SSI, n'ont jusqu'à présent cherché qu'à estimer l'élasticité des tissus, celle-ci pouvant aider à la détection de pathologies. L'élasticité n'est pas, en revanche, un paramètre permettant de caractériser les pathologies cancéreuses. La malignité d'une tumeur n'est pas corrélée à la dureté de celle-ci. Nous avons donc cherché dans cette partie à enrichir le diagnostic fourni par la SSI en étudiant si un autre paramètre mécanique, la viscosité, pouvait être estimé. Et ce dans l'espoir de parvenir à une méthode de caractérisation tumorale. Cette étude est décomposée en deux étapes :

- d'une part la compréhension et la modélisation de l'influence de la viscosité sur la dynamique des tissus biologiques et en particulier sur la propagation d'ondes de cisaillement impulsionnelles. Ceci sera traité au chapitre IX.
- d'autre part l'étude théorique et expérimentale d'un algorithme de calcul de cartes de viscosité des tissus à partir des données fournies par la SSI, détaillée au chapitre X.

Ces deux parties sont précédées d'une introduction aux phénomènes viscoélastiques et à la rhéologie des tissus mous présentés au chapitre VIII.

I.C.4. Quatrième partie : vers une approche tridimensionnelle du problème

Enfin, compte tenu de l'arrivée récente de l'imagerie tridimensionnelle sur les échographes commerciaux, nous avons voulu, dans cette dernière partie, élargir notre étude et lancer quelques pistes pour estimer la faisabilité et la qualité de techniques élastographiques 3D basées sur les ultrasons. Pour cela nous avons développé, au chapitre XI, un outil de mesure de mouvement vectoriel indispensable à l'implémentation échographique de technique élastographique tridimensionnelle. Le chapitre XII montre la première mise

en oeuvre expérimentale d'une technique élastographique 3D basée sur l'échographie. Les résultats obtenus nous serviront de base de réflexion pour comprendre quelle est la meilleure stratégie à adopter pour les techniques élastographiques du futur.

PREMIERE PARTIE

METHODES POUR L'IMAGERIE ULTRARAPIDE

Cette première partie introduit des méthodes et des outils pour l'imagerie ultrarapide. Au chapitre II, nous proposons une approche pour augmenter la cadence d'imagerie tout en minimisant la dégradation de la qualité des images échographiques qui en résulte. Cette approche, appelée « multibeam », est conçue pour le mode d'imagerie classique et répond aux exigences de l'échographie aujourd'hui qui cherche des méthodes nouvelles pour accélérer les acquisitions ultrasonores et fournir une imagerie tridimensionnelle temps-réel de haute qualité. Au chapitre III, nous nous intéressons de plus près aux dégradations engendrées par l'imagerie ultrarapide et à ses répercussions sur le mode échographique fonctionnel. Nous évaluons en particulier la qualité des mesures de mouvements par échographie aux cadences imposées par le mode onde plane (> 1000 Hz). Cette étude est une étape indispensable avant d'envisager les applications potentielles du mode onde plane présentées par la suite.

CHAPITRE II

L'IMAGERIE ULTRARAPIDE POUR L'ECHOGRAPHIE : LE MODE « MULTIBEAM »

Sommaire :

II.A.	LE MODE « MULTIBEAM »	24
II.A.1.	PRINCIPE.....	24
II.A.2.	ETUDE QUANTITATIVE EXPERIMENTALE DE LA QUALITE DU MODE MULTIBEAM.....	26
II.A.3.	MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DU MODE D’IMAGERIE MULTIBEAM.....	31
II.A.4.	DISCUSSION.....	33
II.B.	LE FILTRE INVERSE COMME OUTIL D’OPTIMISATION DU MODE MULTIBEAM	35
II.B.1.	POSITION DU PROBLEME.....	35
II.B.2.	LE FILTRE INVERSE SPATIO-TEMPOREL	36
II.B.3.	APPLICATION A UNE FOCALISATION SIMPLE	39
II.B.4.	APPLICATION DU FILTRE INVERSE AU MODE MULTIBEAM.....	44
II.B.5.	CONSEQUENCE DE L’UTILISATION DU FILTRE INVERSE SUR LES IMAGES ECHOGRAPHIQUES	
	48	
II.C.	QUELQUES PISTES POUR AMELIORER LA QUALITE D’IMAGERIE DU MODE MULTIBEAM 49	
II.C.1.	LES EXCITATIONS CODEES	50
II.C.2.	LE FILTRE INVERSE EN RECEPTION	51
II.C.3.	TRAITEMENT D’IMAGE : PARCA	53

II. L'IMAGERIE ULTRARAPIDE POUR L'ECHOGRAPHIE : LE MODE « MULTIBEAM »

La nécessité d'augmenter la cadence d'imagerie des échographes, mise évidence au premier chapitre, est confrontée aux exigences, en terme de qualité d'image, du mode d'imagerie « écho » standard. Ces exigences représentent un enjeu crucial pour la qualité du diagnostic fourni par l'image échographique. Les solutions qui existent aujourd'hui, les moins coûteuses technologiquement, ne sont pas nécessairement les meilleures ni les plus évolutives. La plupart se basent sur l'émission d'un faisceau ultrasonore large éclairant une zone étendue et le traitement en parallèle de plusieurs lignes de l'image contenues dans cette zone. Les limites en cadence sont alors fixées par le nombre de lignes que l'échographe est capable de traiter en parallèle. Ce nombre est aujourd'hui de l'ordre de 4 sur un échographe standard et devrait atteindre 16 dans un futur proche (on parle alors de *multiligne* 16x). Ces approches, vu la largeur du faisceau d'émission, dégradent la qualité de l'image en terme de résolution et de contraste. Nous proposons d'étudier ici une solution minimisant cette dégradation appelée le mode « multibeam » ou multi-faisceaux. Il consiste, au lieu d'éclairer le milieu avec un seul faisceau large, à focaliser plusieurs faisceaux simultanément le long de plusieurs lignes de l'image. Plus coûteux d'un point de vue technologique, ce mode peut être étudié grâce aux émetteurs programmables de l'échographe ultrarapide. Nous évaluons donc dans ce chapitre les performances du mode multibeam et quantifions les dégradations d'images qu'il entraîne en le comparant au mode d'imagerie séquentiel standard et au mode d'illumination plane (II.A). Nous exposons ensuite (II.B) une méthode, basée sur l'utilisation du filtre inverse spatio-temporel, pour optimiser ce mode et illuminer ainsi le milieu de la façon la plus propre possible. Enfin nous proposons quelques pistes pour adapter à ce mode le beamforming et le traitement des signaux en réception (II.C), avec l'objectif de s'approcher au plus près de la qualité de l'imagerie standard.

II.A. Le Mode « Multibeam »

II.A.1. Principe

- **Emission**

Le mode multibeam proposé ici consiste :

- à focaliser simultanément un nombre N de faisceaux ultrasonores le long de lignes séparées dans l'espace. La distance choisie entre les faisceaux est la plus grande possible dans le cadre des limites géométriques imposées par la barrette ultrasonore et de la taille de la zone imagée afin de limiter les interférences constructives entre faisceaux.
- à répéter cette séquence de proche en proche en décalant le jeu de faisceaux d'une ligne à chaque fois pour former l'ensemble de l'image échographique.

La Figure II-1 illustre ce principe pour $N=3$. Par rapport à une séquence d’imagerie classique, le nombre d’illuminations nécessaires pour former une image entière est divisé par N . La cadence d’imagerie s’en trouve donc multipliée par N .

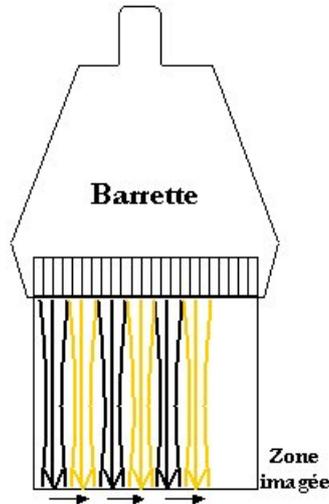


Figure II-1: Principe du mode Multibeam. Le groupe de faisceaux est translaté ligne par ligne pour acquérir l’ensemble des signaux et former une image complète.

Un exemple de signaux d’émission temporels à appliquer sur chacun des éléments de la barrette pour le mode multibeam est donné Figure II-2 et comparé aux signaux d’émission d’une focalisation simple.

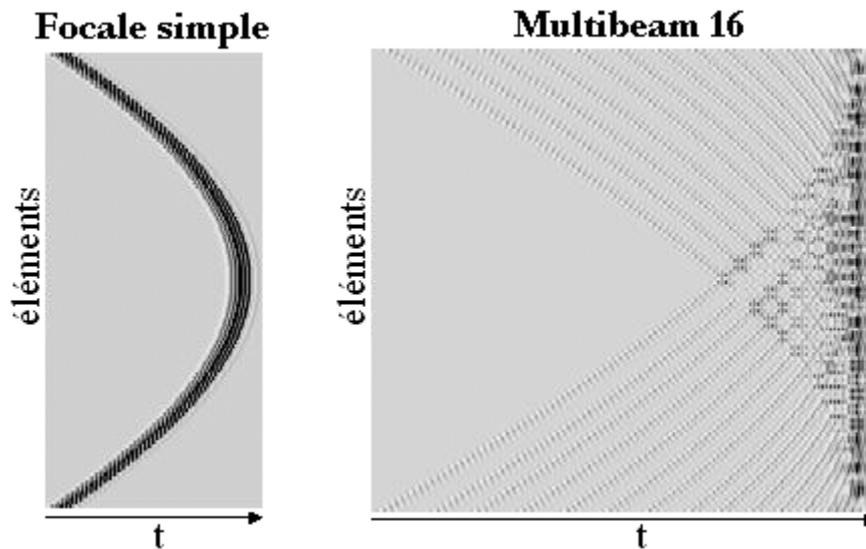


Figure II-2: signaux d’émission pour une focalisation simple (gauche) et un mode Multibeam avec $N=16$.

L’exemple illustré concerne un mode multibeam avec $N=16$ (que nous appellerons par la suite Multibeam 16x). Les signaux d’émission correspondent à la somme des 16 lois focales correspondant aux 16

faisceaux, le tout convolué par le train d'onde temporel choisi (ici 4 oscillations à 4.3 Mhz). Précisons que la somme exacte de ces lois imposerait une amplitude de signal plus grande aux intersections des lois focales que le long d'une loi donnée. Pour ne pas perdre d'énergie acoustique, nous préférons considérer une somme approchée en nivelant l'amplitude du signal aux intersections par l'amplitude moyenne des signaux qui s'intersectent. Plus le nombre de faisceaux simultanés est élevé plus l'erreur de focalisation (par rapport à la somme exacte des lois) est importante. Comme nous le montrerons par la suite, elle reste cependant négligeable pour $N \leq 16$.

- **Réception**

Le traitement des signaux en réception est identique à celui de l'imagerie classique : un beamforming ligne par ligne à partir des signaux RF enregistrés par l'échographe ultrarapide. Le beamforming des lignes éclairées simultanément se fait en parallèle à partir de la même matrice de signaux RF.

- **Le nombre N**

Le nombre N de faisceaux qui illuminent simultanément le milieu est le paramètre central du mode multibeam. La cadence d'imagerie ainsi que la qualité d'images fournies par ces modes dépendent directement de N. Augmenter N a plusieurs conséquences : d'un côté cela accroît la cadence d'imagerie d'un facteur N, de l'autre cela entraîne une dégradation de la qualité de l'image obtenue que l'on se doit de quantifier. Nous étudions ici trois modes différents : $N = 4, 8$ et 16 . Ces modes sont choisis pour leur aptitude à élever la cadence d'imagerie de manière significative tout en gardant l'erreur de focalisation mentionnée plus haut négligeable et en collant aux capacités de traitement des échographes futurs. Les caractéristiques de ces modes sont évaluées en fonction de N et comparées à celles des modes classique et onde plane.

II.A.2. Etude quantitative expérimentale de la qualité du mode Multibeam.

La qualité d'un mode d'imagerie échographique se quantifie selon quatre paramètres : la résolution temporelle, la résolution de l'image, la sensibilité et le contraste. Nous précisons ici la définition de chacun de ces paramètres (en se basant sur un document d'origine industrielle [11]) et calculons leur valeur pour chaque mode d'imagerie envisagé (classique, multibeam 4x, 8x et 16 x et mode onde plane).

- **Résolution temporelle**

La résolution temporelle est liée à l'aptitude du système à imager des objets en mouvement. Elle mesure le mouvement le plus rapide détectable par le système d'imagerie. Elle est fixée par la cadence d'imagerie du système. Elle peut dépendre également d'éventuels filtrages temporels comme par exemple le moyennage d'images successives par « compound » ultrasonore. Ignorant ces derniers, la Figure II-3 donne des ordres de grandeurs de la résolution temporelle (ou de la cadence d'image) du système pour les différents modes considérés (valeurs estimées dans le cadre d'une imagerie échographique 2D):

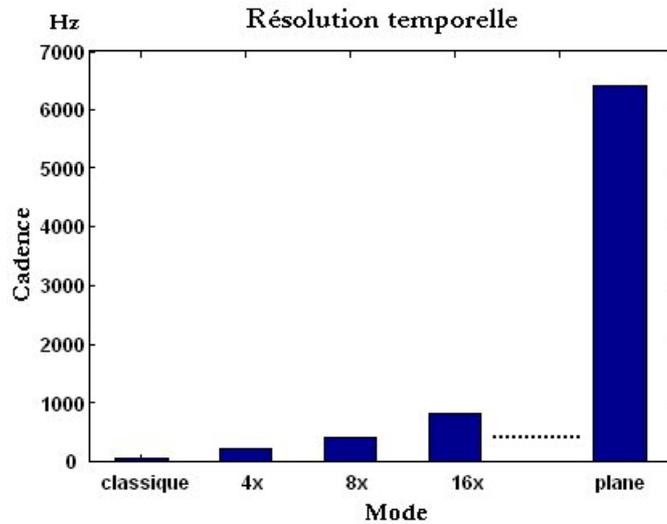


Figure II-3: évolution de la résolution du système en fonction du mode d'imagerie considéré.

Les valeurs sont calculées à partir d'une cadence d'imagerie classique typique de référence égale à 50 Hz. Cette dernière valeur pouvant varier en fonction des caractéristiques de la sonde et de la profondeur d'image considérées (ici de 60 mm). Le mode onde plane permet d'atteindre des cadences très élevées (de 5000 Hz à 10000 Hz en configuration optimale) et est par conséquent capable de détecter des mouvements extrêmement rapides. Ce mode, ainsi que ses applications, seront envisagés dans les chapitres suivants. Les modes multibeam proposent, eux, des cadences 4 à 16 fois plus élevées que le mode standard (ici entre 200 et 800 Hz) et peuvent se révéler très intéressants pour des modes d'imageries volumiques ou pour la visualisation d'écoulements sanguins en 3D.

- **Résolution de l'image**

La résolution de l'image, ou résolution spatiale, est une mesure de la distance minimale entre deux réflecteurs distinguables sur l'image échographique. On la quantifie en mesurant la largeur du lobe principal de la réponse impulsionnelle du système et ce dans la direction axiale (résolution axiale) ainsi que dans la ou les directions latérales (résolution latérale). Expérimentalement elle se mesure en estimant la largeur à -10 dB du pic créé par un réflecteur fort dans le milieu d'étude. La Figure II-4 montre une coupe latérale des pics d'amplitudes créés par un réflecteur fort pour le mode classique, un mode multibeam 16x et le mode onde plane dans un milieu contenant une distribution aléatoire de réflecteurs faibles (à l'origine du speckle acoustique). On constate que la résolution du mode d'imagerie est dégradée pour le mode onde plane (largeur à -10 dB de 0.83 mm) par rapport aux autres modes (largeur à -10 dB de 0.41 mm). Il n'y a en revanche aucune dégradation de la résolution entre le mode multibeam 16x et le mode d'imagerie classique (c'est également vrai pour les deux autres modes multibeam), ce qui en fait un mode potentiellement très intéressant. Enfin, notons que la résolution axiale reste identique pour les trois modes vu que le train d'onde temporel émis est le même.

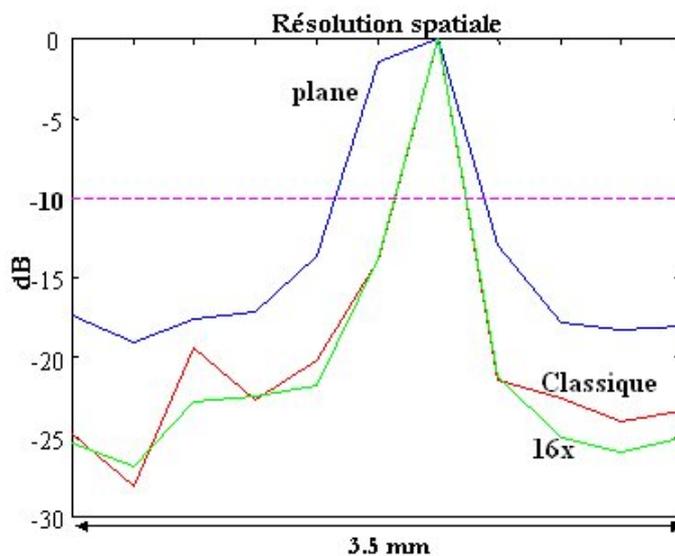


Figure II-4: résolution spatiale latérale des différents modes

- **Sensibilité**

La sensibilité d'un système d'imagerie échographique traduit sa capacité à visualiser des objets d'échogénéicité très faible. Elle mesure l'amplitude du signal le plus faible détectable sur l'image échographique. Elle est quantifiable par la mesure de la profondeur de pénétration du système. Cette dernière se définit soit comme la profondeur à laquelle le rapport signal sur bruit (SNR) descend sous la barre des 6 dB soit comme la distance à laquelle le coefficient de corrélation, provenant de la corrélation entre deux images identiques du même milieu, descend au dessous de 0.8. La profondeur de pénétration a été mesurée pour l'ensemble des modes envisagés dans cette étude. Deux images expérimentales ont été acquises pour chaque mode dans un milieu homogène. Ces deux images ont ensuite été corrélées ligne par ligne et le coefficient de corrélation a été calculé à chaque profondeur et pour chaque ligne de l'image. L'évolution de la moyenne du coefficient de corrélation sur l'ensemble des lignes de l'image en fonction de la profondeur est montrée Figure II-5 pour l'ensemble des modes d'imagerie. On en déduit l'évolution de la profondeur de pénétration en fonction du mode envisagé (montrée Figure II-6). On remarque que cette profondeur chute légèrement du mode classique aux modes multibeam (de 4mm) et est d'autant plus faible que le nombre de faisceaux du mode multibeam augmente (1mm entre le mode 4x et 16x). Elle chute de manière nettement plus conséquente quand on passe au mode onde plane (de 15 mm) puisqu'il n'y a alors plus de focalisation en émission. L'utilisation d'un mode multibeam impose ainsi une dégradation tout à fait minime de la sensibilité du système échographique, probablement due aux approximations faites sur le champ d'émission ultrasonore (mentionnées au II.A.1) qui n'est pas une somme exacte de lois focales.

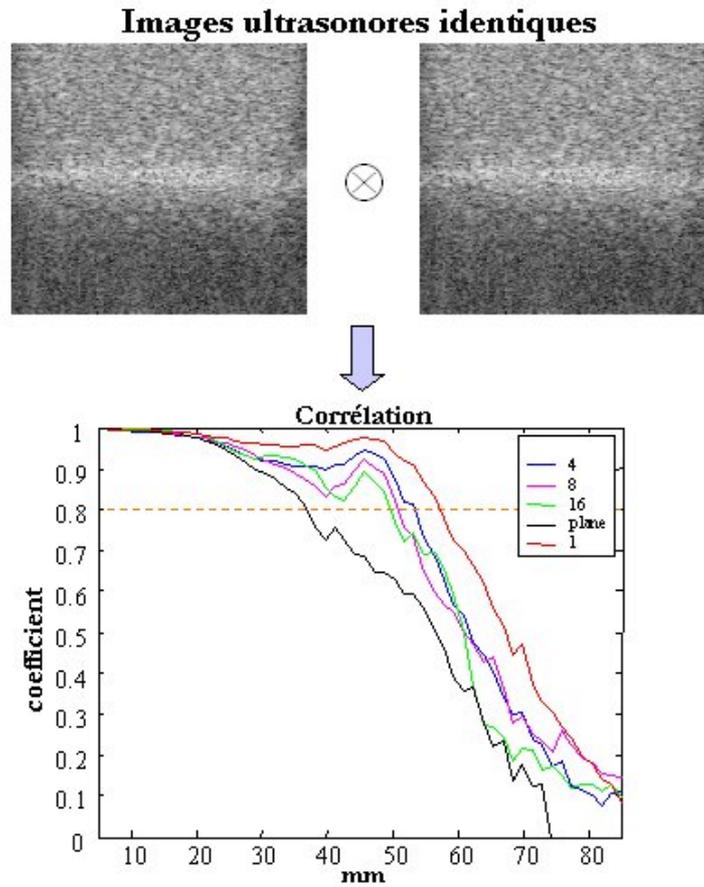


Figure II-5: évolution du coefficient de corrélation en fonction de la profondeur pour tous les modes d'imageries (avec une focale à 45mm).

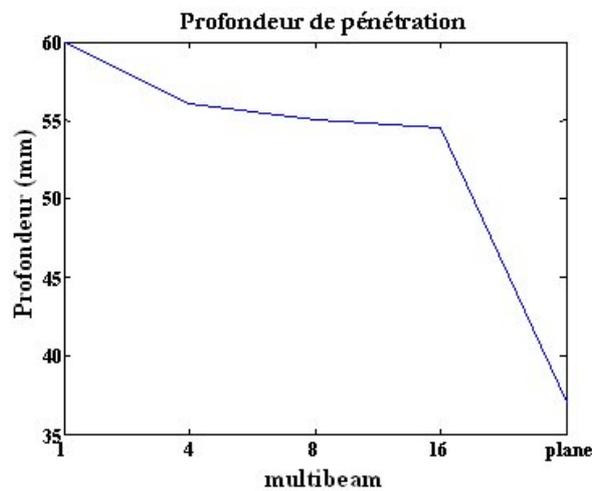


Figure II-6: Profondeur de pénétration en fonction du mode envisagé.

Combinées à une résolution aussi bonne qu'en mode classique, ces solutions multi-faisceaux apparaissent comme un moyen de plus en plus prometteur pour augmenter la cadence d'imagerie. Reste à quantifier les pertes en contraste.

- **Contraste**

Il existe deux façons d'appréhender le contraste d'une image échographique. La première se rapporte à la capacité du système à distinguer les différences d'échogénéicité entre deux zones voisines du milieu. Cette capacité, nécessaire pour distinguer différents types de tissus par exemple, est surtout liée aux caractéristiques du speckle de l'image ultrasonore : taille, variance.... Elle peut être améliorée par des techniques de compound spatial en particulier. Nous ne nous y intéresserons pas ici, la statistique du speckle ne changeant pas fondamentalement entre les différents mode d'imagerie (mais plutôt en fonction de l'angle d'illumination). Une deuxième piste à étudier, important dans notre cas, pour l'évaluation du contraste est la capacité du système à détecter des zones anéchoïques ou de très faible échogénéicité en présence d'objet à haute échogénéicité tout autour. Des signaux hors axe (communément appelés « clutter ») peuvent remplir les zones de l'image où sont situés ces objets anéchoïques, les rendant moins détectables et dégradant le contraste final de l'image. Ces signaux sont généralement engendrés par l'éclairage de zones qui ne devraient pas l'être, par exemple par les lobes secondaires du faisceau acoustique ou par d'éventuels lobes de réseaux de la barrette utilisée. Or le mode multibeam tout comme le mode onde plane, de par leur nature, illuminent le milieu en plusieurs zones différentes créant pour chaque ligne de l'image une très forte probabilité de présence de signaux hors axe. Il est donc essentiel de quantifier la dégradation engendrée par les modes proposés. Cela se quantifie en estimant un paramètre appelé CTR (Clutter to Total Energy Ratio). Il se définit comme le logarithme du rapport entre l'énergie dans les zones anéchoïques de l'image (donc provenant de signaux hors axe) et l'énergie totale de l'image. Considérons donc un milieu homogène ayant une inclusion anéchoïque de 20 mm. L'image de ce milieu obtenue expérimentalement avec un mode multibeam 16x est donnée Figure II-7 (image A) et juxtaposée à la même image dans laquelle on a enlevé les signaux ultrasonores présents dans l'inclusion anéchoïque (image B).

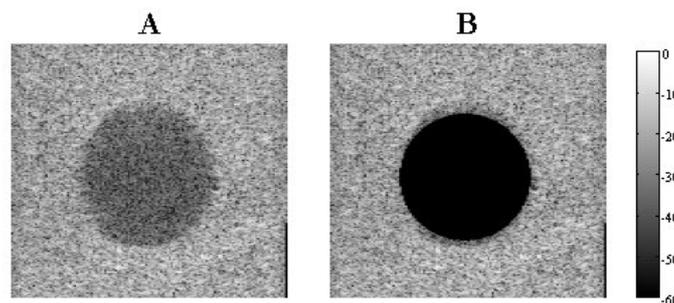


Figure II-7: image en mode multibeam d'une inclusion anéchoïque.

Le contraste se calcule alors selon la formule :

$$CTR = 20 \log_{10} \frac{E_A}{E_B}$$

où E_A et E_B sont les énergies des images A et B.

La Figure II-8 donne l’évolution de la valeur du CTR en fonction du mode d’imagerie considéré. La courbe confirme bien la diminution du contraste de l’image avec l’augmentation de la cadence d’image. Le CTR diminue linéairement avec le nombre N jusqu’à N=16. On constate en revanche qu’au-delà le contraste ne se dégrade plus. Le mode multibeam 16x est par conséquent équivalent au mode onde plane en terme de contraste.

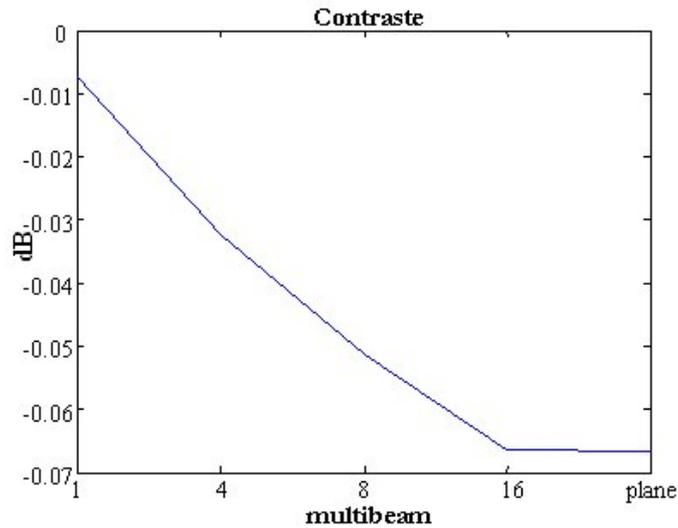


Figure II-8: évolution du contraste en fonction du mode d’imagerie

Notons que cette définition est peu naturelle puisque la valeur du CTR dépend de la taille de l’inclusion anéchoïque considérée et donne des variations de quelques centièmes de dB entre les différents modes. Une estimation de la densité d’énergie parasite (Clutter) aurait été plus appropriée. Nous avons cependant choisi de conserver les définitions données par le document industriel [11] par souci d’homogénéité. Au final, le seul paramètre significativement affecté par l’utilisation du mode multibeam est le contraste, les autres restant très proche de leur valeur en mode standard.

II.A.3. Mise en œuvre expérimentale du mode d’imagerie Multibeam

Le mode multibeam apparaît donc comme une solution intéressante pour augmenter la cadence d’imagerie d’un système échographique tout en gardant une qualité d’image satisfaisante. Il ne dégrade ni la résolution ni la sensibilité du système quel que soit le nombre N envisagé. Il y a en revanche un compromis à trouver entre contraste de l’image et la cadence d’imagerie, sachant qu’au delà de N=16 on ne peut pas plus dégrader le contraste. De manière à rendre ces considérations plus consistantes, nous avons réalisé des images expérimentales d’un phantom de calibration échographique (ATS 550) mis à disposition par Philips. Ce phantom possède des inclusions anéchoïques de différentes tailles pour estimer le contraste ainsi que les réflecteurs forts séparés par des distances variables pour estimer la résolution axiale et latérale. La Figure II-9 montre des images d’une même zone de ce phantom pour tous les types d’imagerie envisagés.

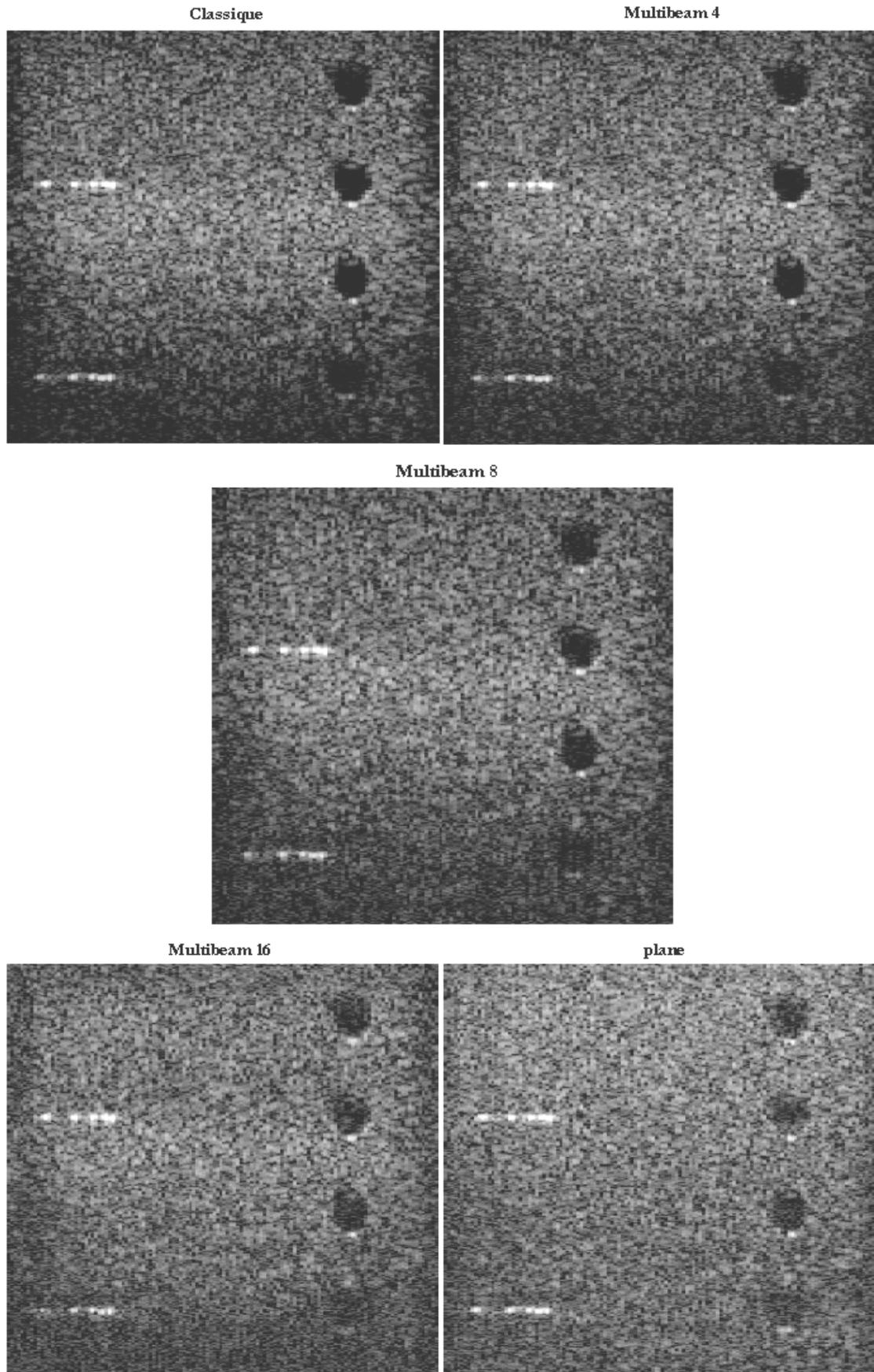


Figure II-9: images du phantom Philips pour les différents modes d'imagerie

Signalons qu’avec la barrette linéaire utilisée (Vermon, 4.3 MHz, 128 éléments, pas de 0.33mm), la distance entre les lignes éclairées simultanément par un jeu de faisceaux est respectivement de 32λ , 16λ et 8λ (soit 10.6, 5.3 et 2.65 mm) pour les modes multibeam 4x , 8x et 16x (λ étant la longueur d’onde).

On peut déduire de ces images les conclusions suivantes :

- Le mode multibeam 4x permet d’obtenir une qualité d’image tout à fait comparable au mode classique tout en multipliant la cadence d’image par 4. C’est donc un mode extrêmement intéressant dans des cas où la cadence doit être augmentée tout en gardant des exigences de qualité très fortes sur l’image.
- Le mode multibeam 16x est un mode à cadence très élevée (pouvant dépasser 1000 Hz en imagerie 2D) ayant un contraste dégradé mais une résolution et une sensibilité très bonne. Il peut être intéressant pour des modes d’imagerie fonctionnelle 3D exigeant une cadence d’image assez haute.
- Enfin le mode multibeam 8x est un compromis entre les deux.

II.A.4. Discussion

Une manière très simple de comprendre les performances de ces différents modes, notamment les dégradations en contraste, est d’analyser les réponses impulsionnelles de diffraction des modes multibeam aussi bien en émission qu’en émission-réception. Ces réponses peuvent être étudiées en simulation à l’aide du logiciel Field II. Ce logiciel, gratuit, développé par Jensen [12] et basé sur le formalisme des réponses impulsionnelles [13], permet de simuler des champs acoustiques dans des milieux à vitesse homogène. C’est un outil idéal pour modéliser et étudier le comportement de systèmes échographiques.

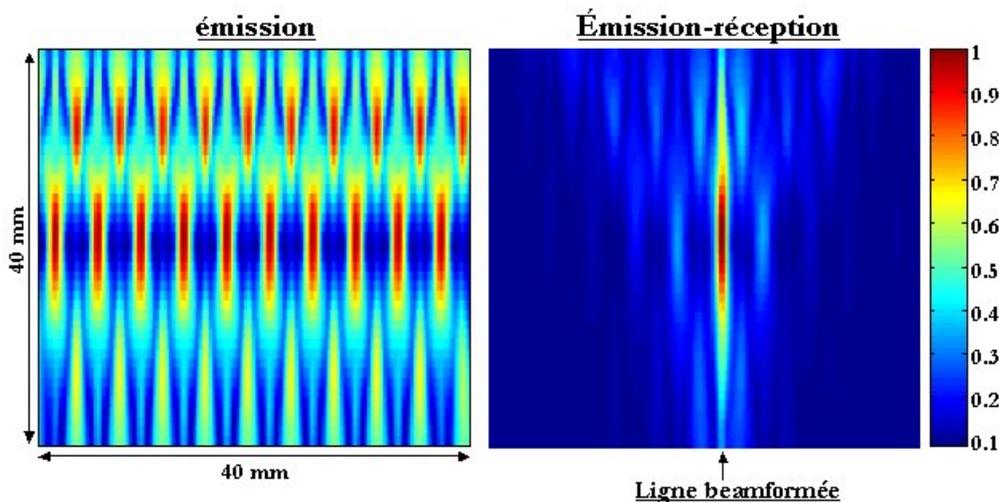


Figure II-10: distribution spatiale des réponses impulsionnelles de diffraction en émission (gauche) et en émission-réception (droite) pour le mode multibeam 16x.

Deux paramètres sont donc analysés :

- la distribution spatiale de la réponse impulsionnelle de diffraction en émission. Elle correspond au maximum temporel du champ de pression induit dans le milieu par la focalisation des N faisceaux du mode multibeam considéré.

- La distribution spatiale de la réponse impulsionnelle en émission-réception qui représente les zones ayant une contribution sur les signaux ultrasonores après émission du champ multifaisceaux puis réception et beamforming des signaux le long d'une ligne de l'image donnée.

Ces deux réponses impulsionnelles sont données Figure II-10 pour le mode multibeam 16x. Deux observations peuvent être déduites :

- Tout d'abord le champ de pression créé dans le milieu par ce mode multibeam est complexe. Des interférences entre les différents faisceaux sont visibles et créent des zones de surpression hors de ces faisceaux aussi bien dans le plan focal qu'à d'autres profondeurs. Ces problèmes et le moyen de les réduire seront étudiés en détail dans la section suivante (II.B).
- Ensuite, la réponse impulsionnelle en émission-réception indique que la ligne de l'image considérée est non seulement sensible aux signaux ultrasonores provenant du faisceau qui l'éclaire dans le milieu mais également aux zones éclairées par les faisceaux voisins. Des signaux, appelés signaux hors-axe, provenant de ces zones voisines interfèrent donc avec le champ ultrasonore de la ligne considérée, introduisant des artefacts sur l'image échographique finale. Ces artefacts sont une des raisons majeures de la dégradation du contraste de l'image et représentent une limitation intrinsèque du mode multibeam.

Les distributions spatiales des réponses impulsionnelles en émission-réception des trois modes multibeam étudiés sont montrées Figure II-11.

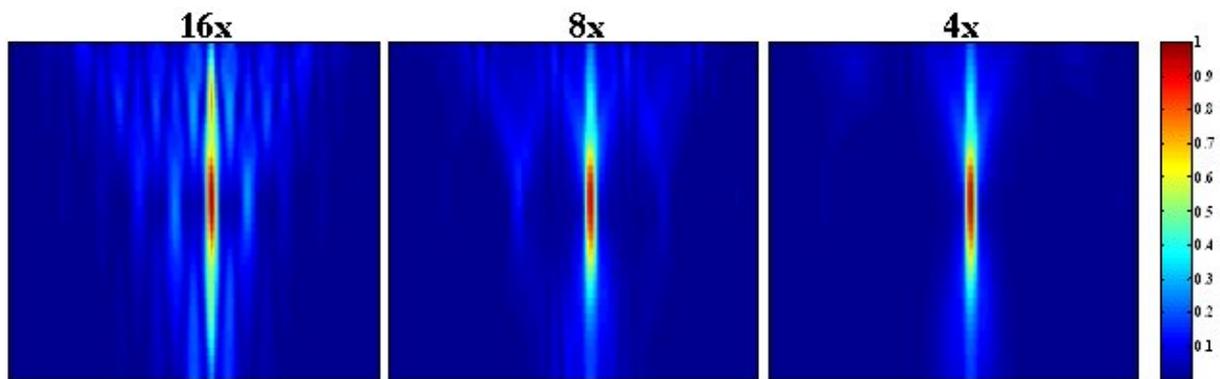


Figure II-11: Réponse impulsionnelles de diffraction en émission-réception pour les trois modes multibeam.

On voit clairement que dans le mode multibeam 4x les signaux hors-axe sont quasiment inexistantes (la distance entre faisceaux étant de 32λ), ce qui explique une qualité d'image comparable au mode standard mise en évidence Figure II-9, alors qu'en multibeam 16x (où la distance entre faisceaux n'est plus que de 8λ), la contribution des signaux hors-axe sur la ligne ultrasonore considérée est loin d'être négligeable.

II.B. Le Filtre Inverse comme outil d'optimisation du mode multibeam

II.B.1. Position du problème

Les modes multibeam présentés jusqu'à présent ne représentent qu'une solution particulière du problème envisagé : la barrette utilisée était linéaire, assez large (40mm) et les faisceaux induits simultanément le plus éloignés possible les uns des autres. Dans cette configuration, le mode multibeam 4x offrait une possibilité d'augmenter la cadence tout en gardant une qualité d'image optimale. En effet les faisceaux ultrasonores étaient suffisamment éloignés pour ne pas interférer entre eux aussi bien en émission qu'en réception. Mais qu'en est-il si la barrette est plus étroite ? ou si la zone d'intérêt est plus petite ? Le paramètre important dans une configuration plus générale n'est pas seulement le nombre N de faisceaux ultrasonores créés simultanément mais aussi la distance d entre deux faisceaux voisins. Si d est trop faible, les différents faisceaux interfèrent créant un champ d'émission complexe susceptible de dégrader la qualité de l'image. Ceci est illustré Figure II-12 où les variations spatiales du champ de pression engendré par un mode multibeam 16x sont données à la profondeur de focalisation des faisceaux. On observe la présence de lobes secondaires d'amplitude significative entre les faisceaux ($\hat{a} -13$ dB).

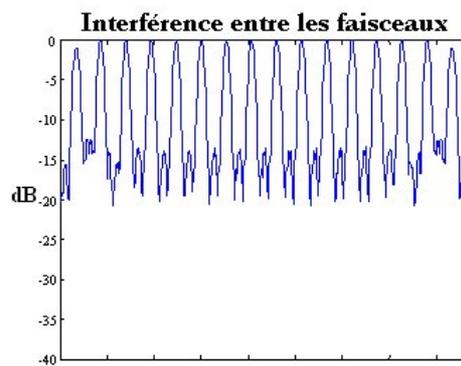


Figure II-12: interférences entre les faisceaux d'un mode multibeam 16x à la profondeur de focalisation

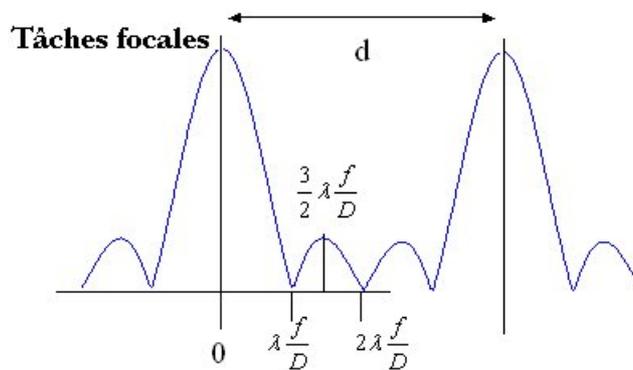


Figure II-13: Critère d'indépendance des faisceaux ultrasonores en supposant des champs ultrasonores monochromatiques.

On peut définir simplement une condition d'indépendance des faisceaux, tout du moins à la profondeur de focalisation : deux faisceaux sont indépendants si leurs lobes principaux ainsi que leurs lobes secondaires ne se chevauchent pas (Figure II-13).

En approximation monochromatique cela peut s'exprimer de la manière suivante :

$$d \geq 4\lambda \frac{f}{D}$$

où λ est la longueur d'onde, f la profondeur de focalisation et D l'ouverture active de la barrette.

Dans notre configuration expérimentale cela correspond à une distance d'indépendance de 4 mm. On met ainsi en évidence le fait que la qualité du champ ultrasonore transmis dépend d'un nombre importants de paramètres expérimentaux (f , D , géométrie et taille de la barrette, taille de zone étudiée) rendant le mode multibeam très dépendant de la configuration choisie pour l'imagerie. D'où une question centrale pour la viabilité de ce mode : y-a-t-il un moyen de générer simultanément un nombre N quelconque de faisceaux dans un milieu donné de manière optimale (c'est-à-dire tels qu'ils soient indépendants les uns des autres) quel que soit la configuration expérimentale envisagée ? Nous présentons ici une réponse basée sur l'utilisation du filtre inverse spatio-temporel, outil développé au laboratoire Ondes et Acoustiques dans le cadre de l'étude sur la focalisation des ultrasons en milieux complexes [14-16]. Basé sur une formulation matricielle de la propagation d'ondes ultrasonores, le filtre inverse permet de s'approcher au plus près d'un champ de faisceaux indépendants (au sens des moindres carrés) quelles que soit la configuration expérimentale. Le paragraphe suivant (II.B.2) présente le formalisme et les principes du filtre inverse. Nous l'appliquons ensuite à l'imagerie ultrasonore au travers d'un exemple simple (II.B.3) avant d'étudier son apport au mode multibeam (II.B.4). L'ensemble des résultats présentés ont été obtenus aussi bien en simulation qu'en expérience. Les simulations ont été menées en utilisant le logiciel Field II.

II.B.2. Le filtre inverse spatio-temporel

- **Formalisme**

Le filtre inverse se base sur une modélisation matricielle de la propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu quelconque. Considérons une barrette ultrasonore linéaire composée de N transducteurs piézoélectriques et un plan de contrôle dans lequel sont disposés M transducteurs écoutant les signaux émis par la barrette. La disposition du montage est montrée Figure II-14. Entre ces deux plans se situe notre milieu d'étude. On définit la réponse impulsionnelle du milieu $h_{ji}(t)$ entre l'émetteur « i » et le récepteur « j » comme le signal temporel enregistré par l'élément j dû à l'émission d'un Dirac temporel par le transducteur « i ». Les réponses impulsionnelles pour chaque couple émetteur-récepteur ($i \in [1 N]$ et $j \in [1 M]$) peuvent ainsi être définies et rassemblées dans une matrice $H(t) = [h_{ji}(t)]_{i \in [1 N], j \in [1 M]}$ appelée la matrice de propagation du milieu et contenant toute la physique de la propagation des ondes ultrasonores entre les deux plans d'observations.

Si $e_i(t)$, $1 \leq i \leq N$, est le jeu de signaux émis par la barrette ultrasonore, alors l'ensemble des signaux enregistré $f_j(t)$, $1 \leq j \leq M$, dans le plan de contrôle s'écrit :

$$f_j(t) = \sum_{i=1}^N h_{ji}(t) \otimes e_i(t), \quad 1 \leq j \leq M$$

Ce qui revient à écrire dans le domaine de Fourier :

$$F_j(\omega) = \sum_{i=1}^N H_{ji}(\omega) E_i(\omega), \quad 1 \leq j \leq M$$

On peut réécrire ce jeu d'équation sous une forme matricielle :

$$(II-1) \quad F(\omega) = H(\omega)E(\omega)$$

où $E(\omega)$ et $F(\omega)$ sont deux vecteurs colonnes contenant les transformées de Fourier des signaux transmis et reçus. La matrice $H(\omega) = [h_{ij}(\omega)]_{i \leq N, j \leq M}$ décrit la propagation des ondes entre le plan de la barrette et le plan de contrôle pour une fréquence donnée ω .

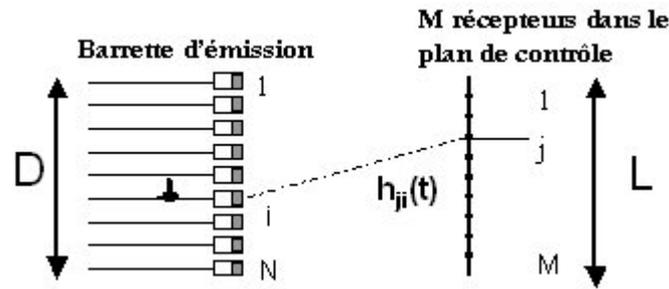


Figure II-14: Dispositif expérimental permettant l'enregistrement de la matrice de propagation du milieu.

- **Algorithme d'inversion**

L'équation (II-1) donne une description complète des phénomènes de propagation ultrasonore dans le milieu d'étude. Le filtre inverse intervient dans le cas où l'on souhaite créer un champ donné dans le plan de contrôle et calculer ce que l'on doit émettre pour l'obtenir. Dans ce cas le problème revient mathématiquement à inverser la matrice de propagation H . Soit O le vecteur des signaux définissant l'objectif à créer dans le plan de contrôle. Le champ d'émission à appliquer sur les transducteurs de la barrette d'émission s'écrit :

$$E(\omega) = H^{-1}(\omega)O(\omega)$$

L'inversion de la matrice de propagation H est un problème mal posé. Des petites erreurs sur H entraînent des divergences sur les champs calculés. Son inversion nécessite donc une étape de régularisation se basant sur une décomposition en valeur singulière de la matrice avant inversion :

$$H = UD^{\prime}\bar{V}$$

où U et V sont des matrices unitaires et D la matrice diagonale des valeurs singulières :

$$D(\omega) = \begin{pmatrix} \lambda_{11}(\omega) & & & & \\ & \lambda_{22}(\omega) & & & \\ & & \lambda_{33}(\omega) & & \\ & & & \dots & \\ & & & & \lambda_{NM}(\omega) \end{pmatrix}$$

Son inverse s'écrit alors :

$$D^{-1}(\omega) = \begin{pmatrix} \lambda_{11}^{-1}(\omega) & & & & \\ & \lambda_{22}^{-1}(\omega) & & & \\ & & \lambda_{33}^{-1}(\omega) & & \\ & & & \dots & \\ & & & & \lambda_{NM}^{-1}(\omega) \end{pmatrix}$$

La régularisation consiste alors à mettre à zéro l'ensemble des valeurs singulières inverses divergentes.

$$\tilde{D}^{-1}(\omega) = \begin{pmatrix} \lambda_{11}^{-1}(\omega) & & & & \\ & \dots & & & \\ & & \lambda_{PP}^{-1}(\omega) & & \\ & & & 0 & \\ & & & & 0 \end{pmatrix}$$

P est le nombre de valeur singulières ayant une signification physique. Il correspond au rang de la matrice de propagation. On définit alors la matrice inverse régularisée :

$$\tilde{H}^{-1} = V\tilde{D}^{-1}U^{\bar{}}$$

Le champ à émettre pour obtenir O est donc d'après le calcul par filtre inverse:

$$E(\omega) = \tilde{H}^{-1}(\omega)O(\omega)$$

Ce formalisme est à appliquer à l'ensemble des fréquences ω de la bande passante étudiée, on déduit, par transformée de Fourier inverse, les signaux temporels à appliquer sur les éléments de la barrette pour obtenir O. La matrice \tilde{H}^{-1} n'étant pas l'inverse exact de la matrice de propagation, l'émission de E n'engendre pas exactement le champ O mais le champ F, approximation la plus proche de O au sens des moindres carrés ([17]).

$$F = HE = H\tilde{H}^{-1}O \text{ avec } \|O - F\| \text{ minimum au sens des moindres carrés.}$$

Le filtre inverse est donc un outil très puissant, car il s'applique à n'importe quel type de milieu de propagation, permettant de créer le champ que l'on désire dans une zone donnée du milieu d'étude (ou de s'en approcher au plus près).

- **Interprétation physique**

Les grandeurs mathématiques introduites peuvent être pour certaines interprétées physiquement. C'est en particulier le cas du rang P de la matrice de propagation. Il correspond au nombre de degrés de liberté du système « barrette-milieu-plan de contrôle » considéré. M. Tanter [15] a montré qu'à une fréquence donnée, le rang de la matrice P_ω est lié à la quantité d'information pouvant être transmise de la barrette au plan de contrôle. En approximation de Fresnel cela s'exprime simplement :

$$P_\omega = \frac{LD}{\lambda F} = \frac{L}{\delta}$$

L et D sont respectivement les dimensions de la barrette et du plan de contrôle (voir Figure II-14), F la distance entre les deux et λ la longueur d’onde du signal. P_ω correspond donc au nombre de taches focales pouvant être créées par la barrette dans le plan de contrôle. Ce nombre P_ω augmente linéairement avec la fréquence ω du signal, la taille de la tache focale δ étant proportionnelle à λ . Le nombre final P de degrés de liberté est donc la somme sur toutes les fréquences du signal considéré des nombres P_ω . P peut s’écrire :

$$P = \Delta T \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} P_\omega d\omega \cong \frac{L}{\delta} \times (\Delta B \cdot \Delta T)$$

ΔT est la durée du signal d’émission, ΔB sa bande passante et δ la taille de la tache focale à la fréquence centrale du signal. P correspond donc à la multiplication du nombre de grains d’information spatiaux pouvant être transmis par la barrette au plan de contrôle à la fréquence centrale du signal par le nombre de grains d’information temporels contenus dans le signal d’émission considéré.

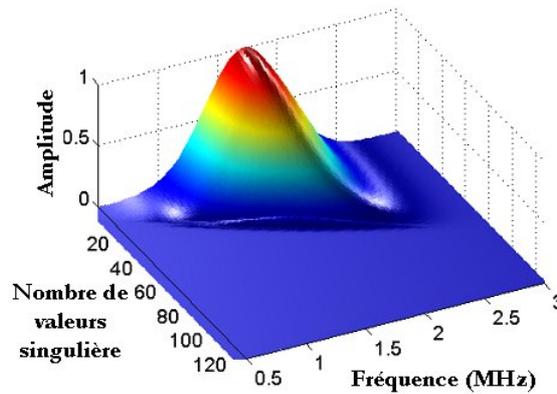


Figure II-15: ensemble des valeurs singulières pour chaque fréquence de la bande passante

La Figure II-15 montre un exemple de l’ensemble des valeurs singulières physiquement significatives pour chaque fréquence ω de la bande passante du signal considéré. Le nombre P varie bien linéairement avec la fréquence. Les variations d’amplitude des valeurs singulières en fonction de la fréquence correspondent à la bande passante du signal émis par la barrette.

II.B.3. Application à une focalisation simple

Le filtre inverse est ici appliqué à l’imagerie échographique et illustré par un exemple simple : la focalisation optimale d’un faisceau ultrasonore à une profondeur donnée.

II.B.3.a) Simulation

Considérons une barrette échographique de 128 éléments séparés de 0.33 mm et de fréquence centrale 4.3 MHz. Le plan de contrôle est situé dans le plan focal du faisceau que l’on étudie. Il est composé de 200 récepteurs séparés de 0.2 mm. La focale est fixée à 40 mm. La simulation prend en compte la directivité des transducteurs de la barrette et suppose une atténuation ultrasonore dans le milieu de 0.6

dB/cm/MHz. Le vecteur spatio-temporel des signaux enregistrés sur le plan des récepteurs après focalisation d'un faisceau ultrasonore par l'ensemble de la barrette d'émission est donnée Figure II-16.

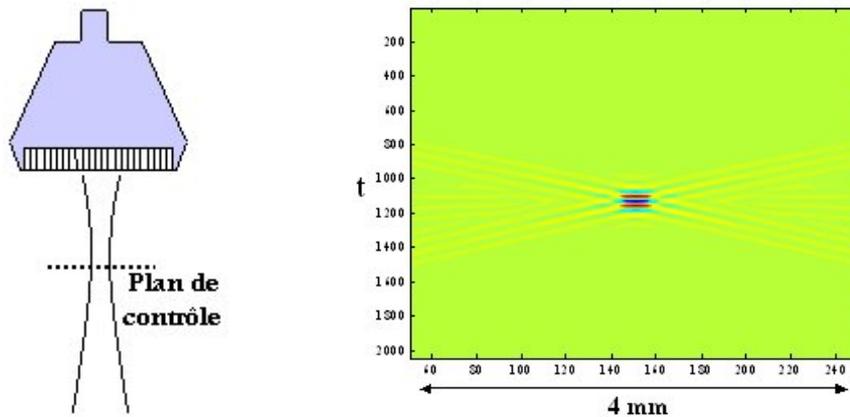


Figure II-16: Matrice spatio-temporelle sur le plan de contrôle (droite) due à une focalisation d'un faisceau ultrasonore (gauche)

On reconnaît la tache focale spatio-temporelle ainsi que les classiques moustaches de diffraction de part et d'autre de la tache, souvent responsables d'un perte de contraste sur l'image échographique. L'objectif ici est d'étudier si la barrette est capable de focaliser une faisceau ultrasonore sans moustaches de diffraction. L'objectif spatio-temporel O du filtre inverse est donc la matrice montrée Figure II-17: la tache focale de diffraction débarrassée de ses moustaches. La matrice de propagation entre la barrette et la plan de contrôle est simulée et l'algorithme du filtre inverse, donnée au II.B.2, est utilisée pour calculer le champ à émettre dans l'objectif d'annuler les moustaches de diffraction.

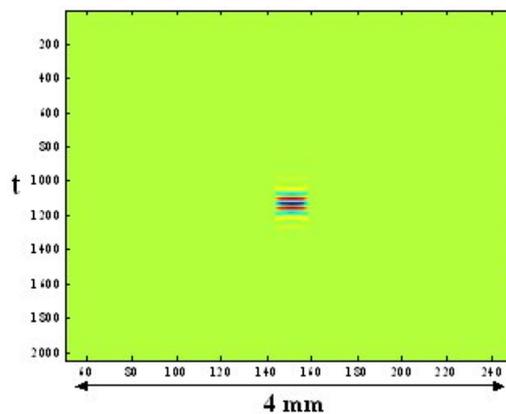


Figure II-17: Objectif du filtre inverse

Ce champ E est donné Figure II-18. Le champ à émettre est tout à fait identique à celui donné par une loi focale géométrique classique, avec une apodisation particulière.

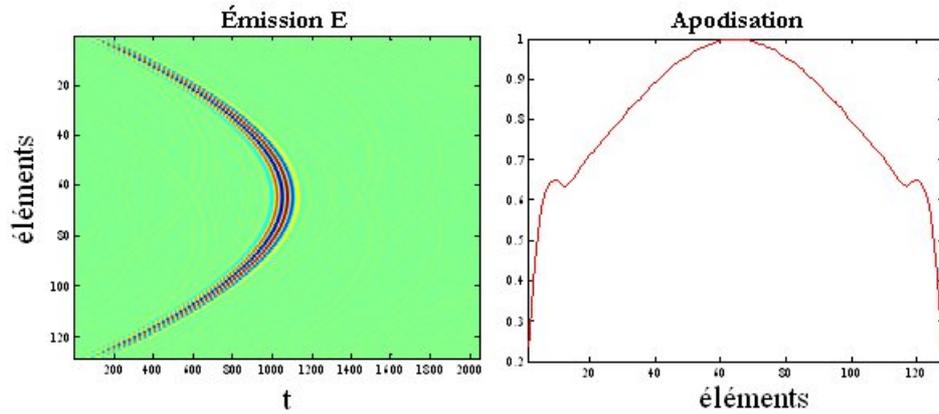


Figure II-18: matrice d'émission $E(t)$ (gauche) et son apodisation correspondante (droite) c'est-à-dire la variation en amplitude du maximum temporel sur les éléments de la barrette.

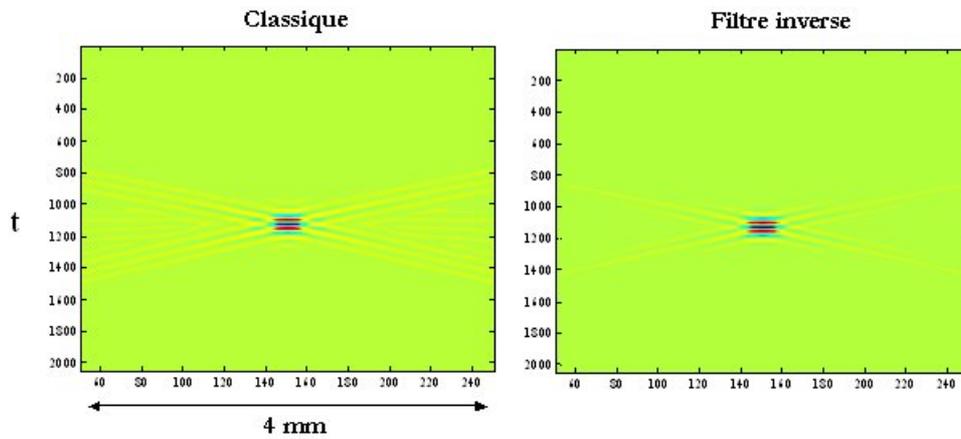


Figure II-19: Tache focale classique et obtenue par filtrage inverse

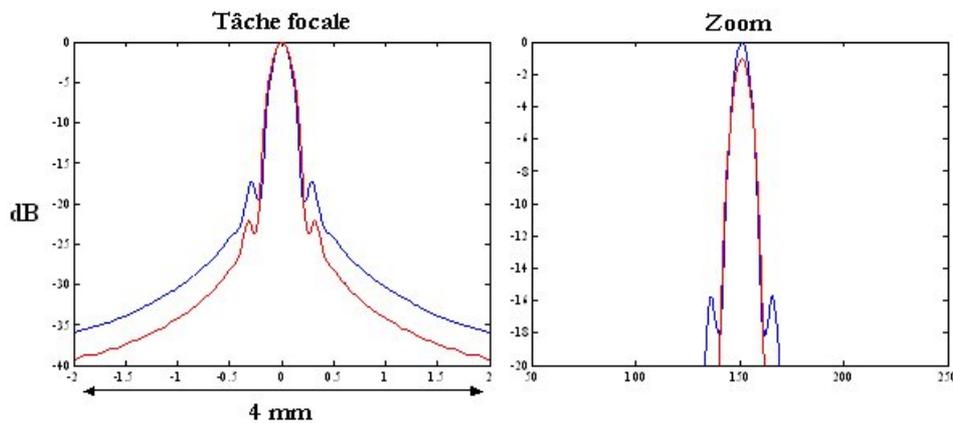


Figure II-20 : Tache focale classique et obtenue par filtre inverse.

Le champ réel obtenu sur le plan de contrôle par émission du champ E est donné Figure II-19 et comparé au champ de focalisation classique. Si la suppression des moustaches n'est pas totale, on constate une

nette diminution de leur amplitude par rapport à une focalisation classique. Les variations spatiales du maximum temporel du champ sont données Figure II-20. Elles permettent une meilleure quantification des avantages du filtre inverse. La méthode permet d'abaisser les lobes secondaires de 5 dB tout en gardant la même qualité de focalisation c'est-à-dire la même résolution d'image. Ce gain se fait au détriment d'une petite diminution de l'amplitude absolue du pic principale de 1 dB. Le filtrage inverse permet donc de diminuer de façon significative les lobes secondaires dûs aux moustaches de diffraction et cela en appliquant une apodisation spécifique à la loi de focalisation classique. Cette apodisation, contrairement aux apodisations classiquement utilisées telles que celle de Hanning, ne dégrade pas la résolution du système.

II.B.3.b) Expérience

Le même protocole a été réalisé expérimentalement en utilisant une sonde Vermon dont les paramètres sont identiques à ceux utilisés en simulation (128 éléments, 0.33 mm de pas et 4.3 MHz de fréquence centrale). La sonde est plongée dans une cuve d'eau dans laquelle un hydrophone calibré (PVDF 0.4 mm, SEA, Soquel), lié à un système de translation tridimensionnel motorisé, permet d'acquérir expérimentalement les champs ultrasonores ainsi que la matrice de propagation. Le protocole expérimental est illustré Figure II-21. L'hydrophone se translate sur l'ensemble du plan de contrôle, dont les caractéristiques sont similaires à celui considéré en simulation : une ligne de récepteurs dans le plan de la barrette, à la profondeur de focalisation du faisceau ultrasonore (40mm). La matrice de propagation est acquise en activant successivement chaque élément de la barrette et en enregistrant le champ ultrasonore résultant dans le plan de contrôle. L'émission d'un pulse par chaque élément de la barrette est répétée suffisamment de fois pour permettre à l'hydrophone de couvrir l'ensemble du plan de contrôle.

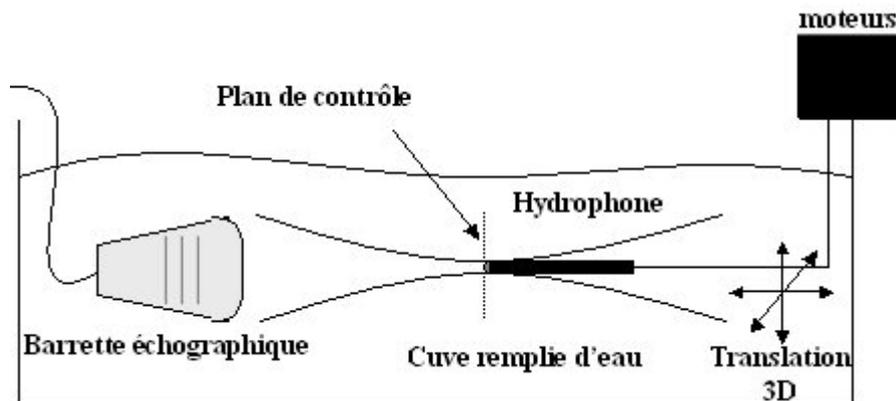


Figure II-21: acquisition de la matrice de propagation et des champs ultrasonores dans le plan de contrôle

Une fois la matrice acquise, le champ spatio-temporel dans le plan de contrôle qui résulte d'une focalisation d'un faisceau ultrasonore par l'ensemble des éléments de la barrette est enregistré. L'objectif O du filtre inverse est déterminé en annulant les lobes secondaires de la tache de focalisation obtenue. L'algorithme du filtre inverse est alors appliqué à ces données et le champ à émettre est calculé puis ré-

émis expérimentalement par la barrette. La tache obtenue est alors comparée à celle obtenue initialement. Dans la configuration expérimentale le plan de contrôle a une largeur de 10mm et le pas spatial est de 0.1 mm. Les résultats sont montrés Figure II-22 et comparés aux simulations.

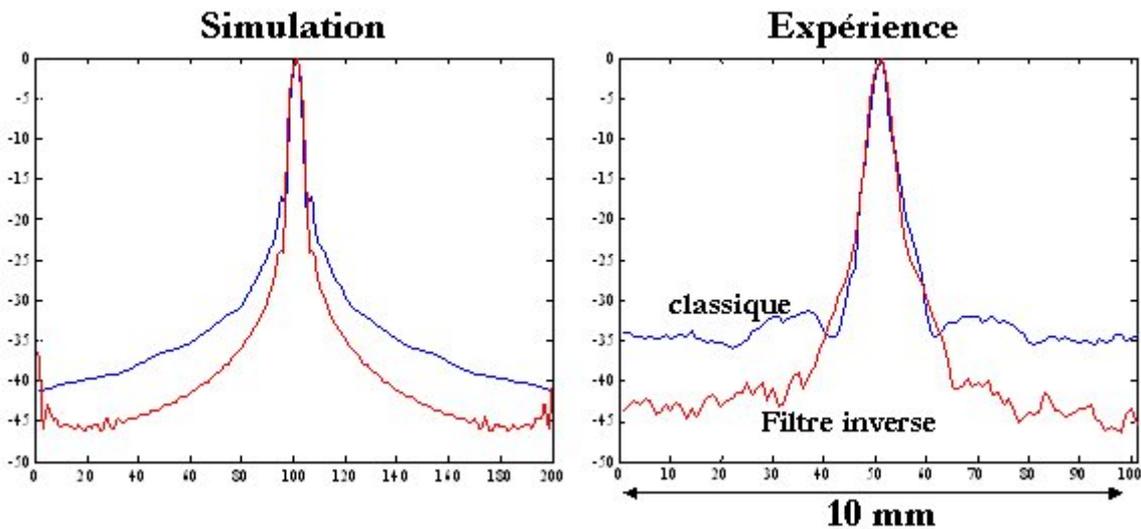


Figure II-22: taches focales classique et par filtre inverse en simulation (gauche) et en expérience (droite).

On constate que la focalisation par filtre inverse est plus propre que la focalisation classique en expérience. Ceci confirme les résultats obtenus en simulation. Une comparaison fine des résultats expérimentaux et simulés permet de faire deux remarques : d’une part la tache focale expérimentale est plus large et les lobes secondaires moins visibles qu’en simulation. Ceci est dû à la résolution de l’hydrophone utilisé qui ne dépasse pas les 0.4mm. L’acquisition de tache focale tous les 0.1mm dans le plan de contrôle entraîne donc un moyennage spatial inévitable expliquant ces différences. D’autre part l’amélioration apportée par le filtre inverse est plus significative en expérience qu’en simulation : Alors que le niveau de lobes est diminué de 5 dB en simulation, il atteint les 10 dB en expérience, ce qui est tout à fait significatif. Ceci est une propriété intéressante particulière au filtre inverse: pour atteindre son objectif l’algorithme va compenser les éventuels défauts expérimentaux du matériel utilisé. Des réponses impulsionnelles moins larges ou moins intenses de certains éléments de la barrette, qui entraînent une dégradation de la focalisation, vont être corrigées par le filtrage pour optimiser la focalisation et s’approcher au plus près de l’objectif. Finalement, dans ce cas simple (la focalisation d’un faisceau ultrasonore), le filtre inverse permet, en optimisant l’apodisation de la loi focale d’émission et en corrigeant naturellement les défauts de la barrette, d’obtenir une focalisation tout à fait propre, avec des moustaches de diffraction négligeables, tout en gardant la résolution du faisceau induit. La Figure II-23 illustre ceci en montrant l’apodisation expérimentale calculée par filtre inverse nécessaire pour focaliser proprement et comparée au résultat simulé. Bien qu’ayant une allure globale identique à l’apodisation théorique, elle possède des variations d’amplitude sur certains éléments mettant en valeur la correction des défauts de la barrette. Ces résultats se

font au prix d'une diminution de l'amplitude absolue du pic expérimental de 3 dB. Cette étude, volontairement axée sur un exemple simple, permet d'appréhender toutes les subtilités de l'algorithme du filtre inverse et de comprendre son fonctionnement et son utilité. Nous nous attachons dans le paragraphe suivant à l'appliquer au mode multibeam.

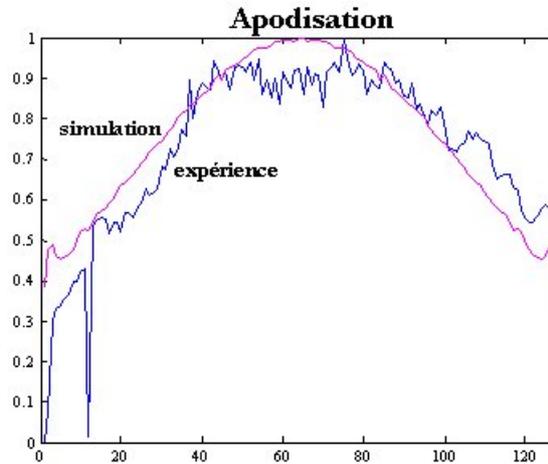


Figure II-23: Apodisation expérimentale

II.B.4. Application du filtre inverse au mode multibeam

Considérons le champ ultrasonore spatio-temporel induit par un mode multibeam 16x sur un plan de contrôle situé dans le plan de l'image à la profondeur de focalisation. Celui-ci s'étend non plus sur 2 mm mais sur l'ensemble de l'ouverture de la barrette de manière à enregistrer les focales de tous les faisceaux. Le champ spatio-temporel est montré Figure II-24 ainsi que l'évolution spatiale de son maximum temporel.

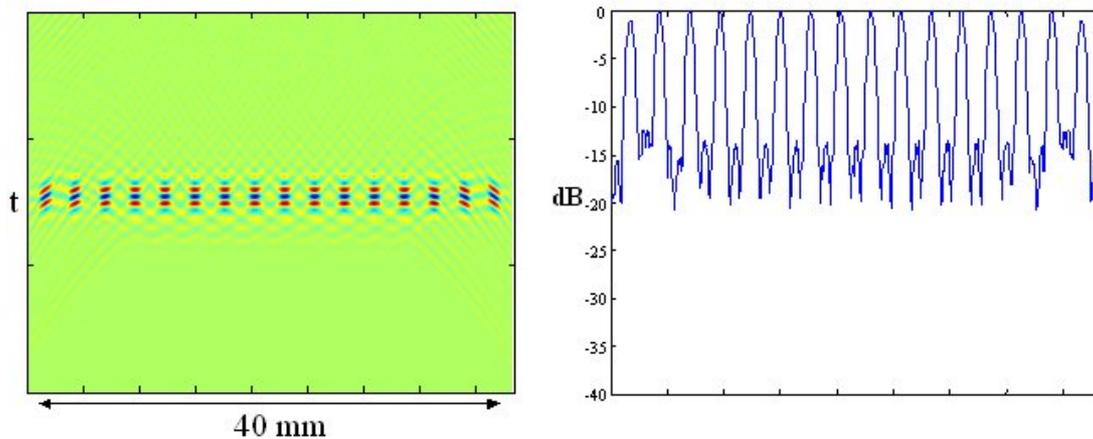


Figure II-24: Taches focales créées par un mode multibeam dans le plan focal.

Les interférences entre les différents faisceaux induisent clairement un champ ultrasonore complexe avec des lobes secondaires assez importants (à -13 dB). Nous ne sommes pas dans ce cas en condition d’indépendance des faisceaux. Une manière de réduire ces interférences, source potentielle d’artéfacts sur l’image et de créer un jeu de 16 faisceaux indépendants sans changer la configuration expérimentale est d’utiliser le filtre inverse. Nous fixons un objectif spatio-temporel O composé des 16 taches focales nettoyées des interférences parasites. Le champ à émettre pour approcher au plus près cet objectif est alors calculé par filtrage inverse, une fois acquise la matrice de propagation dans le plan de contrôle considéré. L’objectif O ainsi que la matrice spatio-temporelle à émettre E sont donnés Figure II-25. Le champ E est assez proche d’une addition de lois focales dont chacune aurait été apodisée intelligemment pour coller à l’objectif final. Le champ spatio-temporel F obtenu par émission du champ E est donné Figure II-26 et comparé avec le cas d’une focalisation classique.

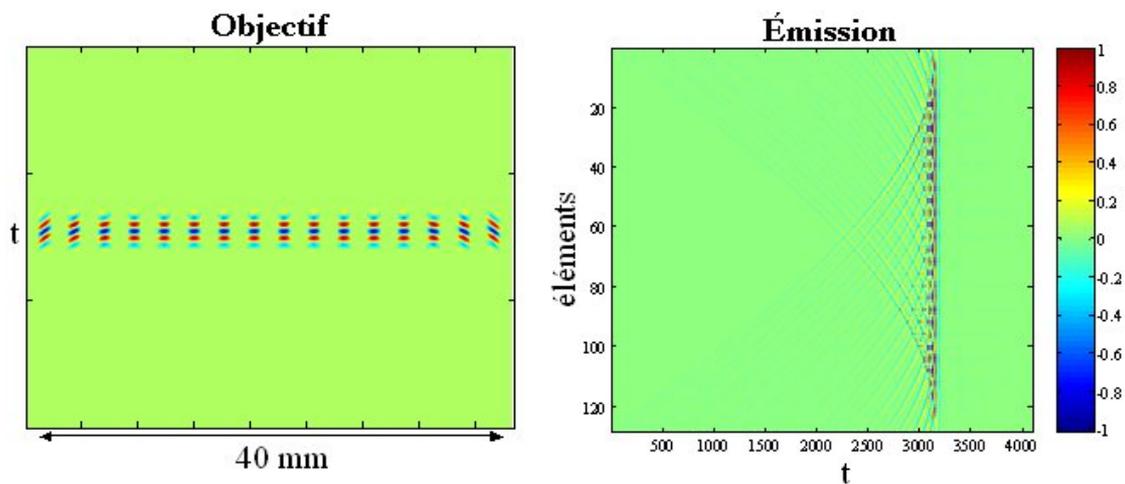


Figure II-25: Objectif du filtre inverse pour le mode multibeam 16x (gauche) et champ d’émission déduit du filtre inverse (droite)

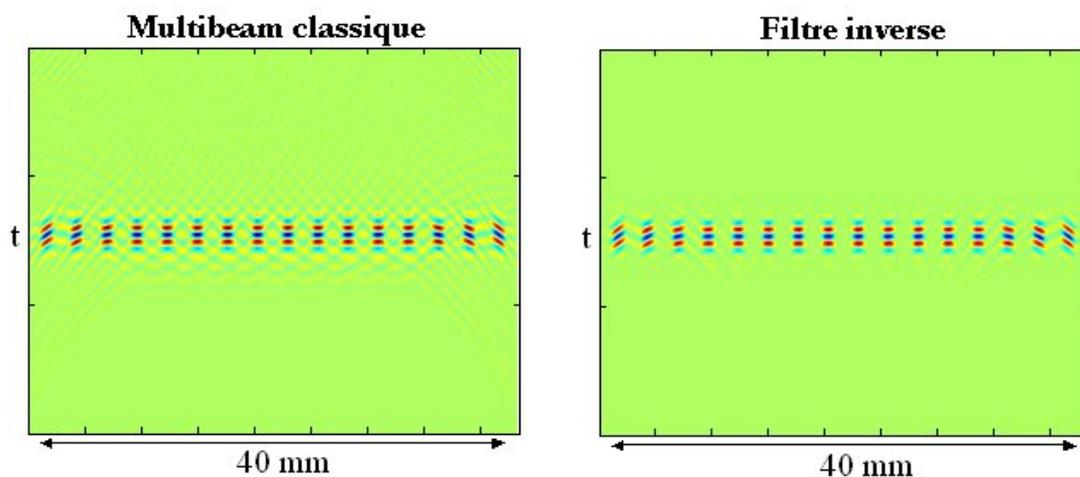


Figure II-26: Champ de pression obtenu à la focale par multibeam classique (gauche) et par filtre inverse (droite).

On constate que le filtre inverse permet de nettoyer très efficacement l'ensemble des artéfacts du champ initial aussi bien spatialement que temporellement et d'engendrer ainsi un jeu de 16 faisceaux totalement indépendants sans toucher à la configuration de l'expérience. La Figure II-27 donnant les taches focales du champ de pression (maximum temporel du champ F) montre que les lobes secondaires entre les faisceaux ont tous été supprimés par filtre inverse. Le niveau de signal entre deux faisceaux voisins varie cependant en fonction de la position latérale. De -20 dB sur les bords du plan de contrôle, ce niveau atteint -40 dB au centre ce qui laisse supposer que l'algorithme du filtre inverse est plus efficace au centre.

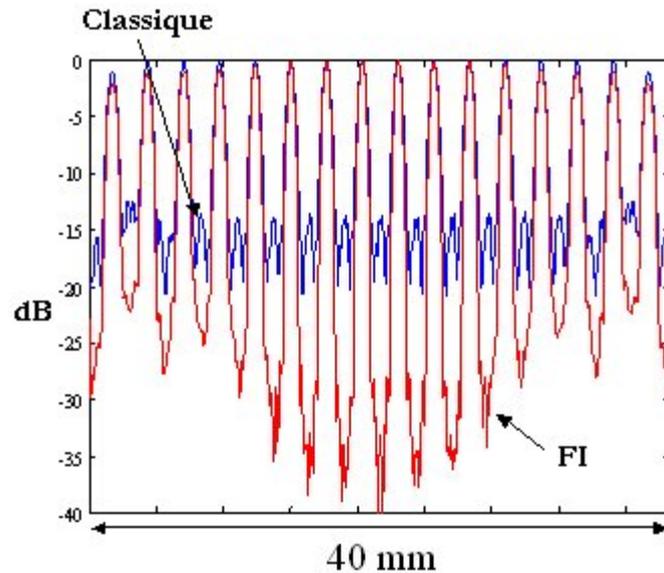


Figure II-27: Taches focales en mode multibeam avec et sans filtre inverse

Ceci s'explique assez facilement en raisonnant sur le nombre de degrés de liberté du système. L'aptitude du filtre inverse à s'approcher d'un objectif en un point donné est directement liée au nombre de degrés de liberté spatiaux en ce point, c'est-à-dire, dans notre cas, à la taille de l'ouverture angulaire entre ce point et la barrette émettrice. Cette ouverture, maximale au centre du plan de contrôle, diminue quand on s'approche des bords expliquant l'allure des faisceaux obtenus par filtre inverse.

Le filtre inverse apparaît donc comme une solution efficace pour créer un jeu de faisceau indépendants quelle que soit la configuration expérimentale envisagée. Ces résultats sont confirmés expérimentalement Figure II-28. Comme pour le cas du simple faisceau, le protocole expérimental est constitué de quatre étapes :

- acquisition d'une matrice de propagation dans l'eau dans le plan de contrôle choisi.
- création d'un mode multibeam 16x et enregistrement du champ résultant par l'hydrophone mobile.
- calcul du champ E à émettre en utilisant l'algorithme du filtre inverse.

- émission de ce champ E par la barrette et enregistrement par l’hydrophone du champ focalisé résultant. Les résultats sont alors comparés avec la focalisation multibeam classique.

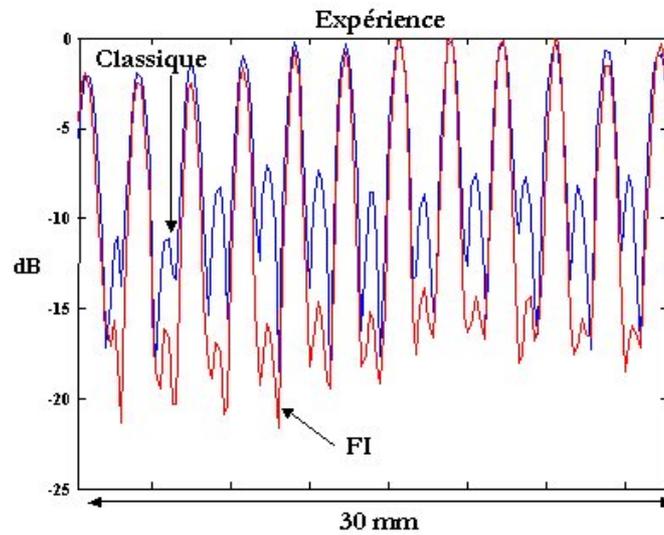


Figure II-28: multibeam par filtre inverse expérimental

Contrairement au cas d’une focalisation simple, les performances du filtre inverse en expérience sont inférieures à celles du filtre inverse en simulation. Alors qu’en simulation les lobes secondaires étaient entièrement supprimés et le niveau de signal entre les lobes atteignait -40 dB, les lobes secondaires expérimentaux ne sont pas complètement éliminés mais réduits de 10 à 15 dB par rapport à un multibeam classique. Ceci est dû au fait que certaines valeurs singulières utilisées par le filtre inverse pour focaliser 16 faisceaux proprement sont noyées dans le bruit expérimental ou inaccessibles avec la dynamique limitée de notre électronique (8 bits +1 de signe).

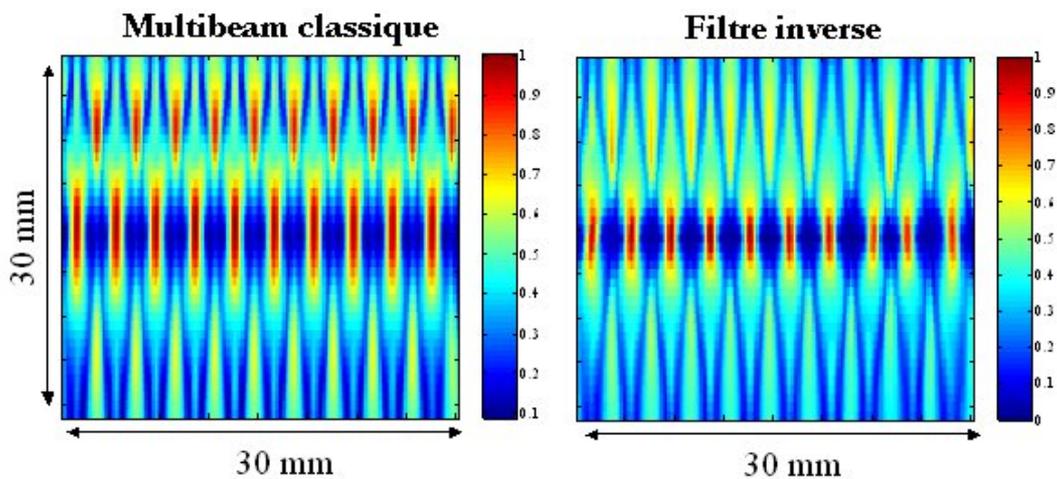


Figure II-29: maximums temporels des champs de pression créés en mode multibeam avec (droite) et sans (gauche) filtre inverse.

Dans les deux cas, le filtre inverse ne peut utiliser tous les degrés de liberté du système et ses performances s'en trouvent dégradées. Cela ne remet pas en question pour autant la méthode puisque les résultats expérimentaux peuvent être considérablement améliorés avec l'utilisation d'une meilleure électronique. Signalons que l'utilisation du filtre inverse, conçu pour optimiser le champ ultrasonore émis uniquement dans le plan focal de contrôle, permet également de le rendre plus propre aux autres profondeurs de la zone imagée. Ceci est illustré Figure II-29 où les maxima des champs de pression induits par les deux types de focalisation sont calculés pour l'ensemble de la zones imagée. On constate que même en dehors de la zone focale, les interférences entre les champs de pression des différents faisceaux sont réduites.

II.B.5. Conséquences de l'utilisation du filtre inverse sur les images échographiques

L'utilisation du filtre inverse permet d'assurer une illumination propre du milieu en créant un jeu de faisceaux indépendants dont la qualité ne dépend plus des conditions expérimentales. Il est intéressant d'en mesurer les conséquences sur la qualité de l'image échographique finale.

- **Influence sur des diffuseurs forts**

Quatre diffuseurs forts ont été simulés et imagés en mode multibeam 16x avec et sans filtre inverse. Les résultats sont montrés Figure II-30. Les lobes parasites entourant les diffuseurs forts sont clairement réduits, essentiellement dans la direction axiale, permettant ainsi de réduire les artéfacts dûs à une illumination multibeam et d'améliorer la qualité de l'image.

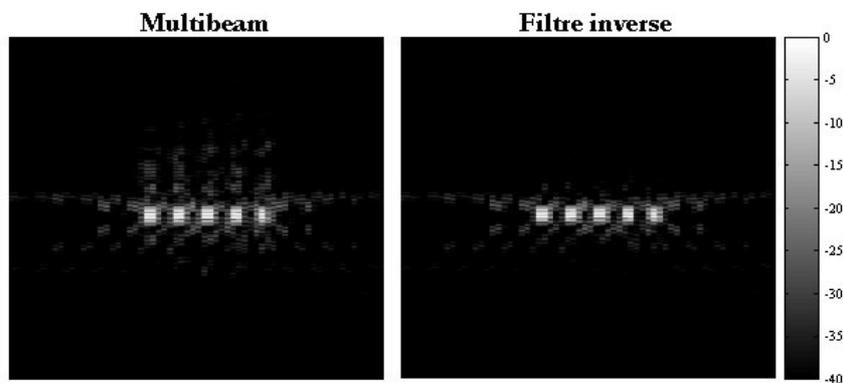


Figure II-30: image en mode multibeam d'une série de 4 diffuseurs forts avec (droite) et sans (gauche) filtre inverse.

- **Influence sur le contraste**

Un milieu contenant à la fois des diffuseurs forts, une inclusion anéchoïque et du speckle a été simulé. Le speckle peut être généré en simulant une répartition aléatoire de diffuseurs ponctuels dont la densité est de 10 diffuseurs par cellule de résolution (volume de la tache focale, ou 1 mm^3). Les images de ce milieu obtenues en mode multibeam avec et sans filtre inverse sont données Figure II-31. On constate une très faible amélioration du contraste de l'image lorsque l'on utilise le filtre inverse. Les signaux artificiels dans

l’inclusion anéchoïque ne sont cependant pas éliminés et l’augmentation du contraste n’est pas suffisamment significative pour être quantifiée (voir II.A.2).

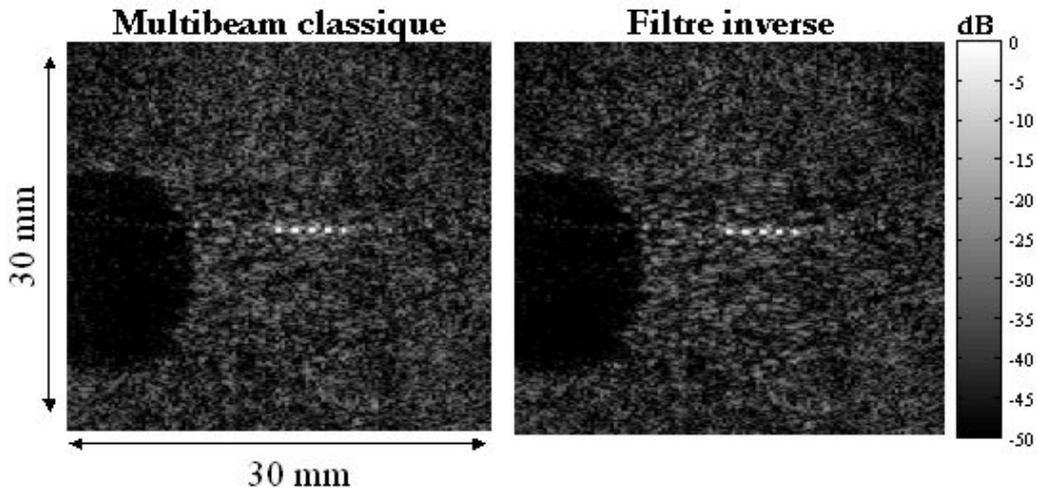


Figure II-31: : image en mode multibeam avec (droite) et sans (gauche) filtre inverse.

- **Discussion**

Le filtre inverse est un outil intéressant d’optimisation du mode d’imagerie multibeam, car il permet de trouver, dans n’importe quelle configuration, la façon la plus propre de créer un jeu de faisceaux focalisés dans le milieu d’étude. En ce sens, il rend le mode multibeam robuste, adaptable à n’importe quelles conditions expérimentales, et réduit les artéfacts sur l’image en éliminant les zones de champ de pression parasites qui peuvent être induites par les interférences d’une focalisation simultanée de plusieurs faisceaux. Il ne permet pas, en revanche, de s’affranchir complètement de la limitation la plus importante du mode multibeam : la perte en contraste de l’image. Pour cela de nouvelles solutions doivent être envisagées, les plus prometteuses étant d’adapter les beamforming et le traitement des signaux en réception à ce mode d’émission. Le paragraphe suivant donne quelques pistes à explorer dans le futur pour améliorer le contraste des images pour des modes multibeam à N élevé.

II.C. Quelques pistes pour améliorer la qualité d’imagerie du mode multibeam

Nous présentons ici quelques idées pour améliorer le contraste du mode multibeam. Chaque piste ouvre un champ d’investigation qui mérite d’être exploré mais qui dépasse largement le cadre de ces travaux de thèse. Notre objectif ici est juste de démontrer que les solutions existent et que leur étude peut transformer le mode multibeam en une solution très performante pour l’avenir de l’imagerie échographique, celui-ci offrant alors une augmentation de la cadence sans pratiquement aucun compromis sur la qualité de l’image mais au prix d’une plus grande flexibilité de la technologie d’émission.

II.C.1. Les excitations codées

Un idée intéressante pour améliorer le contraste des images est de coupler le mode multibeam avec l'utilisation d'excitations codées. En ajoutant une signature temporelle différente à chaque faisceau d'une illumination donnée, on peut espérer distinguer leur influence respective sur le signal rétrodiffusé et éliminer la contribution des signaux hors axe sur l'image finale. Le principe est illustré Figure II-32. Les excitations codées, très utilisées dans le domaine des télécoms, commencent à émerger en imagerie ultrasonore car elles permettent une amélioration notable de la sensibilité du système. Beaucoup de groupes étudient leur apport pour le mode d'imagerie standard [18-20], pour des modes fonctionnels tels que le Color Flow [21] ou pour des applications plus proche de la notre [22, 23]. L'utilisation des codes en imagerie échographique implique une étape supplémentaire par rapport à une séquence d'imagerie standard. En effet, après illumination du milieu par le code temporel, les signaux rétrodiffusés enregistrés sont la convolution temporelle de la signature du milieu par le code émis par la barrette. Une étape de déconvolution (ou de compression) est donc nécessaire, avant le beamforming, pour retrouver la signature du milieu et reconstituer son image. Cette étape est réalisée par un filtre temporel (filtre adapté, filtre inverse...). La qualité de l'image finale dépend du taux de compression du filtre utilisé et du niveau de lobes de cette compression. Les images échographiques ayant un contraste typique de 70 à 80 dB, les niveaux des lobes de compression du code utilisé doivent atteindre au minimum ces valeurs. Cela se révèle être une condition extrêmement exigeante compte tenu de la largeur spectrale offerte par les transducteurs ultrasonores modernes. Seuls quelques types de codes, tels que les chirps [24] ou les codes de Golay [25], s'ils sont bien optimisés (en terme de durée ou largeur de spectre), sont capables aujourd'hui d'atteindre un tel niveau de compression.

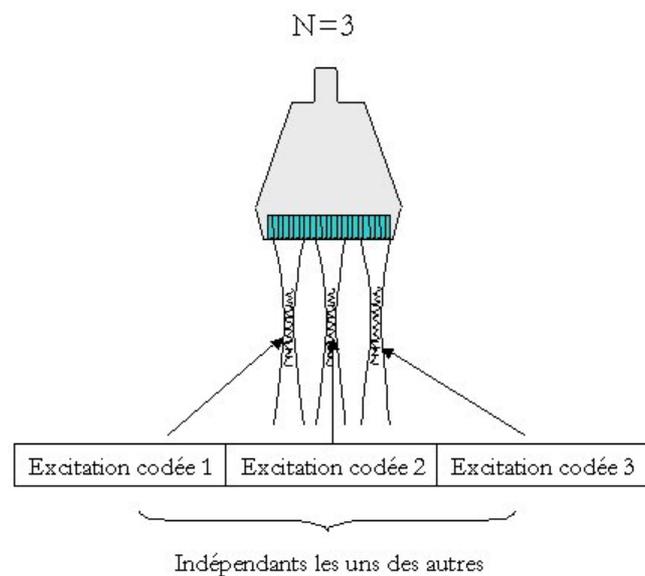


Figure II-32: Principe du couplage du mode multibeam avec l'utilisation d'excitations codées.

Dans le cas du couplage du mode multibeam avec des excitations codées, les exigences sont encore plus fortes : nous devons trouver un jeu de N codes qui, non seulement ont une qualité de compression adaptée à l’imagerie échographique, mais ont aussi un degré d’indépendance les uns par rapport aux autres de manière à pouvoir distinguer leurs signatures sur les signaux rétrodiffusés. L’indépendance de deux codes est définie comme la nullité de la fonction temporelle résultant de l’application du filtre de compression d’un des codes à l’autre code. Signalons que ces conditions peuvent être allégées dans la mesure où une ligne de l’image n’est influencée que par les signaux hors axe provenant de quelques faisceaux voisins (voir Figure II-11) et non de l’ensemble des N faisceaux focalisés simultanément. On peut donc se contenter de trouver un jeu de M codes (où $M < N$, M étant de l’ordre de 2 à 6) à répéter le long des N faisceaux. Bien qu’ayant mené une étude assez poussée sur ce problème, nous n’avons pas trouvé de jeu d’émissions codées satisfaisant ces deux conditions dans la bande passante des transducteurs ultrasonores. Nous n’entrerons donc pas plus dans le détail sur ce sujet, mais la nécessité de mener d’autres études, soit pour trouver ce jeu de codes, soit pour prouver l’insolubilité du problème, est indiscutable.

II.C.2. Le filtre inverse en réception

Une autre voie à explorer consiste travailler sur l’étape de beamforming afin de l’optimiser pour le mode multibeam [26, 27]. Dans cette perspective, l’utilisation d’un outil comme le filtre inverse spatio-temporel peut s’avérer intéressante. Nous avons estimé au II.B.3 la meilleure façon de focaliser un faisceau ultrasonore à une profondeur donnée en minimisant les signaux hors axes (les moustaches de diffraction). Pour parvenir à une focalisation optimale, l’apodisation donnée Figure II-18 doit être appliquée au signal d’émission standard. Les étapes d’émission et de réception étant totalement équivalentes en imagerie échographique, nous pouvons affirmer que l’application de cette même apodisation en réception avant l’étape de beamforming est la solution optimale pour isoler les signaux provenant d’une tache focale et réduire l’amplitude des signaux hors axe. Pour illustrer cela nous présentons une simulation où trois faisceaux ont été focalisés dans une zone de 5mm de largeur. La réponse impulsionnelle de diffraction après émission-réception est ensuite calculée pour un beamforming le long de la ligne centrale avec trois apodisations en réception différentes : une apodisation plane, une apodisation de Hanning et une apodisation calculée par filtre inverse. Le champ de pression qui en résulte dans la zone d’étude ainsi que la forme des trois apodisations utilisées sont donnés Figure II-33. Les résultats sont montrés Figure II-34 où les trois réponses impulsionnelles sont comparées à la profondeur de focalisation. L’influence des deux faisceaux excentrés sur la ligne centrale de l’image est mise en évidence par le réponse impulsionnelle de diffraction. Le niveau des lobes parasites se situe à -13 dB dans le cas d’une apodisation plane et ne diminue pas avec l’utilisation d’une fenêtre de Hanning. On observe en revanche dans ce dernier cas un élargissement des lobes, synonyme de perte de résolution sur l’image. L’utilisation de l’apodisation calculée par filtre inverse permet, elle, une diminution de 5dB (de -13 à -18 dB) de l’influence relative des lobes latéraux par rapport au lobe principal démontrant la capacité du filtre inverse à réduire l’amplitude des signaux hors axe pour une ligne donnée de l’image.

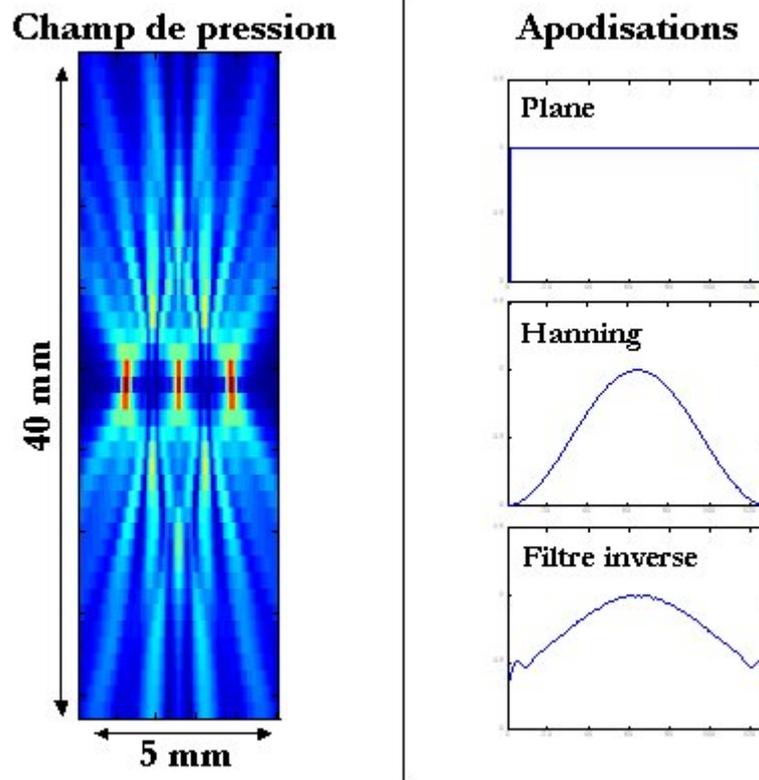


Figure II-33: champ de pression créé par la focalisation simultanée de 3 faisceaux (gauche) et apodisations utilisées en réception pour isoler la ligne centrale de l'image (droite).

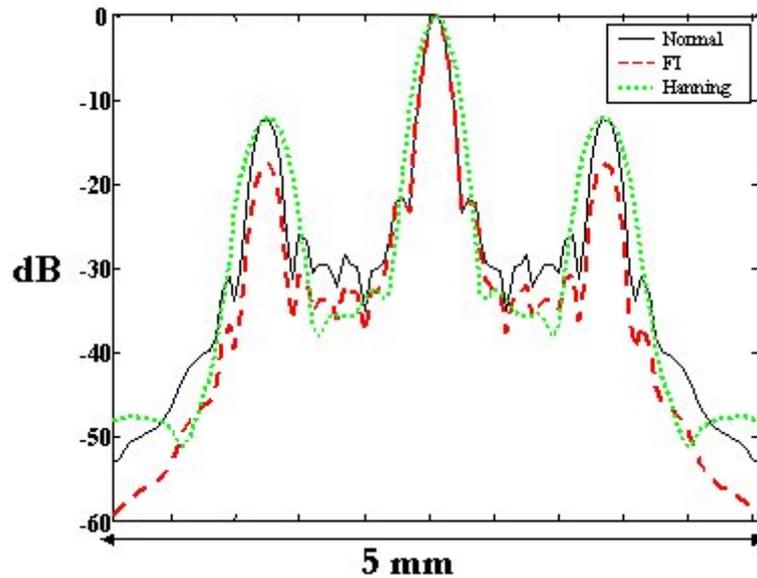


Figure II-34: réponse impulsionnelle de diffraction pour les trois beamforming.

Le calcul par filtre inverse des apodisations à appliquer en réception pour chaque profondeur d’une ligne et pour chaque ligne de l’image permettra donc une augmentation significative du contraste final de l’image échographique.

II.C.3. Traitement d’image : PARCA

Des solutions pour se rapprocher d’une qualité d’image optimale en mode multibeam peuvent également être envisagées en traitement d’image. Citons ici une approche prometteuse basée sur la méthode PARCA. Cette méthode, introduite par le groupe d’O’Donnell [28, 29], se base sur une estimation des signaux hors axe présents sur une ligne donnée de l’image ultrasonore puis leur compensation. A l’origine conçue pour éliminer les artéfacts engendrés par les lobes secondaires et de réseaux des faisceaux ultrasonores, elle peut parfaitement s’appliquer au mode multibeam puisque les faisceaux voisins d’une ligne donnée peuvent être considérés lors du beamforming comme des sortes de lobes très intenses dont on cherche à minimiser l’influence. L’estimation des signaux hors axe se fait en beamformant, pour chaque illumination, l’ensemble des lignes ultrasonores de l’image échographique. On obtient ainsi une matrice spatio-temporelle de signaux qui ne devrait, dans le cas idéal, ne comporter de signaux non nuls que le long de la ligne éclairée. Cette matrice permet de créer une sorte d’empreinte digitale des signaux hors axes. En adoptant un formalisme matriciel identique à celui utilisé pour le filtre inverse, on peut exprimer, dans le domaine de Fourier, la relation entre cette matrice de signaux et les sources ultrasonores du milieu. Cette matrice se réduit pour chaque fréquence à un vecteur complexe x vérifiant la relation :

$$x=Ba$$

où a est le vecteur complexe des sources ultrasonores du milieu et B une matrice qui décrit la convolution de ces sources avec les faisceaux de réception créée par l’étape de beamforming. Le principe de la méthode PARCA est d’estimer, par une technique de minimisation de l’erreur par moindres carrés adaptée, le vecteur des sources a . On peut ainsi isoler les sources responsables des signaux hors axes et compenser leur contribution au signal échographique de la ligne étudiée. Ce traitement, réitéré pour chaque ligne de l’image, est équivalent à une sorte de pondération locale intelligente de l’image échographique destinée à réduire la contribution des signaux hors axe. Cette méthode a été testée sur des données expérimentales dans des conditions très simples et illustratives. Un gel homogène contenant une inclusion échogène a été fabriquée. Le reste du gel est complètement transparent aux ultrasons. Une image en mode multibeam 16x a été acquise par l’échographe ultrarapide puis traité selon l’approche PARCA. La configuration expérimentale, ainsi que les images correspondant à un mode multibeam 16x avec et sans traitement par l’algorithme PARCA sont montrées Figure II-35. Sans traitement d’image, l’image de l’inclusion présente des bavures très nettes mettant en évidence les artéfacts dûs à la présence de signaux hors axe sur des lignes de l’image où il ne devrait y avoir aucun signal. Après traitement par PARCA, ces artéfacts sont pratiquement éliminés donnant une image de l’inclusion échogène nettement plus propre. Des techniques de traitement d’images tel que PARCA peuvent donc se révéler très utiles pour l’amélioration de la qualité des images en mode multibeam. C’est une direction à explorer, tout en gardant

à l'esprit que des travaux supplémentaires sont nécessaires pour vérifier les performances et la robustesse de l'algorithme en conditions plus complexes.

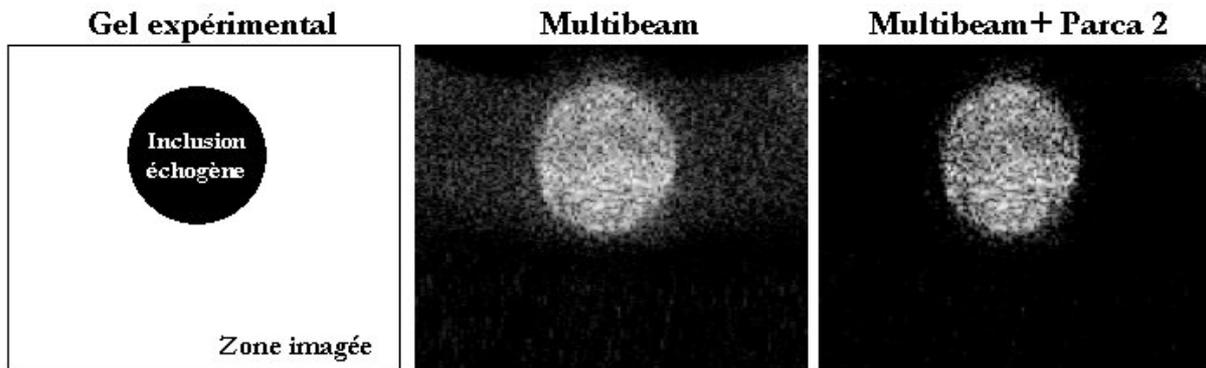


Figure II-35: images ultrasonores de l'inclusion échogène en multibeam 16x avec (droite) et sans (milieu) traitement par PARCA.

CHAPITRE III

L'IMAGERIE ULTRARAPIDE POUR LA DETECTION DE MOUVEMENT RAPIDES: LE MODE « ONDE PLANE »

Sommaire :

III.A.	DETECTION DE MOUVEMENT EN IMAGERIE ECHOGRAPHIQUE ULTRARAPIDE	59
III.A.1.	GENERALITES.....	59
III.A.2.	L'INTERFEROMETRIE SPECKLE ULTRASONORE.....	60
III.B.	INFLUENCE DU MODE ONDE PLANE SUR LA DETECTION DE MOUVEMENT	64
III.B.1.	RISQUES POTENTIELS.....	64
III.B.2.	ETUDE DES DETERIORATIONS.....	64
III.B.3.	CONCLUSION	69
III.C.	LE MODE ONDE PLANE AVEC COMPOUND ULTRASONORE.....	70
III.C.1.	PRINCIPE.....	70
III.C.2.	APPLICATION A LA DETECTION DE MOUVEMENTS	73

III. L'IMAGERIE ULTRARAPIDE POUR LA DETECTION DE MOUVEMENTS RAPIDES : LE MODE ONDE PLANE

Le mode multibeam propose une stratégie pour augmenter la cadence d'imagerie des systèmes échographiques tout en gardant une haute qualité d'image. Il répond notamment à un besoin de l'imagerie échographique aujourd'hui : fournir la même richesse de diagnostic en imagerie 3D qu'en 2D, le tout en temps réel. Des modes tels que l'imagerie couleur des écoulements sanguins, très exigeants en terme de qualité et de cadence d'imagerie, pourraient être considérablement améliorés dans leur version 3D en utilisant l'approche multibeam. Nous avons voulu ici aller plus loin que de proposer des outils à l'échographie standard en étudiant des modes encore totalement inexploités en imagerie échographique. C'est la cas du mode « onde plane », moins performant en terme de qualité d'image, mais permettant d'atteindre des cadences d'imagerie 100 fois supérieures aux cadences classiques des échographes commerciaux. Dépassant alors largement les cadences nécessaires pour une imagerie temps réel (entre 20 et 50 Hz), ce mode offre une résolution temporelle permettant d'imager des mouvements jusqu'alors indétectables en imagerie échographique. Quels types de mouvements peuvent être détectés ? Quelle utilité ont-ils ? Peut-on, en les étudiant, enrichir la qualité du diagnostic fourni par imagerie échographique ? Nous proposons dans la suite de ce manuscrit un début de réponse à ces questions en démontrant que le mode onde plane permet, par exemple, l'imagerie de vibrations mécaniques basses fréquences (<1000 Hz) dans le corps humain. Nous démontrons que ces vibrations, si elles sont astucieusement créées et mesurées, permettent une imagerie quantitative des propriétés mécaniques des tissus. On a alors accès à une information nouvelle, à laquelle l'échographie est tout à fait insensible aujourd'hui, qui permettrait d'enrichir considérablement le diagnostic des appareils échographiques en les rendant, entre autre, capables de détecter et de caractériser des tumeurs cancéreuses. Avant d'étudier plus en détail cette application de l'imagerie ultrarapide, nous nous intéressons dans ce chapitre aux outils utilisés pour la détection et l'imagerie de mouvements rapides en mode onde plane. Un algorithme de mesure de mouvements adapté aux cadences ultrarapides est présenté (III.A). Ses performances sont ensuite évaluées. Il est en particulier intéressant d'analyser si la réduction de la qualité d'image en mode onde plane n'entraîne pas de dégradations trop importantes sur la mesure de mouvements. Cette étude est fondamentale pour la consistance des résultats présentés par la suite. Après avoir présenté l'algorithme de mesure de mouvement, nous mettons en évidence et expliquons les dégradations engendrées par l'utilisation du mode onde plane sur la mesure de mouvement comparé à un mode d'imagerie classique (III.B). L'importance de ces dégradations et leurs conséquences sur la robustesse du mode fonctionnel ultrarapide sont discutées. Enfin, une solution pour améliorer la qualité de la mesure est proposée au III.C.

III.A. Détection de mouvement en imagerie échographique ultrarapide

III.A.1. Généralités

La mesure de mouvement en imagerie échographique est essentiellement basée sur des techniques reposant sur l'effet Doppler. Le décalage fréquentiel entre les signaux émis et reçus donne une estimation de la projection de la vitesse des tissus sur l'axe du faisceau ultrasonore. Plusieurs modes d'imagerie fonctionnels sont proposés sur les échographes. La plupart sont dédiés à la mesure d'écoulements sanguins, les cadences des échographes étant particulièrement bien adaptées à l'imagerie de ces phénomènes :

- CW (Continuous wave) Doppler: C'est le mode le plus simple et une application directe de l'effet Doppler. Un faisceau ultrasonore monochromatique éclaire les tissus et la fréquence Doppler est extraite, par démodulation, des signaux rétro-diffusés. Elle fournit une estimation globale et non localisée de la vitesse des écoulements dans l'axe du faisceau ultrasonore.
- PW (Pulsed wave) Doppler : Ce mode donne une estimation directionnelle et locale du champ des vitesses en envoyant des trains d'ondes focalisés dans une zone choisie et en analysant le contenu spectral des signaux rétrodiffusés. Il permet en particulier le diagnostic de sténoses ou de complications vasculaires.
- Color Flow : C'est une imagerie bidimensionnelle des écoulements sanguins, les vitesses mesurées étant codées en niveau de couleur. L'estimation de vitesse le long d'une ligne de l'image se fait en l'éclairant par une série plusieurs trains d'ondes focalisés (typiquement 8 à 10 pulses) envoyés à une cadence fixe (PRF). Une mesure locale par autocorrélation du déphasage entre les signaux rétrodiffusés de chaque tir de la série permet une estimation de la vitesse d'écoulement. La qualité de la mesure dépend du PRF et du nombre de trains d'ondes utilisés. Elle s'accroît au détriment de la cadence d'imagerie.
- Tissue Doppler Imaging (TDI) : C'est l'analogie du mode Color Flow adapté à la mesure de mouvement des tissus.

La Figure III-1 montre une image typique d'échographie fonctionnelle dans laquelle trois modes sont affichés simultanément : le mode d'imagerie classique, le mode PW Doppler et le Color Flow. Nous souhaitons utiliser, dans notre cas, un algorithme de mesure de mouvement qui ait les mêmes propriétés que ceux du TDI (imagerie bidimensionnelle et directionnelle des mouvements tissulaires) mais avec deux conditions supplémentaires :

- la cadence d'imagerie des mouvements est identique à celle de l'imagerie échographique ultrarapide utilisée pour son estimation.
- La mesure de mouvement ne doit pas être plafonnée en amplitude par les limites intrinsèques de l'algorithme.

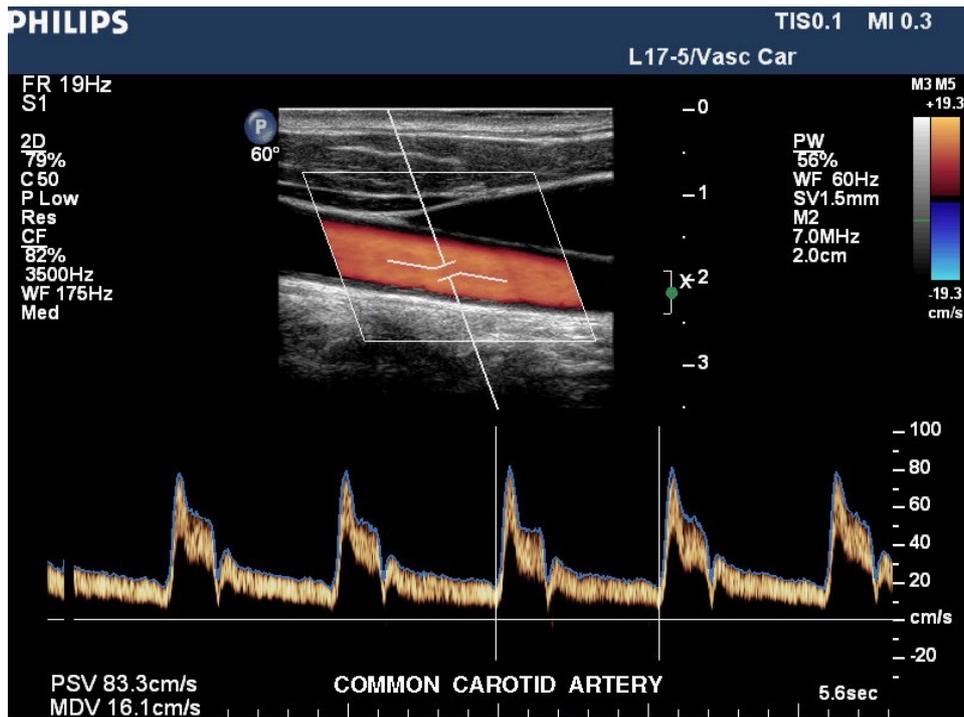


Figure III-1: mode fonctionnel de l'échographe Philips iU22. Image d'une carotide humaine, avec visualisation de l'écoulement sanguin par Color Flow et mesure du spectre Doppler (PW) en un endroit donné de l'écoulement sur quelques cycles cardiaques. (Source : www.philips.com)

Si l'algorithme de mesure de mouvement utilisé en TDI ou en Color Flow est robuste et peu lourd à mettre en œuvre en terme de temps de calcul, il n'est pas capable de fournir la cadence d'imagerie des déplacements souhaitée puisque chaque mesure impose entre trois et dix illuminations ultrasonores. Il est également limité en terme d'amplitude de déplacements, mesurée par la fréquence de répétition (PRF) de la série de tirs nécessaires à la mesure. Nous avons donc adopté une autre méthode de mesure de mouvement, basée non pas sur une mesure de phase entre plusieurs échantillons de signaux, mais sur une corrélation temporelle entre les signaux avant et après mouvement. Ses principes sont détaillés ci-dessous.

III.A.2. L'interférométrie speckle ultrasonore

La technique de mesure de mouvement adaptée à l'imagerie échographique ultrarapide a été proposée et étudiée par Stefan Catheline au cours de sa thèse au LOA [30, 31]. Elle consiste à comparer des images échographiques en intercorrélant deux à deux leurs lignes ultrasonores. Elle fournit, comme toutes les techniques de mesure de mouvements basées sur les ultrasons, une estimation unidimensionnelle du mouvement correspondant à la projection du vecteur déplacement le long de l'axe du faisceau ultrasonore.

III.A.2.a) L'algorithme

Pour l'illustrer considérons deux images échographiques du même milieu acquises grâce à deux illuminations planes successives. Nous cherchons à estimer le champ de déplacements induit dans le milieu entre les deux illuminations successives. Nous comparons pour cela les deux images ligne par ligne.

Isolons la ligne i de chaque image ($i \in [1, N]$, N étant le nombre de lignes d'une image). La mesure de mouvement le long de la ligne ultrasonore se décompose en trois étapes :

- **Fractionnement temporel de la ligne.**

La ligne est découpée en plusieurs fenêtres temporelles comme l'illustre la Figure III-2. Chaque fragment de signal représente la signature acoustique d'un petit volume de diffuseurs situé à une profondeur donnée et sera utilisé pour effectuer une mesure locale de mouvement à la profondeur considérée. Les fenêtres peuvent se suivre comme montré sur la Figure III-2 ou s'enchevêtrer permettant ainsi un meilleur échantillonnage temporel de la mesure de mouvement. La taille des fenêtres ainsi que le taux de recouvrement de celles-ci sont des paramètres à optimiser et seront discutés par la suite.

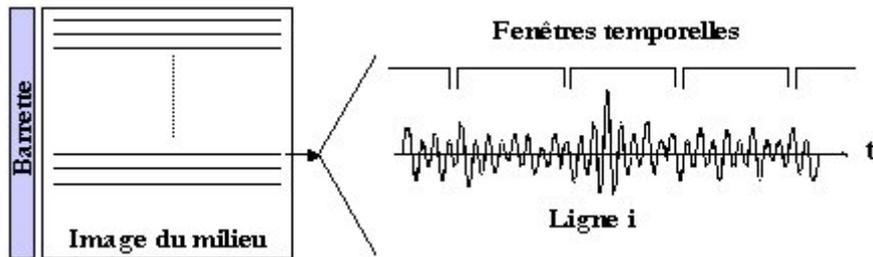


Figure III-2: découpage d'une ligne donnée en plusieurs fenêtres temporelles

- **Mesure locale de mouvement**

Le signal temporel d'une fenêtre donnée de la ligne i de la première image est isolé et intercorrélé avec la totalité du signal temporel de la ligne i de la seconde image. Ceci est illustré Figure III-3.

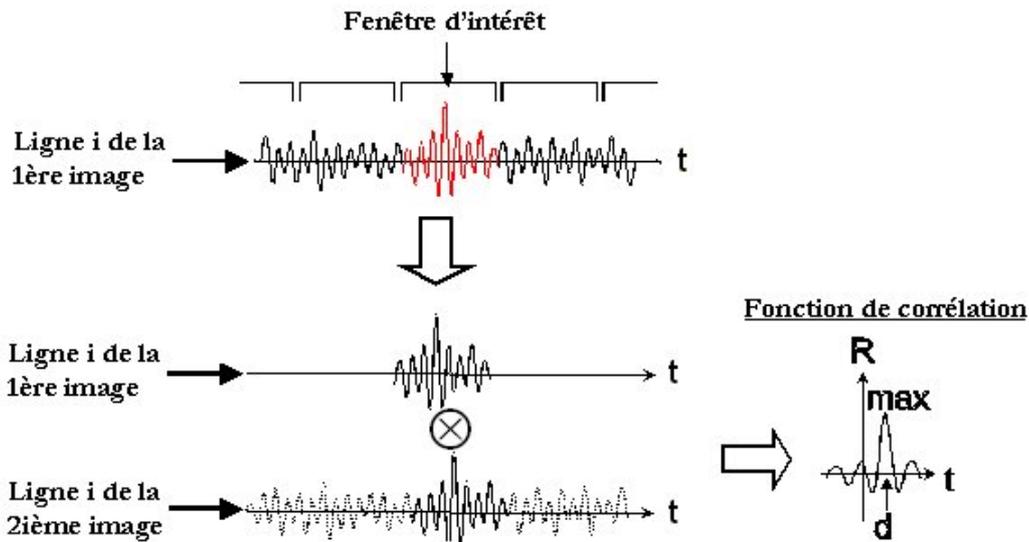


Figure III-3: Intercorrélation des signaux ultrasonores pour une mesure locale du déplacement.

On en déduit une fonction de corrélation temporelle $R(t)$ définie mathématiquement par l'expression :

$$R(t) = \frac{c(x, y)}{\sqrt{c(x, x)c(y, y)}}$$

$c(x,y)$ étant l'intercorrélation entre les signaux $x(t)$ de la ligne de la première image et $y(t)$ de la ligne de la deuxième image. L'abscisse de son maximum donne une estimation du déplacement axial d subi par le petit volume de diffuseurs :

$$d = \frac{c\Delta t}{2}$$

où c est la vitesse des ondes ultrasonores et Δt l'abscisse temporelle du maximum de la fonction de corrélation. L'estimation du décalage Δt est obtenue en interpolant la fonction de corrélation au voisinage de son maximum par une fonction parabolique. Ceci est illustré Figure III-4.

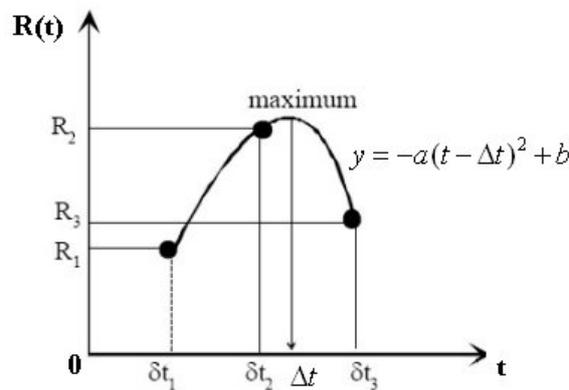


Figure III-4: calcul de l'abscisse du maximum d'intercorrélation par interpolation parabolique.

Une fois les coefficients a et b du polynôme du deuxième ordre estimés, l'abscisse se déduit simplement :

$$\Delta t = \frac{b}{2a}$$

Cette approche permet d'augmenter la précision de mesure du champ de déplacements, puisqu'elle n'est alors plus limitée par la fréquence d'échantillonnage temporelle des signaux ultrasonore.

- **Itération de la mesure**

L'algorithme est appliqué à toutes les fenêtres de la ligne ultrasonore considéré, l'ensemble étant réitéré pour toutes les lignes de l'image échographique. On en déduit une estimation du champ de déplacement induit dans le milieu entre les deux illuminations ultrasonores dans l'ensemble de la zone imagée par le système.

III.A.2.b) Paramètres et qualité de la mesure

La qualité de la corrélation, donc de la carte des déplacements, dépend de certains paramètres qu'il convient d'ajuster au mieux :

- *La longueur de la fenêtre de corrélation* : Elle doit être suffisamment grande pour être représentative du milieu que l'on éclaire. Etant donné que le train d'ondes ultrasonores est typiquement un pulse de 2 ou 3λ , une fenêtre de l'ordre de 8λ est idéale pour représenter la signature acoustique d'un groupe de diffuseurs du milieu. Elle ne doit pas être également trop grande au risque de moyenniser les déplacements engendrés dans le milieu.
- *La longueur de recouvrement* : Elle correspond au pourcentage de recouvrement entre deux fenêtres consécutives. C'est le paramètre qui fixe le nombre de fenêtres de corrélation sur une ligne, donc le nombre de déplacements mesurés par ligne. On prend généralement un recouvrement de 50 %.
- *Coefficient de corrélation* : Ce coefficient, qui correspond à la valeur du maximum de la fonction de corrélation, est représentatif de la qualité de la corrélation en chaque point. Il permet d'évaluer si le signal a changé d'une image à l'autre ou s'il s'est simplement translaté temporellement. Si un groupe de diffuseurs est sorti d'une tache focale (à cause, par exemple, d'un déplacement latéral de forte amplitude), les signaux rétrodiffusés provenant de cette tache focale seront de nature différente entre deux images et le coefficient sera faible. Ce coefficient, compris entre 0 et 1, traduit donc la confiance que l'on peut accorder à la mesure du déplacement effectuée. La valeur seuil typique est au minimum de 0.9, les mesures donnant un coefficient de corrélation inférieur à ce seuil étant généralement éliminées.

L'erreur sur la mesure de mouvement peut mathématiquement s'estimer par des considérations statistiques et s'exprime à l'aide de la formule de Cramer-Rao [30]. Elle est de l'ordre du micromètre. Remarquons que sans l'interpolation parabolique, compte tenu des propriétés de l'échographe ultrarapide (fréquence d'échantillonnage des signaux de 50 MHz), celle-ci serait limitée à 15 μm . Cette analyse, effectuée par S. Catheline, permet également de justifier de manière précise l'optimisation des paramètres (que l'on a simplement évoquée de manière intuitive).

III.A.2.c) Discussion

L'algorithme présenté ci-dessus a été nommé interférométrie speckle ultrasonore. Il a été testé et validé expérimentalement lors de travaux précédents [31, 32]. Il permet une mesure locale directionnelle et une cartographie bidimensionnelle des mouvements tissulaires dans toute la zone imagée par l'appareil échographique. Son atout principal est de fournir une estimation précise du champ de déplacement sans aucune dégradation de la cadence d'imagerie, le calcul se faisant sur des paires successives d'images échographiques. Son couplage avec le mode onde plane permet ainsi d'atteindre des cadences d'imagerie des mouvements tissulaires de plusieurs milliers de Hz et ouvre un champ d'investigation que nous nous proposons d'explorer dans les prochains chapitres. Si ce couplage a déjà été utilisé par le passé pour la mesure expérimentale de mouvements tissulaires rapides [33], aucune étude sur la qualité de l'estimation de mouvement fournie n'a été menée à ce jour. En particulier les dégradations de l'image échographique engendrées par l'utilisation des modes ultrarapides, mises en évidence au chapitre précédent, peuvent avoir des conséquences sur la qualité de l'estimateur. Nous nous proposons d'étudier ce point au paragraphe suivant.

III.B. Influence du mode Onde Plane sur la détection de mouvement

III.B.1. Risques potentiels

La robustesse et la qualité de l'algorithme de mesure de mouvement sont intrinsèquement liées aux propriétés des images ultrasonores sur lesquelles il se base. Son couplage avec le mode d'imagerie échographique onde plane pour la mesure de mouvements rapides implique donc un certain nombre de dégradations qu'il convient d'analyser. Comparé à une mode d'imagerie standard, le mode onde plane fournit une qualité d'image inférieure mise en évidence et quantifiée au chapitre précédent. Rappelons que cette dégradation porte sur trois paramètres :

- La résolution de l'image : l'absence de focalisation à l'émission augmente la taille de la tache focale d'émission-réception et réduit ainsi la résolution latérale de l'image.
- La sensibilité : la profondeur de pénétration de l'onde émise dans le milieu est pratiquement réduite d'un facteur 2 par rapport à une onde focalisée.
- Le contraste : L'illumination plane renforce la présence de signaux hors axe sur les lignes de l'image dégradant la détection de zone anéchoïques ou à faible échogénéicité.

Ces dégradations ont plusieurs conséquences sur la mesure de mouvement. La perte en résolution de l'image échographique est directement répercutée sur la carte des déplacements. Cette dégradation, inévitable, est beaucoup moins gênante en mode fonctionnel qu'en mode échographique puisque la majorité des mouvements imagés ont des variations spatiales dont la longueur d'onde (supérieure au cm) est nettement supérieure à la taille de la cellule de résolution du mode d'imagerie (inférieure au mm³). La dégradation de la sensibilité est également directement répercutée sur les cartes des déplacements. Cette limite est aussi gênante pour le mode échographique que pour le mode fonctionnel, la profondeur des zones étudiées s'en trouvant réduite. La sensibilité du système peut être éventuellement augmentée par l'utilisation d'émissions codées telle que des chirps. Les conséquences de la perte en contraste sont plus difficiles à quantifier. Ils doivent être étudiés plus en détails. Les risques de dégradation dûs à la présence de signaux hors axe sur l'image sont multiples:

- une détection de mouvement artificielle correspondant à une mesure de déplacements dans une autre zone que celle réellement en mouvement.
- Une dégradation de la qualité de la mesure de mouvement due à la présence de signaux parasites dans la zone en mouvement.

Ces deux points sont analysés dans le paragraphe suivant.

III.B.2. Etude des détériorations

III.B.2.a) Mise en évidence

La quantification des dégradations dues à la perte en contraste de l'image échographique résultant d'une illumination plane peut-être effectuée en simulation en utilisant des configurations d'imagerie très simples. Le logiciel de simulation utilisé est Field II. Pour mettre en évidence ces dégradations, nous avons simulé

un milieu acoustiquement homogène contenant une répartition aléatoire de diffuseurs acoustiques et imagé par un système échographique ayant les mêmes propriétés que l'échographe ultrarapide. Le nombre de diffuseurs par cellule de résolution du système d'imagerie doit être suffisant (ici égal à 10) pour reproduire le speckle acoustique de l'image. La taille du milieu est de 20mm par 30mm dans le plan de l'image écho et de 5mm dans le plan de l'élévation. Celle de la zone imagée (40mm par 40mm) a volontairement été choisie plus grande que le milieu lui-même. Une zone sphérique du milieu (de 10 mm de diamètre) a été mise en mouvement : une translation de 50 μm dans la direction axiale est appliquée à l'ensemble de ses diffuseurs. Une inclusion sphérique anéchoïque, c'est-à-dire ne contenant aucun diffuseurs ultrasonores, de même taille et voisine de la première, a également été créée. Cette dernière permettra de mettre en évidence la présence éventuelle de mouvements artificiels dus au déplacement de la zone mobile voisine. La configuration ainsi qu'une image simulée du milieu correspondant sont données Figure III-4. Les caractéristiques ultrasonores de la barrette simulée sont les mêmes qu'au chapitre II (linéaire, 128 éléments, 4.3 Mhz de fréquence centrale, 0.33mm de pas inter-éléments)

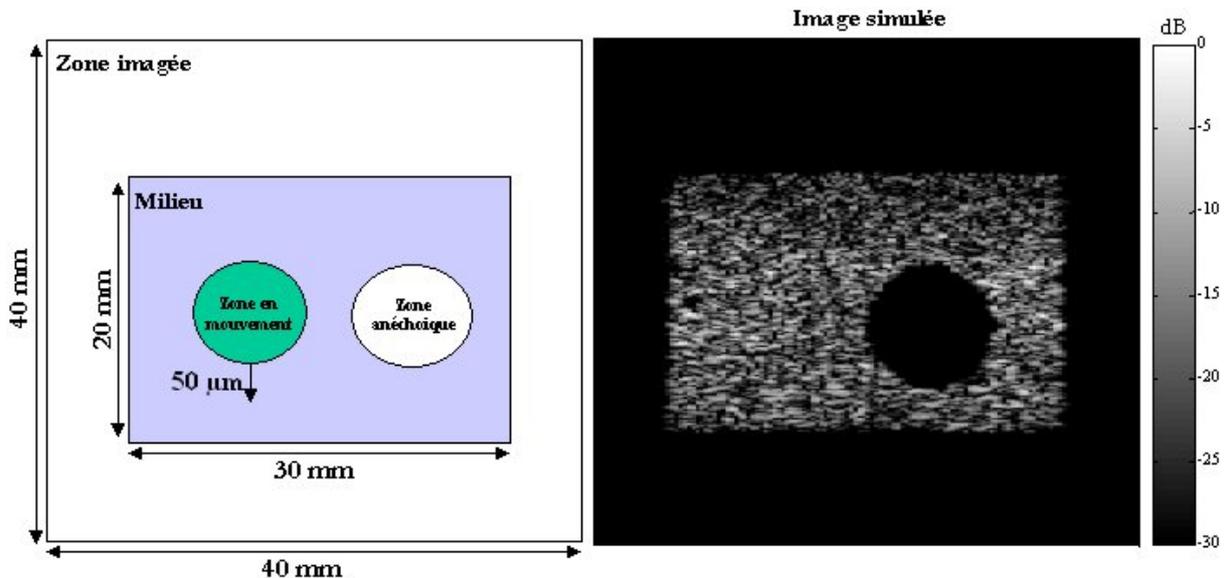


Figure III-5: configuration de la première simulation. Un milieu homogène de 20 par 30mm avec une zone sphérique mobile et une zone sphérique anéchoïque.

Deux images échographiques du milieu, avant et après le déplacement de la zone sphérique, sont simulées et ce pour chaque mode d'imagerie (standard et onde plane). Un bruit blanc à -60 dB a été rajouté aux signaux ultrasonores pour mieux coller à des conditions expérimentales. L'algorithme de mesure de mouvement est alors appliqué à chacune de ces paires d'images. On en déduit des cartes du champ de déplacements induits dans le milieu ainsi que des coefficients de corrélation associés à la mesure. L'ensemble est montré Figure III-6. Plusieurs observations peuvent être déduites de ces résultats : tout d'abord, l'estimation du mouvement en mode standard est excellente. Le déplacement de 50 μm de la zone circulaire est quantitativement estimé, le reste de la zone imagée étant bien à zéro. La variance de la

mesure est quasi nulle. La qualité de l'estimation en mode standard est confirmée par l'observation de la carte des coefficients de corrélation. Traduisant la fiabilité que l'on peut accorder à la mesure, sa valeur est de 1 dans l'ensemble du milieu, en particulier à l'intérieur de zone circulaire mobile. Elle tombe à 0 aux endroits ne contenant pas de réponse acoustique, la corrélation entre des bruits blancs étant quasi nulle.

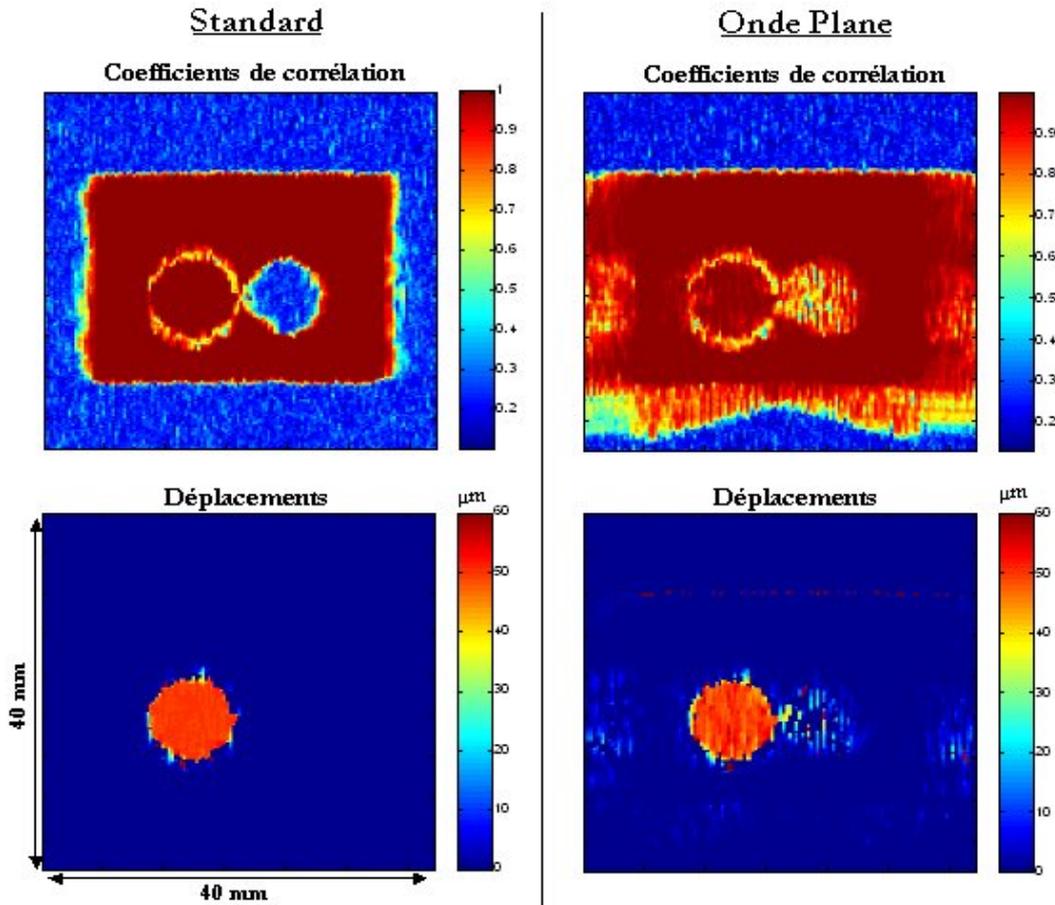


Figure III-6: cartes des coefficients de corrélation et du champ de déplacement pour les deux modes d'imagerie considérés : le mode standard et le mode onde plane.

En mode Onde Plane, la carte des coefficients de corrélation montre qu'il existe une corrélation entre les deux images même dans des zones où il n'est pas censé y avoir de signal acoustique. C'est le cas dans l'inclusion anéchoïque ainsi que sur les bords latéraux de la zone imagée. Cela met en évidence les limites du mode onde plane qui tend à faire baver la signature acoustique réelle du milieu considéré. Cela se traduit par la présence de signaux acoustiques là où il n'y en a pas et donc l'existence de coefficients de corrélation non nuls dans des endroits où ils devraient tendre vers zéro. Il en résulte deux dégradations de la mesure de mouvement, visibles sur la carte des déplacements ci-dessus :

- la détection de mouvements parasites dans l'inclusion anéchoïque, censée être immobile.
- l'augmentation de la variance de la mesure dans l'inclusion mobile en mode onde plane comparée au mode d'imagerie standard

III.B.2.b) Détection de mouvements parasites

Cette dégradation peut apparaître comme une limite importante d'algorithme, réduisant la fiabilité de la détection de mouvement. Il est cependant à noter que le champ de déplacement artificiel s'apparente plutôt à du bruit qu'à un mouvement cohérent. Des astuces de traitement du signal peuvent aider à corriger ce type d'artéfacts. Un exemple serait de mettre un seuil sur la variance locale de la mesure permettant de distinguer les mouvements réels des parasites. La Figure III-7 montre une estimation de la carte de déplacements en mode onde plane en utilisant ce genre de seuillage, les artéfacts étant ainsi quasiment éliminés. Précisons que ce type de traitement, équivalent à un filtrage spatial, ne compromet pas la qualité des estimations, les variations spatiales des mouvements détectables étant de fréquence nettement inférieure à celle des déplacements parasites.

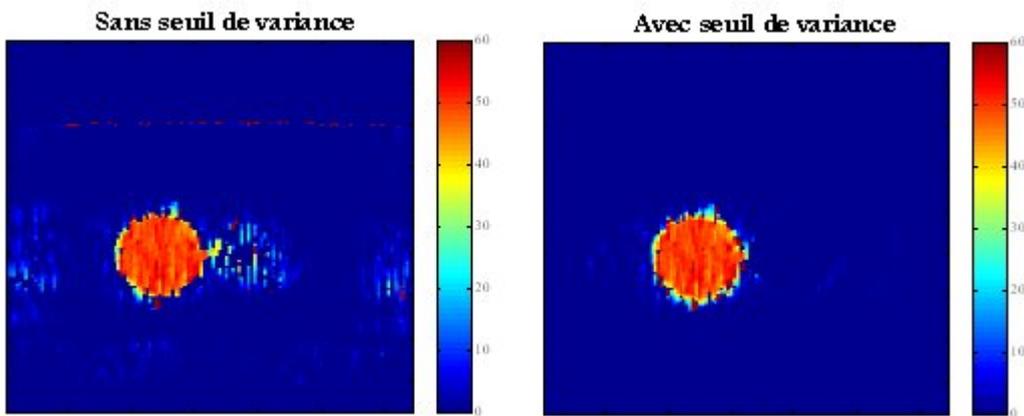


Figure III-7: Carte de déplacements avec (droite) et sans (gauche) seuil de variance

Une deuxième simulation a été menée pour étudier si ces mouvements parasites sont toujours détectés en présence de speckle ultrasonore.

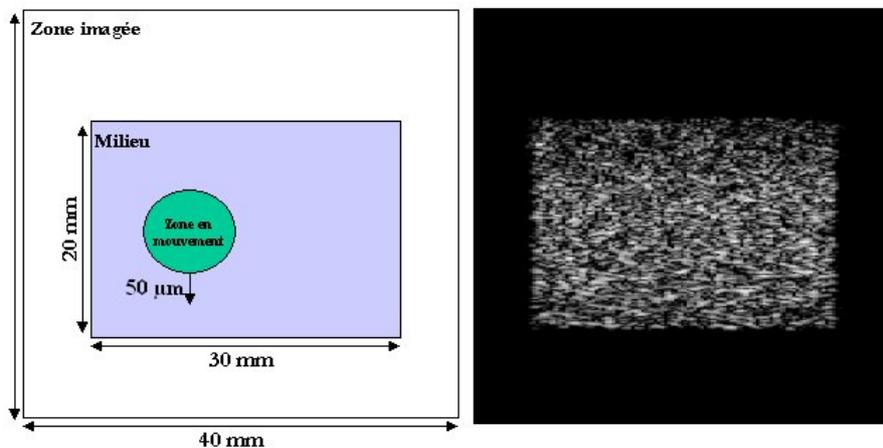


Figure III-8: configuration de la deuxième simulation. Un milieu homogène de 20 par 30mm avec une zone sphérique se déplaçant de 50 μm .

La configuration est donc la même que dans la première simulation sauf que des diffuseurs ultrasonores ont été ajoutés dans l'inclusion précédemment anéchoïque. La configuration et l'image simulée du milieu sont montrées Figure III-8. Le champ de déplacements calculé en mode onde plane est montré Figure III-9 et comparé à celui obtenu lors de la première simulation. Le champ de déplacements artificiel dans la zone de l'inclusion anéchoïque a disparu. En présence de diffuseurs acoustiques les effets parasites dus aux signaux hors axe sont donc négligeables, l'algorithme de mesure de mouvement y étant insensible.

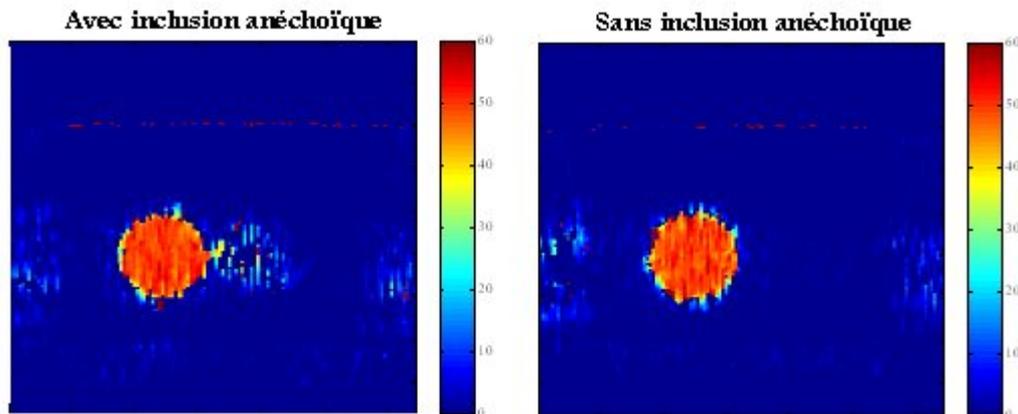


Figure III-9: champ de déplacements mesuré en mode onde plane avec (gauche) et sans (droite) inclusion anéchoïque.

La détection de mouvements artificiels n'apparaît donc pas comme une limite fondamentale de la mesure de mouvement en imagerie ultrarapide. Ces artefacts sont dans la plupart des cas négligeables et peuvent être supprimés par des techniques de traitement du signal. Une limitation plus importante mise en évidence dans les deux simulations est la variance de la mesure de mouvement.

III.B.2.c) Variance de la mesure

Très nette sur les images présentées ci-dessus, cette variance est calculée dans la zone circulaire mobile des cartes de déplacements. Elle est quasiment nulle en mode standard mais atteint 4% en mode onde plane. Elle s'explique par la présence d'une zone de décorrélation aux frontières de l'inclusion mobile. Cette décorrélation, mise en évidence par une chute du coefficient de corrélation sur les cartes montrées Figure III-10, est tout à fait normale compte tenu du très fort gradient de mouvement à l'interface de l'inclusion. La mesure de mouvement s'en trouve erronée sur une couche d'épaisseur correspondant à la taille de la cellule de résolution de l'image fonctionnelle et située à la limite entre les zones mobiles et immobiles. Cette erreur n'a aucune incidence sur la qualité de la mesure de mouvement en mode standard. Elle s'étale en revanche en mode onde plane affectant la qualité de la mesure de mouvement dans l'inclusion mobile. La conséquence est une augmentation de la variance de mesure du champ de déplacements.

Décorrélation à l'interface des zones mobiles et immobiles

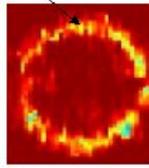


Figure III-10: décorrélation entraînant une erreur sur l'estimation du mouvement aux frontières de l'inclusion mobile

Cette dégradation est confirmée par une dernière simulation dans laquelle un mouvement sinusoïdal est créé dans un gel homogène. Ce mouvement, représentatif de ceux que l'on cherche à mesurer en expérience, est appliqué sur une couche horizontale du milieu d'épaisseur 10 mm. Il est caractérisé par un déplacement axial d'amplitude maximale 50 μm variant sinusoïdalement dans la direction latérale avec une longueur d'onde de 10 mm. La configuration ainsi que la mesure des déplacements sont montrées Figure III-11.

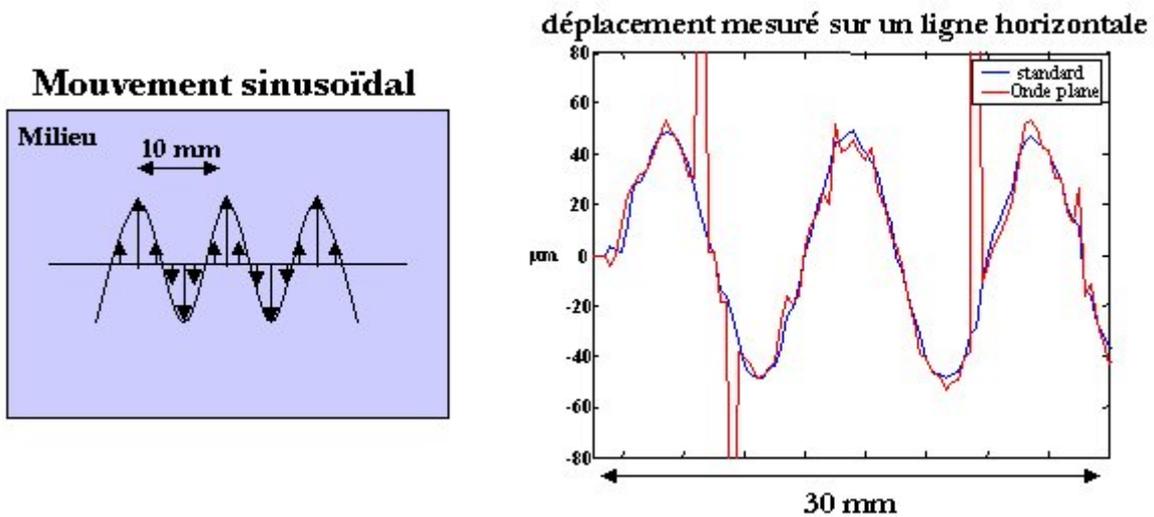


Figure III-11: Mesure d'un mouvement axial variant sinusoïdalement dans la direction latérale

Les variations du champ de déplacements le long d'une ligne horizontale de l'image mettent bien en évidence la plus grande variance de la mesure en mode onde plane qu'en mode standard. D'un point de vue plus général, retenons que l'existence d'un gradient de vitesse ou de déplacements dans les tissus (ce qui est la plupart du temps le cas) affecte la qualité de la mesure de mouvement en augmentant sa variance.

III.B.3. Conclusion

Sur l'ensemble des dégradations évoquées et mises en évidence dans cette section (résolution, sensibilité, mouvements, parasites, variance), aucune ne représente un obstacle ou une réelle contrainte pour la

faisabilité de l'imagerie de mouvements rapides dans les tissus. La plus gênante semble être la variance de la mesure introduite par la présence d'un gradient de mouvement dans le milieu. Nous présentons dans la section suivante une méthode, basée sur la notion de compound ultrasonore, efficace pour s'affranchir de ce problème et améliorer la qualité de la mesure de mouvement.

III.C. Le mode Onde Plane avec Compound Ultrasonore

III.C.1. Principe

L'objectif de cette section n'est pas seulement de proposer une solution intéressante pour réduire la variance de la mesure de mouvement, mais plus généralement d'introduire une technique ultrasonore que l'on utilisera tout au long de ces travaux : le compound spatial. Déjà largement utilisée en imagerie échographique [34-37], cette technique propose d'explorer une zone donnée de tissu en l'éclairant selon différents angles puis de recomposer l'image finale en combinant les différentes informations recueillies.

- **Le compound ultrasonore standard**

L'utilisation du compound spatial en imagerie ultrasonore standard est résumée Figure III-12.

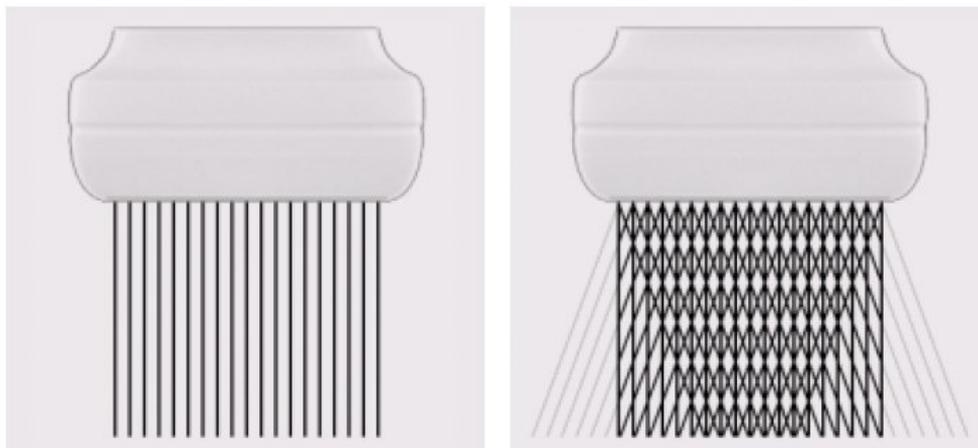


Figure III-12: principes du compound spatial ultrasonore (droite) comparé au mode d'imagerie simple (gauche). (Source : www.philips.com).

En mode compound ultrasonore, le milieu est imagé plusieurs fois selon différents angles. Chaque image est constituée d'une série de lignes obtenues par illumination et beamformée le long d'une direction donnée. L'image finale est une moyenne, dans la zone d'intérêt choisie, des différentes images inclinées. Le nombre et la valeur des angles utilisés dépendent des caractéristiques géométriques de la sonde et de la taille du milieu à imager. La zone finale moyennée se situe à l'intersection de l'ensemble des zones imagées par les différentes illuminations. L'utilisation du compound spatial permet une très nette amélioration de la qualité de l'image échographique. Ceci est illustré Figure III-13 où des images avec et sans compound d'un sein comportant une lésion bénigne (fibroadénome) sont montrées.

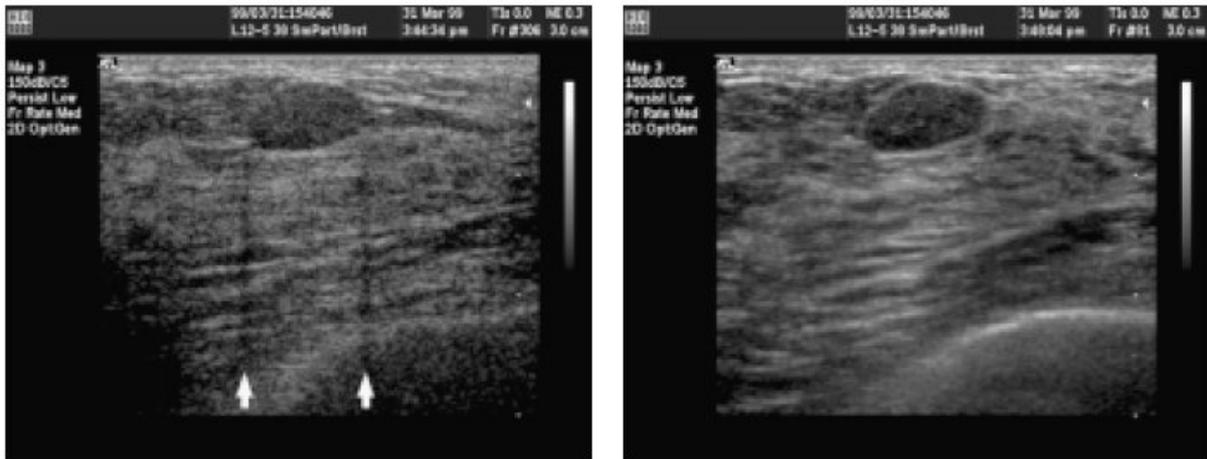


Figure III-13: images d'un fibroadénome dans un sein obtenues avec (droite) et sans (gauche) compound. (Source : www.philips.com).

Il permet :

- une détection bien plus nette des contours de la lésion. Ceci est vrai pour n'importe quelle interface dans le corps, l'illumination selon différents angles évitant la présence d'échos spéculaires forts sur l'image.
- l'élimination de zones d'ombres (montrées par des flèches) dues à la présence d'obstacles très absorbants comme le fibroadénome.
- Une réduction très significative du speckle augmentant le contraste de l'image et permettant une visualisation plus fine des structures tissulaires.

L'influence des propriétés du speckle sur le contraste de l'image a été brièvement mentionnée au chapitre précédent. Rappelons que le speckle est une caractéristique des images ultrasonores expliquée par l'interférence entre les champs ondulatoires réfléchis par les diffuseurs du milieu [38]. L'image ultrasonore est alors considérée comme une réalisation statistique de la distribution de diffuseurs du milieu. Le contraste de l'image dépend de la taille du grain de speckle ainsi que de la variance de l'amplitude du signal entre les différents grains. Illuminer le milieu selon différents angles revient à calculer plusieurs réalisations décorréelées de la distribution de diffuseurs. La taille du grain de speckle et la variance sont donc diminués sur l'image moyenne finale.

- **Le compound ultrasonore en mode onde plane**

L'adaptation de la technique de compound spatial au mode d'imagerie onde plane est immédiate. Des ondes d'angles différents illuminent le milieu comme illustré Figure III-14. Le beamforming, selon les séries de lignes de différentes inclinaisons reste inchangé. Il est cependant caractérisé par une propriété très intéressante : l'amélioration de la qualité de l'image grâce au compound spatial est plus significative en mode onde plane qu'en mode standard. Cela se comprend par de simples considérations théoriques. En effet, l'amélioration du contraste de l'image finale dépend directement du degré de décorrélation entre les

différentes réalisations statistiques du milieu, c'est-à-dire entre les différentes images inclinées. Une façon de les décorréler, quel que soit le mode d'imagerie envisagé, est d'augmenter l'angle entre deux illuminations inclinées. Mais cela se fait au détriment de la taille de zone moyennée. Une fourchette typique d'angles utilisés en imagerie compound ultrasonore, issue d'un compromis entre décorrélation des images et taille de la zone moyennée, se situe entre -15° et 15° par pas de 1 ou 2° .

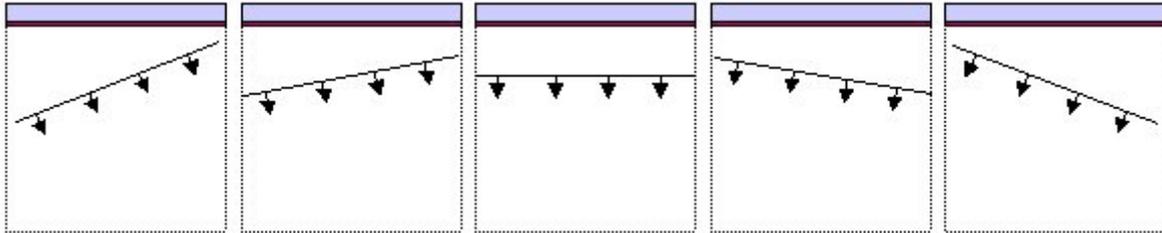


Figure III-14: principe du compound spatial en mode onde plane

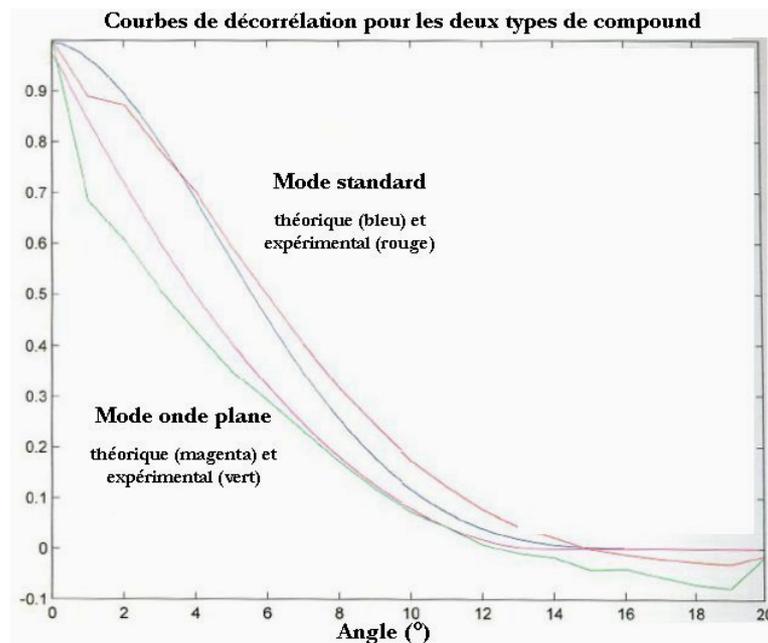


Figure III-15: courbes de décorrélation des images en fonction de l'angle de compound entre celle-ci pour les deux modes d'imagerie

A fourchette d'angle fixe, la décorrélation entre deux images est prédite par le théorème de Van Cittert-Zernike [39]. En effet, selon ce dernier, la cohérence spatiale du speckle est décrite par la fonction d'autocorrélation du signal ultrasonore et est égale à la transformée de Fourier de la source ultrasonore éclairant le milieu. Cette source étant plus large en mode onde plane qu'en mode focalisé, elle possède un spectre de fréquences spatiales plus étroit donc un grain de speckle sur l'image finale plus large et une décorrélation angulaire plus importante. Les spectres entre deux images provenant de deux illuminations planes se chevauchent moins qu'en illumination focalisée, rendant les images plus décorréliées.

Ceci est illustré Figure III-15, où les courbes montrent l'évolution du coefficient de corrélation moyen entre deux images en fonction de leur d'angle d'illumination, et ce pour les deux modes d'imagerie envisagés. Les courbes obtenues expérimentalement à l'aide d'images speckle acquises par l'échographe ultrarapide sont comparées aux prédictions théoriques données par le théorème de Van Cittert. On constate que la décorrélation entre les images est plus rapide en mode onde plane qu'en mode standard. Le mode onde plane optimise donc les effets du compound sur l'image échographique.

III.C.2. Application à la détection de mouvements

- **Mise en évidence et quantification de l'amélioration**

La méthode de compound spatial est appliquée à la mesure de mouvement en mode onde plane. Pour chaque angle d'illumination une paire d'images du milieu considéré Figure III-5 a été calculée. Les champs de déplacements ont alors été déduits pour chaque angle puis moyennés pour calculer la carte des déplacements finale. Le résultat obtenu avec l'utilisation de 5 angles ($[4, -2, 0, 2, 4]^\circ$) est donné Figure III-16. La variance de la mesure de mouvement dans l'inclusion mobile est clairement réduite : Elle passe de 4 % à 0.5 %.

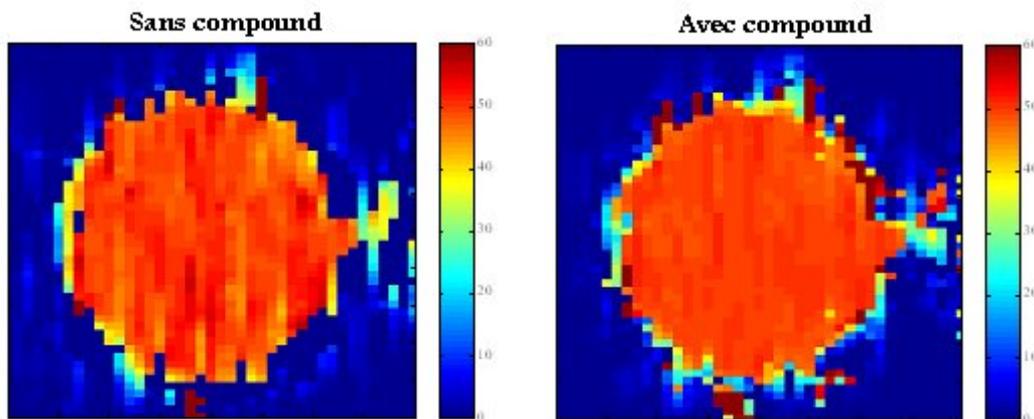


Figure III-16: image du champ de déplacement de l'inclusion mobile avec (droite) et sans (gauche) compound

L'évolution de la variance en fonction du nombre d'angles utilisés pour obtenir la carte finale est donnée Figure III-17. La décroissance de la variance de la mesure est assez conséquente et permet une amélioration significative de la mesure de mouvement à partir de 5 angles. Sa décroissance est assez

proche de la fonction $\frac{1}{\sqrt{N}}$ où N est le nombre d'angles utilisés, montrant que le moyennage se fait avec des réalisations pratiquement indépendantes les unes des autres.

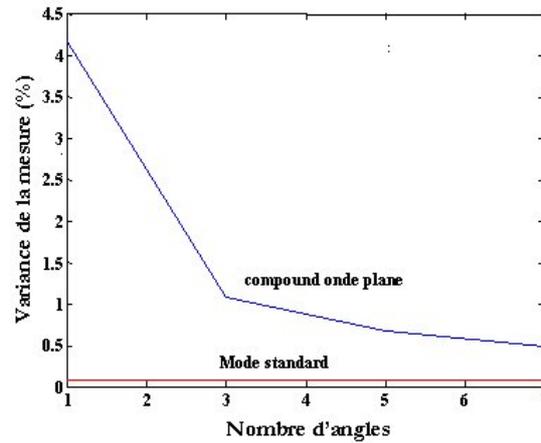


Figure III-17: évolution de la variance de la mesure en mode onde plane en fonction du nombre d'angles utilisés pour le compound et comparée à la variance de l'estimation en mode standard.

- Adaptation à une détection de mouvement temps réel.

L'amélioration de la mesure de mouvement a été démontrée en simulation pour la détection d'une simple translation. La technique de compound doit être adaptée à des acquisitions temps réel c'est à dire pour suivre et imager des mouvements dynamiques. La Figure III-18 propose deux intégrations différentes du mode compound pour l'imagerie de déplacements rapides :

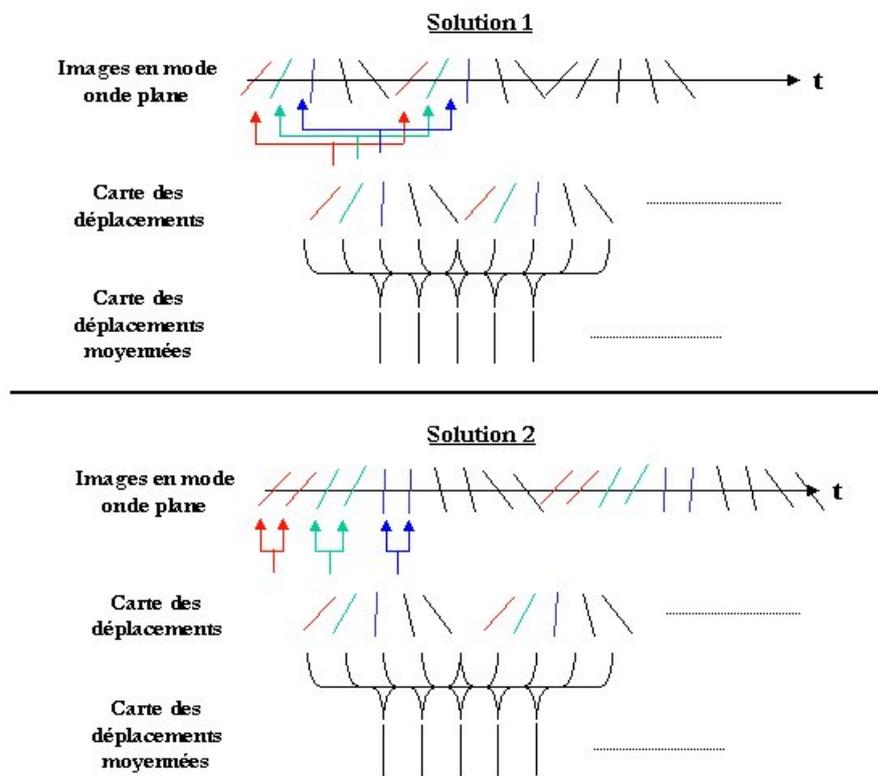


Figure III-18: solutions pour l'intégration du compound pour la mesure de mouvements rapides en temps réel.

Dans la solution 1, les illuminations se font successivement aux différents angles et se répètent de proche en proche. Les intercorrélations pour la mesure de mouvements se font toutes les N images où N est le nombre d'angles utilisés pour le compound. Cette solution est plutôt adaptée pour une imagerie de mouvements très rapides mais d'amplitudes faibles. Dans la solution 2, le milieu est illuminé par le même angle deux fois de suite. Les intercorrélations se font donc entre deux images consécutives à la cadence de l'imagerie ultrarapide, avec le risque d'une évolution du champ de déplacements au cours des estimations inclinées successives. C'est une solution adaptée pour les mouvements plus lents mais dont l'amplitude de mouvement est importante. Enfin, dans les deux cas, les cartes de déplacements finales sont calculées en moyennant des paquets de N cartes décalés d'une carte à chaque fois. Ceci permet de réaliser le compound spatial tout en gardant la même cadence d'imagerie ultrarapide. Précisons que même si la cadence d'image est conservée, l'utilisation de ce type de moyennage détériore la résolution temporelle du système puisqu'il est équivalent à un filtre temporel passe bas.

- **Les autres applications du compound**

En plus de permettre une amélioration de la qualité de la mesure de mouvement par interférométrie speckle ultrasonore en mode onde plane, le couplage du compound spatial avec le mode d'imagerie onde plane est un concept qui a été utilisé de manière assez récurrente au cours nos travaux. Citons :

- le compound ultrasonore pour la mesure bidimensionnelle de température. Cette application étant décrite dans la thèse de Mathieu Pernot [40].
- le compound ultrasonore permettant la généralisation de l'interférométrie speckle ultrasonore à une mesure vectorielle de déplacement (chapitre XI).
- le compound d'ondes de cisaillement pour la mesure de carte d'élasticité des tissus biologiques (chapitre VI)

III.D. Conclusion

Les outils qui permettent la mesure de mouvements en imagerie ultrarapide ont été ici introduits et leur performance quantifiée et comparée aux mesures de mouvements en imagerie standard. Il en ressort que l'association du mode onde plane et de l'algorithme d'interférométrie speckle ultrasonore est une solution performante et robuste pour proposer une échographie fonctionnelle à cadence ultrarapide. Bien que de moins bonne qualité qu'en mode standard, la mesure de mouvement peut être améliorée par des outils exploitant les avantages du mode onde plane tel que le compound spatial. Ces bases étant posées, nous nous attachons, dans la suite de ce manuscrit, à étudier une application très prometteuse de l'échographie fonctionnelle ultrarapide : l'imagerie d'ondes mécaniques basses fréquences dans les tissus biologiques et son application à l'étude de la viscoélasticité du corps humain.

DEUXIEME PARTIE

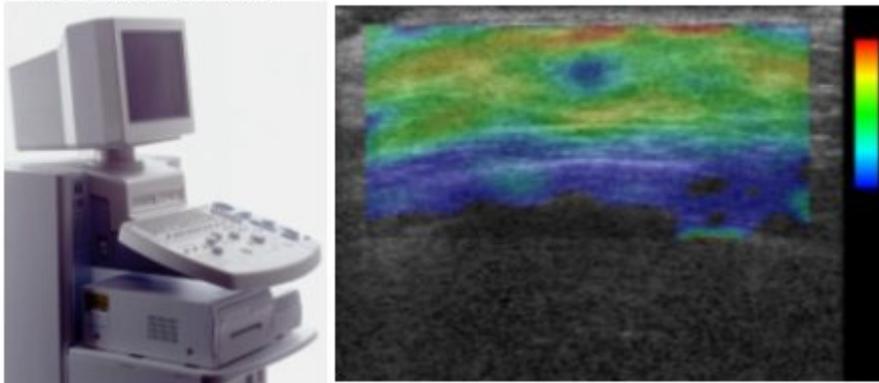
APPLICATION DE L'IMAGERIE ULTRARAPIDE A L'ETUDE DE L'ELASTICITE DES TISSUS MOUS

En plus de proposer des solutions pour améliorer les fonctionnalités déjà existantes sur un échographe moderne, l'imagerie ultrarapide, si elle est astucieusement exploitée, peut offrir des possibilités de diagnostic totalement nouvelles à l'échographie. C'est ce que nous nous proposons d'étudier dans cette deuxième partie. En profitant des cadences très élevées (3000-5000 Hz) pouvant être atteintes par le mode Onde Plane, le Laboratoire Onde et Acoustique a proposé, il y a quelques années, une technique d'investigation des propriétés mécaniques des tissus biologiques basée sur l'imagerie échographique ultrarapide. Elle consiste à créer, imager et exploiter des ondes mécaniques basses fréquences dans le corps pour estimer l'élasticité des tissus. L'élasticité est un paramètre physique auquel les techniques d'imagerie (dont l'échographie) sont totalement insensibles aujourd'hui. Pouvant être d'une aide significative au diagnostic médical, notamment dans le cas de lésions cancéreuses, la recherche de méthodes quantitatives pour estimer ce paramètre physique a ouvert un nouveau champ d'étude en imagerie médicale appelé Elastographie. Cette partie présente et développe la technique élastographique proposée par le LOA et appelée Elastographie Impulsionnelle. Le premier chapitre de cette partie (chapitre IV) introduit le domaine de l'élastographie, justifie son existence et présente les différentes techniques d'imagerie qui le composent. Au chapitre V, après avoir présenté ses principes, nous testons la technique d'Elastographie impulsionnelle en conditions cliniques pour le diagnostic du cancer du sein. Cette évaluation, destinée à l'origine à valider la technique *in vivo*, a permis de mettre en lumière ses avantages et ses limites et à évaluer le travail à accomplir pour en faire une technique de diagnostic à part entière. De ses enseignements est née une nouvelle technique, également basée sur l'imagerie ultrarapide, appelée Supersonique Shear Imaging, dont les principes sont présentés au chapitre VI et les applications étudiées au chapitre VII. Cette technique représente aujourd'hui une solution très prometteuse et facile à mettre en œuvre pour la détection de cancers et pour enrichir ainsi les possibilités de diagnostic des échographes.

CHAPITRE IV

INTRODUCTION A L'ELASTOGRAPHIE

Hitachi EUB-8500



Sommaire:

IV.A.	LES LIMITES DE L'ECHOGRAPHIE AU TRAVERS D'UN L'EXEMPLE: LE CANCER DU SEIN .	80
IV.A.1.	LE SEIN : ANATOMIE ET PATHOLOGIE	80
IV.A.2.	L'ECHOGRAPHIE PARMIS LES OUTILS DE DIAGNOSTIC	82
IV.B.	L'ELASTOGRAPHIE: PRINCIPES.....	85
IV.B.1.	MECANIQUE DES MILIEUX MOUS	85
IV.B.2.	VARIATIONS SUR L'ELASTOGRAPHIE	88
IV.C.	LES DIFFERENTES TECHNIQUES D'ELASTOGRAPHIE.....	89
IV.C.1.	ELASTOGRAPHIE STATIQUE	90
IV.C.2.	SONOELASTOGRAPHY ET NMR ELASTOGRAPHY.....	91
IV.C.3.	VIBROACOUSTOGRAPHY	93
IV.C.4.	« SHEAR WAVE ELASTICITY IMAGING » ET « ACOUSTIC RADIATION FORCE IMPULSE IMAGING »	95
IV.D.	CONCLUSION	97

IV. INTRODUCTION A L'ELASTOGRAPHIE

Ce chapitre introduit un domaine d'étude prometteur de l'imagerie médicale : l'Elastographie. Plusieurs groupes de recherche tentent aujourd'hui de proposer des techniques d'imagerie des propriétés mécaniques des tissus, ces informations pouvant se révéler cruciales pour la détection précoce et systématique de tumeurs cancéreuses. La nécessité de proposer des approches nouvelles est illustré au IV.A à travers un exemple représentatif: les limites de l'échographie pour le diagnostic du cancer du sein. Nous pourrions ainsi comprendre pourquoi l'estimation de la dureté des tissus peut être un facteur clé aussi bien pour la détection que pour le diagnostic de tumeurs et expliquer comment y parvenir en introduisant les principes fondamentaux de l'Elastographie (IV.B). La dernière section de ce chapitre (IV.C) présente les principales techniques qui ont émergé de ce domaine d'étude au cours des dernières années et les situe les unes par rapport aux autres.

IV.A. Les limites de l'échographie à travers un l'exemple: le cancer du sein

L'imagerie échographique est un outil performant pour révéler la structure des tissus humains. Elle permet la visualisation de la paroi des organes, des vaisseaux ou la distinction entre tissus fibreux et gras. Elle apporte ainsi une amélioration significative du diagnostic médical pour des pathologies affectant la structure et la morphologie des tissus. Ceci est par exemple vrai en gynécologie et en obstétrique où l'on peut suivre l'évolution du fœtus et détecter d'éventuelles malformations. En revanche, son aide se révèle moins systématique pour des pathologies n'affectant pas en premier lieu la structure tissulaire. C'est le cas de la cirrhose du foie ou de certaines lésions cancéreuses. Un exemple intéressant mettant en lumière les capacités et les limites de l'échographie est le cancers du sein. Cette partie s'attachera donc à décrire les enjeux du dépistage et du diagnostic de ce type de cancer et à situer l'échographie parmi les différentes techniques utilisées par les médecins aujourd'hui. La mise en évidence et la compréhension de ses limites nous servira à introduire le domaine d'étude de l'Elastographie, dont les présents travaux font partie et dont l'une des applications potentielles les plus prometteuses serait le dépistage systématique du cancer du sein.

IV.A.1. Le sein : anatomie et pathologie

Les principaux éléments de l'anatomie du sein sont représentés Figure IV-1a). L'élément fonctionnel, appelé glande mammaire, se situe sous une couche de graisse (E) précédant la peau et présente une forme conique ayant pour extrémité le mamelon (D). Cette glande comporte des lobules (B) chargés de sécréter le lait maternel et des canaux galactophores (A) destinés à conduire le lait jusqu'au mamelon. Entre ces canaux se loge un squelette fibreux donnant la structure et la conservation de la forme du sein ainsi que des volumes de graisses en proportions variables selon les femmes. L'ensemble de ces éléments

structuraux peut être finement révélé par l'imagerie échographique : On peut y distinguer (Figure IV-1b) la peau (haut de l'image), la graisse sous cutanée (moins échogène) puis la glande mammaire composée de tissus fibreux échogènes dans laquelle on distingue clairement un canal galactophore.

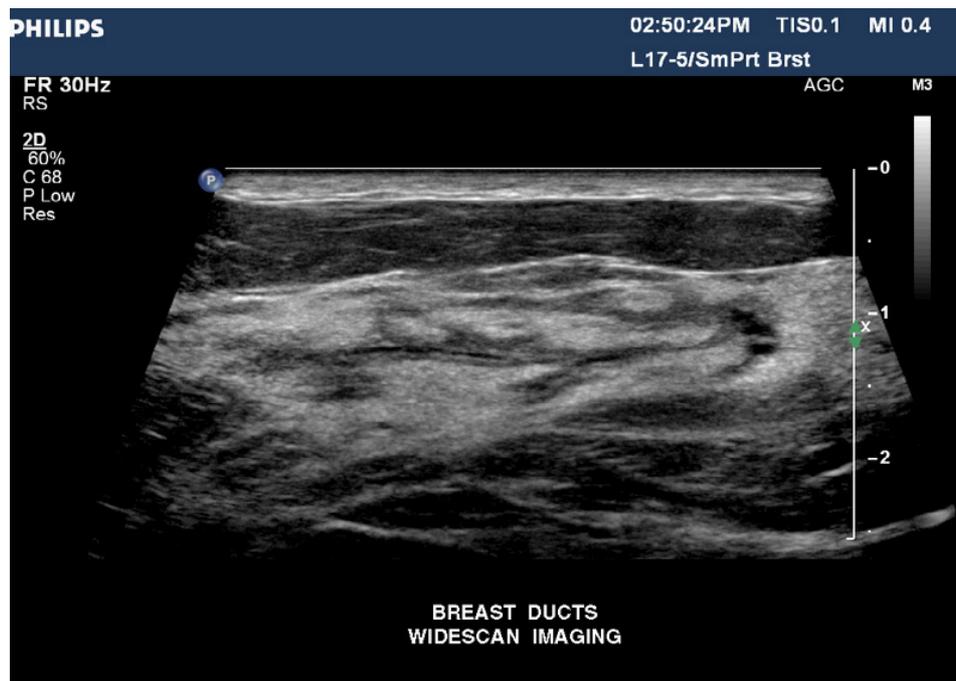
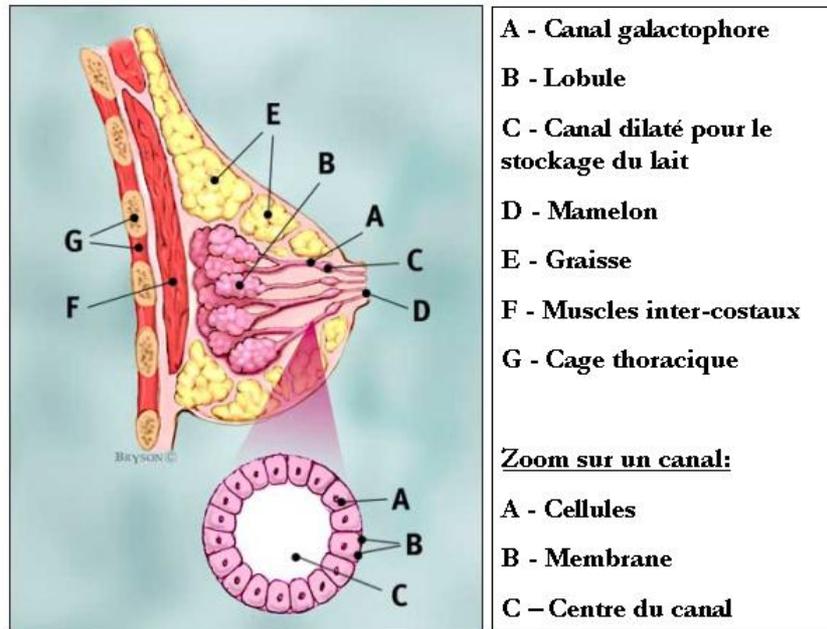


Figure IV-1: (a) anatomie du sein (Source : <http://imaginis.com>), (b) image échographique d'une coupe. (Source : www.philips.com)

Les pathologies qui affectent le sein sont multiples. Elle peuvent se présenter sous une grande variété de formes et avoir différentes zones d'origine. Parmi les plus communes, on peut citer :

- les poches de liquide plus communément appelés kystes.
- les lésions tissulaires (ou tumeurs).

Les lésions tissulaires sont caractérisées par une zone de croissance cellulaire forte. Ceci peut concerner des cellules saines entraînant des lésions bénignes comme le fibroadénome (croissance de tissu fibreux) ou des cellules cancéreuses dont la croissance est désordonnée et incontrôlée. La majorité des tumeurs malignes (98 %) sont des adénocarcinomes ayant pour origine soit les canaux galactophores (on parle de lésions canalaire) soit les lobules (on parle de lésions lobulaires). La Figure IV-2 donne un exemple de cancer canalaire et compare des canaux sains et présentant des carcinomes : les cellules cancéreuses croissent de manière désordonnée et obstruent le centre du canal. Ces cellules peuvent rester confinées à l'intérieur de la membrane canalaire (cancers in situ) ou la transpercer pour atteindre d'autres zones et proliférer dans les systèmes lymphatiques et sanguin (cancers invasifs).

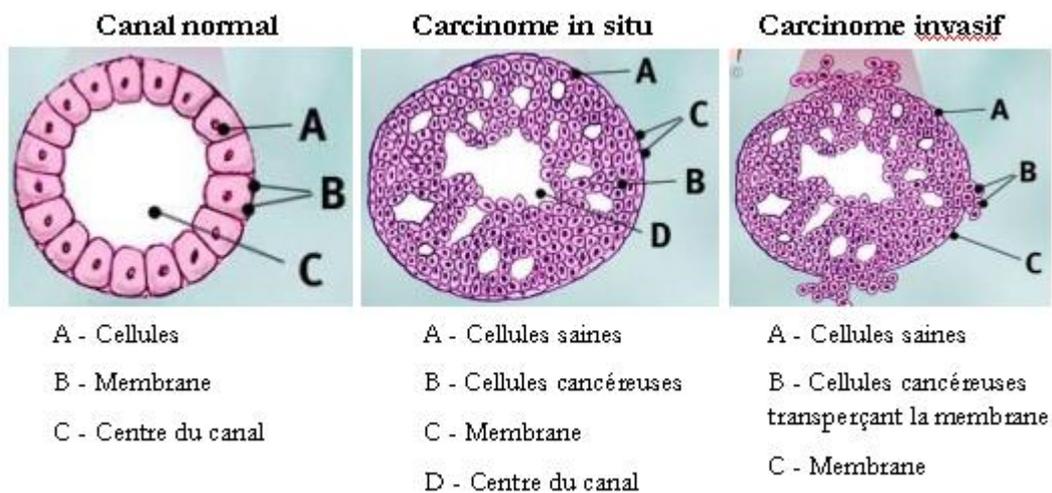


Figure IV-2: Les types de cancers canalaire. (Source : <http://imaginis.com>)

Ces schémas permettent également, compte tenu de l'architecture, de la densité et de la croissance cellulaire des tumeurs comparées au tissu sain, de saisir intuitivement pourquoi la plupart du temps les tissus pathologiques sont plus durs que les tissus sains.

IV.A.2. L'échographie parmi les outils de diagnostic

Le suivi médical du cancer du sein se décompose en trois étapes : le dépistage et la détection d'une éventuelle lésion, le diagnostic et la caractérisation de cette lésion (bénigne ou maligne), et enfin le traitement (médicamenteux ou par acte opératoire). Un des enjeux cruciaux de ce suivi est la précocité du diagnostic. En effet une tumeur maligne décelée à moins de 10 mm a 95 % de chance de guérir. Le seul moyen d'établir un diagnostic définitif sur la nature de la lésion est d'effectuer une biopsie, c'est-à-dire de prélever un fragment de la lésion et d'analyser la malignité éventuelle des cellules. Cependant avant de

procéder à une telle intervention souvent traumatique, le médecin dispose de plusieurs outils non invasifs pour d'abord détecter l'existence de la lésion puis estimer ses chances de malignité :

- La palpation. C'est la méthode la plus ancienne, la moins chère et généralement le premier geste effectué dans le cadre d'un dépistage. En palpant le sein avec sa main, le médecin, ou la patiente elle-même, peut sentir la présence d'une éventuelle zone dure. Les lésions mammaires étant systématiquement plus dures que les tissus sains environnant, la palpation se révèle efficace pour la détection mais n'est pas capable pour autant de fournir d'indications précises sur la caractère bénin ou malin de la lésion. Elle présente également l'inconvénient de dépendre du talent et de l'expérience du médecin à palper et à sentir une éventuelle anormalité. Elle ne peut fournir par conséquent qu'un diagnostic subjectif et souffre de problèmes de sensibilité, les tumeurs malignes palpables étant généralement à un stade déjà assez avancé.
- La mammographie. Basée sur l'émission de rayons X de faible énergie, la mammographie est aujourd'hui l'outil de référence pour le dépistage et le diagnostic du cancer du sein. C'est d'ailleurs la seule technique approuvée par la FDA (U.S. Food and Drug Administration) pour le dépistage. Elle est appliquée tous les deux ans en France à toutes les femmes de plus de 50 ans. Elle fournit une image de très haute résolution de la densité tissulaire et est capable de détecter la présence de lésions jusqu'à deux ans avant qu'elles ne puissent être senties par palpation. Elle a la capacité aussi de fournir des indications sur les chances de malignité : l'hétérogénéité de la lésion, la présence d'amas de microcalcifications de géométrie variable... Elle présente les inconvénients d'être relativement chère, de pouvoir passer complètement à côté de certains types de cancers, d'être peu efficace sur des seins denses ou très hétérogènes et surtout d'exposer la patiente à des rayonnements nocifs.
- L'IRM. Utilisée comme outil complémentaire de la mammographie, l'Imagerie par Résonance Magnétique fournit une image de tout le volume du sein permettant ainsi d'affiner le diagnostic donné par la mammographie et d'évaluer l'état d'avancement du cancer. Elle est cependant surtout efficace sur des seins denses (donc jeunes) et reste extrêmement chère.
- L'échographie. Aujourd'hui c'est la technique la plus utilisée comme examen complémentaire de la mammographie. Elle fournit plusieurs informations pour aider le médecin à caractériser une tumeur déjà détectée. Elle est par exemple très efficace pour différencier les kystes des lésions tissulaires (le liquide n'étant pas du tout échogène). Elle peut également fournir des informations sur la malignité : les propriétés des contours de la lésion, son axe par rapport à la couche cutanée, sa profondeur, la présence d'artéfacts sous la lésion (ombres, surbrillances) sont quelques-uns des paramètres que le médecin a à sa disposition pour affiner son diagnostic et évaluer la probabilité de cancer. La Figure IV-3 donne quelques exemples d'images échographiques de lésions très caractérisées (kyste, fibroadénome et carcinome) et de leur propriétés échographiques communément observées. Naturellement ces cas sont schématiques, la réalité étant souvent plus complexe. La richesse des paramètres, dont aucun ne donne de diagnostic systématique, rend

cependant l'examen échographique complexe à interpréter et très opérateur-dépendant. Elle ne peut être considérée comme une technique de détection à part entière car la résolution de l'image est limitée, la zone sondée petite et la qualité de l'examen dépendante du radiologiste. Soulignons enfin que l'échographie est souvent utilisée comme un guide pour le médecin lors d'une biopsie puisqu'elle est capable de fournir une imagerie temps réel.

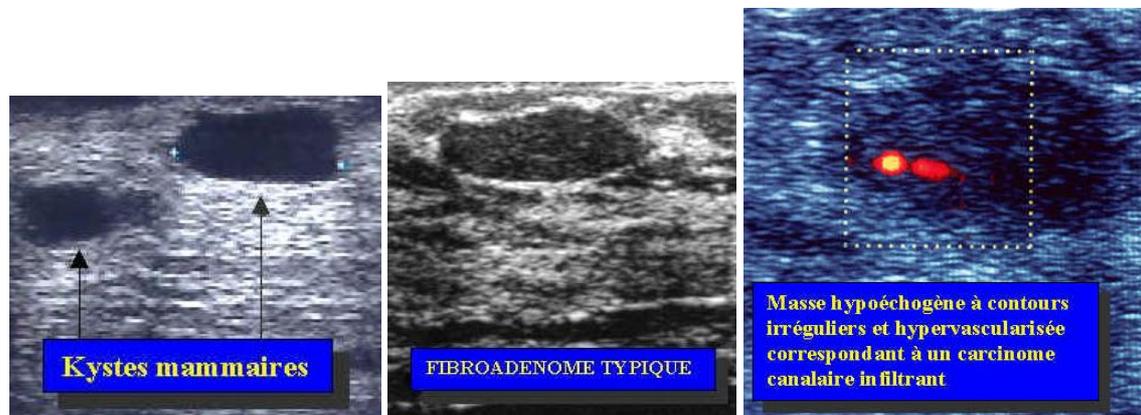


Figure IV-3: (a) Les kystes ne sont pas du tout échogène. (b) Le fibroadénome est généralement échogène, assez homogène et possède des contours bien définis. (c) Le carcinome est généralement hétérogène, possède des contours irréguliers et mal définis et présente une hypervascularisation en échographie doppler. Source :

<http://home.tiscali.be/salvatore.murgo/anatomie.htm>

L'échographie est, parmi les techniques de diagnostic présentées ci-dessus, celle qui est appelée à jouer un rôle primordial dans le futur du dépistage et du diagnostic des cancers du sein. Ceci pour plusieurs raisons : D'abord parce que son faible coût et sa portabilité en font un outil commun et accessible à tous les hôpitaux et cliniques. Ensuite parce que les ultrasons, contrairement aux radiations X, n'ont pas d'effets secondaires notables sur le patient. Enfin parce qu'elle évolue technologiquement très vite. La qualité et la résolution des images échographiques ne cessent de s'améliorer, les fonctionnalités proposées sur un échographe sont de plus en plus nombreuses et les domaines de recherche pour étendre les capacités de l'échographie sont multiples. Un des domaines qui pourrait apporter une véritable valeur ajoutée aux informations apportées par l'échographie moderne est l'Elastographie. Le but premier de ce domaine d'étude est en quelque sorte de revisiter l'acte de palpation en donnant une estimation quantitative et précise des propriétés mécaniques des tissus. Aujourd'hui, aucune des techniques d'imagerie ne fournit ce type d'information qui pourrait permettre une détection précoce des zones plus dures donc à risque pathologique dans le sein. De plus, couplée à une imagerie de la vascularisation des lésions (grâce aux agents de contraste), l'Elastographie peut fournir un panorama complet des caractéristiques d'une tumeur permettant non seulement sa détection mais sa caractérisation. Les travaux présentés ici s'inscrivent dans ce cadre et présentent une technique permettant d'intégrer une exploration de la mécanique des milieux sur un appareil échographique. Cette technique est basée sur les technologies

d'imagerie ultrarapide présentées dans la première partie de ce manuscrit. Les sections suivantes présentent les idées directrices de l'Elastographie et donnent un aperçu des différentes techniques qui composent ce domaine d'étude.

IV.B. L'Elastographie: principes

La section précédente nous a permis de mettre en valeur les possibilités et les limites de l'échographie pour la détection de lésions dans le sein. Certains paramètres de l'image peuvent être dégagés pour orienter le médecin sur la nature probable de la lésion une fois qu'elle a été détectée. Mais cet éclairage nous permet également d'affirmer qu'on ne peut établir une corrélation systématique entre l'existence d'une lésion et les informations fournies par l'image échographique. Pourquoi en-il ainsi ? Que peut-on faire pour transformer cette technologie en un outil de dépistage et de diagnostic robuste et autonome ? Pour répondre à ces questions, une introduction à la mécanique des milieux mous nous est nécessaire.

IV.B.1. Mécanique des milieux mous

Les milieux biologiques peuvent être considérés comme des solides viscoélastiques. Leur comportement dans l'approximation linéaire est classiquement décrit par la loi de Hooke viscoélastique reliant le tenseur des contraintes T à celui des déformations S selon un modèle simple de Voigt [41]:

$$T = [\varepsilon]S + [\eta] \frac{\partial S}{\partial t} \quad (\text{IV-1})$$

Si on les suppose isotropes, alors le tenseur d'élasticité $[\varepsilon]$ et celui de viscosité $[\eta]$ peuvent être décrits chacun par deux paramètres indépendants : λ et μ , coefficients de Lamé élastiques, λ^* et μ^* , coefficients de Lamé visqueux. Différents paramètres physiques peuvent alors être définis selon le type de contrainte appliquée.

Une approche classique consiste à décomposer toute déformation induite dans un solide en somme de deux déformations élémentaires : une déformation de compression (variation de volume sans changement de forme) et une déformation de cisaillement (variation de forme à volume constant). K et G sont alors définis comme les modules linéaires d'élasticité reliant contrainte et déformation lors qu'une compression pure (pression hydrostatique) ou un cisaillement pur est appliqué sur le solide. Ils s'expriment en fonction des coefficients de Lamé:

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad (\text{IV-2})$$

$$G = \mu \quad (\text{IV-3})$$

Ceci peut de même s'appliquer aux coefficients visqueux.

Une autre paire de paramètres classiques définie en mécanique des solides est le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν donnant la réponse axiale et latérale en déformation d'un milieu libre à une contrainte uni-axiale. E et ν s'expriment aussi en fonction des coefficients de Lamé selon les expressions :

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (\text{IV-4})$$

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (\text{IV-5})$$

Enfin, dans le cadre d'une propagation d'onde mécanique dans un solide viscoélastique, le problème peut être traité de façon similaire en décomposant toute onde en la somme d'une onde de compression (à rotationnel nul) et d'une onde de cisaillement (à divergence nulle). On peut alors calculer les vitesses de propagation des ondes planes monochromatiques (de fréquence ω) de compression et cisaillement dans un solide viscoélastique de densité ρ :

$$c_p = \sqrt{\frac{2[(\lambda + 2\mu)^2 + \omega^2(\lambda^* + 2\mu^*)^2]}{\rho(\lambda + 2\mu + \sqrt{(\lambda + 2\mu)^2 + \omega^2(\lambda^* + 2\mu^*)^2})}} \quad \text{ou} \quad c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad \text{si l'on néglige la}$$

dispersion due à la viscosité.

$$c_s = \sqrt{\frac{2(\mu^2 + \omega^2\mu^{*2})}{\rho(\mu + \sqrt{\mu^2 + \omega^2\mu^{*2}})}} \quad \text{ou}$$

$$(\text{IV-6}) \quad c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{si l'on néglige la dispersion due à la viscosité.}$$

Le choix du modèle rhéologique de Voigt peut être discuté. Il ne s'avère pas forcément vrai pour tous les solides viscoélastiques isotropes et sur toutes les gammes de fréquences envisageables. Plusieurs travaux illustrent cette remarque et des modèles plus généraux ont été proposés [42, 43] pour coller à la richesse des observations expérimentales. Citons une approche intéressante formulée par Szabo [44] :

$$T = [c]S + [\eta]R(S, t)$$

Cette loi de Hooke généralisée ne fait plus intervenir une dérivée temporelle simple mais un opérateur R pouvant introduire des dérivées d'ordre fractionnaire. Ces problèmes seront discutés plus en détail au chapitre IX consacré à la prise en compte de la viscosité de cisaillement. Le modèle de Voigt peut cependant s'avérer suffisant dans beaucoup de cas et permet en tout cas d'appréhender simplement la physique qui régit les tissus biologiques.

Une des caractéristiques essentielles des tissus biologiques est qu'ils peuvent être considérés comme mous. Ils ont de ce fait des particularités intéressantes:

a) Leur module de compression est nettement supérieur au module de cisaillement mais possède une fenêtre de variation nettement inférieure : La Figure IV-4 donne les ordres de grandeur et les fenêtres de variation des modules d'élasticité pour les tissus biologiques. Compte tenu des ordres de grandeur et du fait que $K \gg \mu$, l'ensemble des paramètres définis plus haut peuvent se simplifier :

$$K \approx \lambda, E \approx 3\mu, \nu \approx \frac{1}{2}$$

$$c_p \approx \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}}, c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \text{ (en négligeant la dispersion).}$$

Les tissus biologiques peuvent donc être considérés comme quasi-incompressibles ($K \gg \mu$), et ont un comportement proche des liquides lorsqu'ils sont soumis à une contrainte de compression. En revanche, le module de cisaillement μ , qui quantifie la dureté ou la tendreté des tissus, peut varier de plus d'un ordre de grandeur entre les tissus sains (graisse, tissus glandulaires du sein) et des nodules potentiellement pathologiques. Retenons également qu'en l'absence de dispersion importante la vitesse des ondes de cisaillement est directement liée à μ .

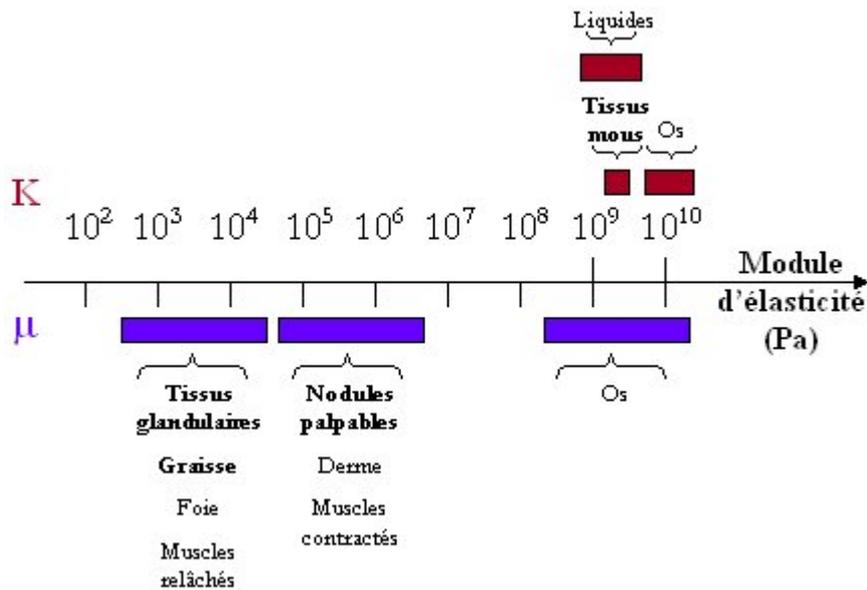


Figure IV-4: Ordres de grandeur et fenêtres de variations des modules d'élasticité dans le corps. (source : Sarvazyan et al. [45]). En gras, les tissus qui nous intéressent.

b) Inversement, la viscosité de compression des tissus biologiques est nettement inférieure à celle de cisaillement. Indépendamment du modèle rhéologique choisi, il est possible de ne considérer qu'une atténuation de compression et de cisaillement, définie comme étant l'inverse de la distance d'atténuation du type d'onde correspondant. S'il est difficile de donner des valeurs représentatives de ces atténuations dans les tissus biologiques (les valeurs varient très fortement avec la fréquence), l'ordre de grandeur de l'atténuation de compression varie autour de 1 dB/cm alors que celle de cisaillement est plutôt de l'ordre de 10^4 dB/cm dans la gamme des fréquences ultrasonores. Les ondes de compression peuvent donc se

propager dans les tissus sur un large spectre de fréquences ($[0-10^7$ Hz], alors que les ondes de cisaillement sont pratiquement inexistantes dépassé le millier de Hz.

Deux conclusions peuvent se dégager de l'ensemble de ces observations :

- 1) L'échographie, qui se base sur l'émission d'ondes mécaniques haute fréquence ($[1-50$ MHz]), n'est sensible qu'aux changements de module de compression des tissus. Ces changements, d'amplitude très faible, ne permettent pas une différenciation systématique des pathologies, comme nous l'avons illustré dans les paragraphes précédents.
- 2) La génération de vibrations beaucoup plus basses fréquences dans le corps ($[0-500$ Hz]) induirait du cisaillement dans les tissus. Récupérer cette information ouvrirait un nouveau champ d'investigation, l'étude des propriétés mécaniques des tissus biologiques, qui pourrait être d'un grand intérêt pour le diagnostic et la caractérisation de lésions mammaires.

Les principes de l'Elastographie se dessinent très clairement : Générer une vibration basse fréquence dans le corps puis l'imager pour récupérer l'information mécanique induite. Une multitude de possibilités existent concernant les régimes de vibrations basses fréquences, la façon dont cette vibration est générée ainsi que les modes d'imagerie du milieu. Le paragraphe suivant donne un aperçu de ces différentes possibilités.

IV.B.2. Variations sur l'Elastographie

L'idée directrice de l'Elastographie étant posée, ce paragraphe expose les différentes possibilités pour la mettre en œuvre. Trois points sont concernés: le régime de vibration, le mode d'imagerie et enfin le mode de génération de la vibration.

- Les différents régimes de vibrations

Trois régimes existent. Une première solution, appelée régime statique, consiste à appliquer une compression statique sur le milieu et à l'imager avant et après cette compression. On peut ainsi analyser l'effet de la compression sur le milieu et détecter d'éventuelles variations de module d'Young. Cette approche est en quelque sorte la systématisation de la palpation manuelle. Un deuxième régime, appelé régime stationnaire, consiste à faire vibrer le milieu à une fréquence choisie (entre $[1-500]$ Hz) tout en l'imageant. Le calcul et l'analyse du champ de déplacements monochromatique induit permet alors de récupérer des informations sur les propriétés mécaniques du tissu. Enfin le dernier, appelé régime impulsif, consiste à exciter le milieu avec une vibration temporellement courte donc polychromatique et à l'imager pendant et après l'excitation pour observer la dynamique de la réponse du tissu.

- Les techniques d'imagerie

Pour imager le milieu pendant la sollicitation mécanique, deux techniques sont principalement utilisées :

- L'échographie, peu chère, transportable et capable de fournir une imagerie et une analyse fonctionnelle du milieu à une cadence élevée $[10 - 5000$ Hz].

- L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), dotée d'une cadence nettement moins élevée (temps d'acquisition de l'ordre de la minute) et plutôt adaptée à l'imagerie d'un régime de vibration stationnaire permettant une synchronisation pendant la période d'acquisition de l'image. Elle a l'avantage comme nous le verrons par la suite de fournir une estimation plus complète du champ de déplacements que l'échographie (Estimation vectorielle du champ sur tout un volume).

D'autres techniques de contrôle, peu adaptées à l'application *in vivo* peuvent être mentionnées comme l'interférométrie laser.

- Les modes de génération

On en distingue également deux :

- L'utilisation d'un vibreur externe appliquant l'excitation désirée à la surface du milieu étudié.
- L'exploitation d'une propriété intéressante du champ ultrasonore : la force de radiation acoustique. Inutilisée dans le cadre de l'échographie, cet effet ultrasonore du second ordre permet, par transfert de quantité de mouvement de l'onde vers le milieu, de générer une excitation mécanique à distance sur les tissus. Nous étudierons cet effet plus en détail au chapitre VI et verrons que ce mode de vibration, destiné à créer une excitation locale et dynamique (stationnaire ou impulsionnelle), peut avoir des applications très prometteuses en Elastographie.

De l'étendue de ces possibilités et de la façon de traiter les informations recueillies sont nées un certain nombre de techniques élastographiques. Nous nous proposons dans la section suivante d'en présenter les principales et d'évaluer leurs avantages et leurs inconvénients. Ceci nous servira de base pour justifier et expliquer notre approche fondée sur l'imagerie ultrarapide.

IV.C. Les différentes techniques d'Elastographie

Exploiter les propriétés mécaniques des tissus biologiques à des fins médicales est une pratique qui date de la civilisation Egyptienne [46]. Elle se matérialise par l'acte de palpation manuelle des organes pratiquée par le médecin et permet un diagnostic subjectif de pathologies se caractérisant par des zones plus dures. Mais remplacer cet acte empirique par une technique quantitative permettant le diagnostic précoce et systématique de pathologies est un sujet encore d'actualité. L'idée d'étudier le comportement du corps soumis à des vibrations mécaniques basses fréquences n'est en fait réellement apparue qu'au début des années 1980 [47]. Ces premières études coïncident avec l'explosion sur le marché médical de l'imagerie échographique qui représente un moyen rapide et abordable d'imager et d'analyser le comportement de ces vibrations. Depuis, un certain nombre de techniques sont apparues et proposent des solutions pour appréhender l'ensemble des propriétés mécaniques des tissus. En voici les principales.

IV.C.1. Elastographie Statique

Introduite au début des années 1990 par J. Ophir [7, 48], c'est la première technique à avoir fourni des cartographies d'élasticité du corps humain. Elle se base sur l'application d'une compression statique (de l'ordre de 1 à 2 %) sur le milieu entraînant des déformations inversement proportionnelles au module d'Young local des tissus (Figure IV-5). Les zones plus molles se déforment plus amplement que les plus dures.

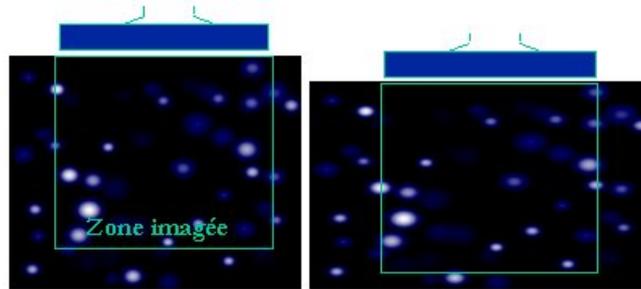


Figure IV-5: Principes de l'Elastographie statique (source : www.elastography.com).

La technique utilise l'échographie pour imager le milieu avant et après compression et déduire, par intercorrélation des signaux ultrasonores, le champ de déplacement axial résultant. De ce champ, on calcule l'« Elastogramme » de la zone imagée, qui n'est autre qu'une cartographie des déformations induites par l'application de la compression. La Figure IV-6 montre l'Elastogramme d'un carcinome canalaire du sein comparé avec son image échographique.

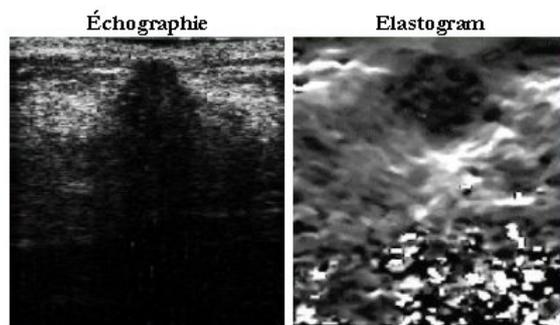


Figure IV-6: Echographie et Elastogramme in vivo d'un carcinome canalaire infiltrant. La lésion est plus proprement visualisée sur l'élastogramme (source : www.elastography.com).

L'Elastographie statique peut se révéler prometteuse sur des organes humains accessibles comme le sein [49-51]. Elle permet une meilleure détection des lésions, sans pour autant parvenir à les caractériser. Elle est plus difficile à mettre en œuvre sur des organes profonds ou difficiles d'accès comme la prostate ou le foie car sa performance dépend de la qualité et de l'homogénéité de la contrainte appliquée. Elle a le grand avantage d'être extrêmement facile à mettre en œuvre : il suffit d'un échographe et d'un traitement du

signal adapté. C'est par conséquent la seule technique élastographique à être aujourd'hui commercialisée sur un appareil échographique : l'Hitachi EUB 8500 . La Figure IV-7 montre la version commerciale de la technique : le mode élastographique se présente comme un mode fonctionnel de l'échographie au même titre que le Color Flow ou le Power Doppler. Une cartographie en code couleur des zones plus ou moins dures est donnée en temps au réel au médecin, pendant que celui-ci applique une contrainte à l'aide de la barrette échographique.

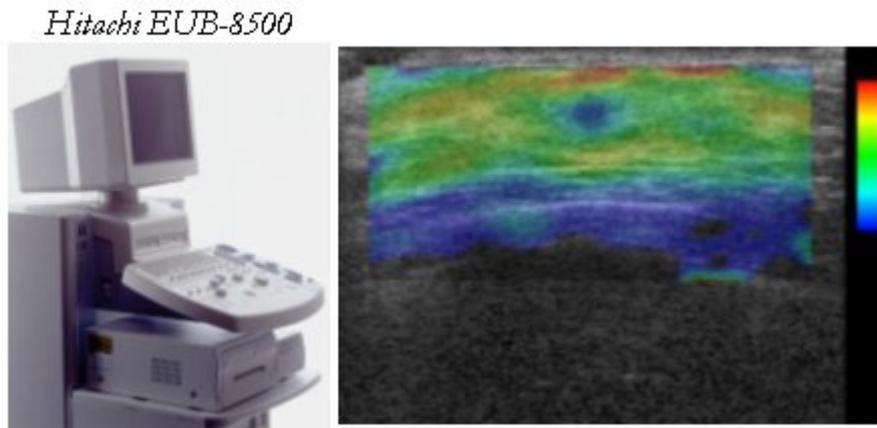


Figure IV-7: Implémentation commerciale de l'élastographie statique. Elastogramme d'une lésion bénigne su sein de 10 mm (en bleu)

Cette version commerciale ayant vu le jour récemment, aucune étude ne vient pour l'instant affirmer que ce mode est considéré par les médecins comme un plus pour la détection de lésions. Son succès est notamment lié au degré d'adaptation du médecin aux contraintes de la technique, notamment celui de devoir appliquer une compression propre et homogène pour obtenir une carte significative. Cette approche a également l'inconvénient de ne fournir qu'une carte des déformations et non une estimation d'un paramètre physique du milieu comme le module d'Young. Elle est très sensible aux conditions aux limites dans le milieu et peut comporter des artéfacts. Plusieurs groupes travaillent [52-54] sur des algorithmes d'inversion permettant recalculer le module d'Young à partir du champ de déformations mesuré :

$$E(\vec{r}) = \frac{\sigma_{locale}}{\epsilon_{locale}}$$

Ces algorithmes impliquent cependant des suppositions sur le champ de contraintes qui sont très délicates à faire in vivo (les conditions aux limites sont très complexes). Ils ne donnent pas aujourd'hui de résultats satisfaisants.

IV.C.2. Sonoelastography et NMR Elastography

Ces deux techniques se rejoignent sur le mode d'excitation mécanique des tissus: une vibration monochromatique (typiquement 100 Hz) engendrée par un vibreur extérieur placé à la surface du milieu à

étudier. Elles diffèrent par leur mode d'imagerie. L'échographie Doppler pour la première, l'IRM pour la deuxième. Ce mode de vibration génère des ondes de compression et de cisaillement qui interfèrent et créent un champ de déplacement stationnaire. Les nœuds et ventres de ce champ dépendent des caractéristiques viscoélastiques du milieu et de ses conditions aux limites. Ceci est illustré sur la Figure IV-8 où le champ de déplacement d'un gel tricouche ayant trois différentes élasticités indique clairement les trois zones : l'amplitude du champ décroît et sa longueur d'onde (distance nœud-ventre) augmente dans les zones plus dures.

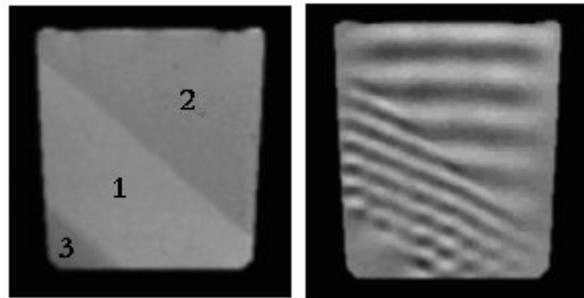


Figure IV-8: a) Gel tricouche dont les couches sont numérotées par ordre de dureté croissante. b) Champ de déplacement stationnaire créée par une vibration à 100 Hz. (Source : <http://mayoresearch.mayo.edu>)

Cette information peut être par conséquent utilisée pour remonter aux propriétés mécaniques des tissus. L'approche ultrasonore, baptisée Sonoelastography par le groupe de Parker [55-57] mais aussi étudiée par Yamakoshi [58], est confrontée aux limites de la mesure de déplacements par effet Doppler, qui ne fournit qu'une composante du champ : celle le long de l'axe du faisceau ultrasonore. Retrouver les paramètres viscoélastiques des tissus à partir de cette information partielle est un problème complexe. Parker *et al.* proposent d'analyser et de traiter l'amplitude du champ pour déduire une estimation des variations d'élasticité dans le milieu. Yamakoshi *et al.* proposent, eux, de mesurer la longueur d'onde du champ stationnaire pour en déduire la vitesse des ondes de cisaillement (qui est directement liée au module de cisaillement des tissus (IV-6)). Dans tous les cas, les propriétés unidimensionnelles du champ restent très dépendantes des conditions aux limites du milieu et la réflexion des ondes sur d'éventuelles parois peut engendrer de sérieux artéfacts sur l'estimation de l'élasticité et compliquer la détection de lésions.

L'approche par IRM, initiée par le groupe de J. Greenleaf [59-61], offre des solutions plus robustes puisque l'IRM est capable d'estimer les trois composantes du champ de déplacement dans tout un volume d'intérêt. La vitesse et la direction de propagation des ondes de cisaillement peuvent dans ce cas être calculées précisément [62] et fournir ainsi une estimation quantitative et locale du module d'élasticité. Des algorithmes d'inversion ont été développés autour de cette approche expérimentale [63], et permettent aujourd'hui d'estimer d'autres paramètres mécaniques des tissus : le module de cisaillement complexe [61, 64, 65] (élasticité et atténuation à la fréquence considérée) ou encore l'anisotropie [66]. Très prometteuse, cette technique a été validée cliniquement par Philips Medical Systems (R. Sinkus) dans le sein et la

prostate [67, 68]. La Figure IV-9 donne les résultats expérimentaux sur un sein comportant un carcinome. On distingue clairement que dans la zone pathologique l'élasticité mais aussi l'anisotropie sont plus importantes.

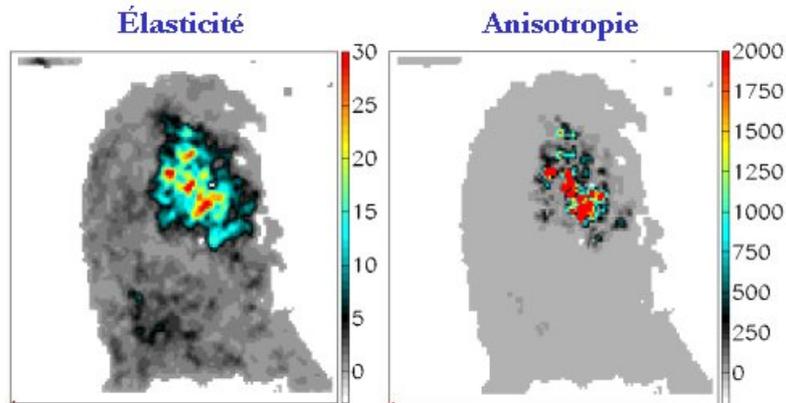


Figure IV-9: Carte d'élasticité (en kPa) et d'anisotropie obtenue à partir de données IRM enregistrées sur un sein présentant un carcinome. (source : [66])

L'utilité de la mesure de l'anisotropie ou de l'atténuation (à une fréquence) pour la détection ou la caractérisation de pathologies dans les organes humains doit encore être prouvée cliniquement. L'élastographie par RMN est cependant aujourd'hui une des techniques les plus complètes pour quantifier les caractéristiques mécaniques des tissus. Et ce d'autant que les algorithmes d'inversion deviennent de plus en plus robustes [69]. Elle souffre cependant des inconvénients intrinsèques à la technique d'imagerie sur laquelle elle se base : l'IRM est très chère, non portable et nécessite un temps d'acquisition et d'immobilisation du patient encore très long. Elle n'est pas le candidat idéal destiné à être le recours systématique utilisé par les médecins pour le dépistage de cancers. Et ceci explique la multitude de techniques se basant sur l'échographie en cours d'étude aujourd'hui. Elles ne sont pas encore aussi robustes que l'élastographie par RMN mais ont un potentiel clinique et commercial supérieur.

IV.C.3. Vibroacoustography

Cette méthode, introduite et développée par le groupe de J. Greenleaf à Mayo Clinic [70], est également basée sur la génération de vibrations monochromatiques dans les tissus. Mais elle se distingue des précédentes par son mode original de génération mécanique basée sur l'utilisation de la force de radiation acoustique. Effet ondulatoire classique, la force de radiation peut être assimilée à un vent acoustique venant pousser les tissus au cours de la propagation des ondes ultrasonores. Elle est due à un transfert de quantité de mouvement de l'onde ultrasonore vers le milieu de propagation. Deux mécanismes expliquent ce transfert : la dissipation des ondes acoustiques et leurs réflexions sur des hétérogénéités du milieu (interfaces, diffuseurs...). Cette force, étant un effet du second ordre, ne se manifeste de façon notable en échographie qu'au foyer de faisceaux ultrasonores focalisés. Il est ainsi possible de générer une excitation mécanique à distance en focalisant un faisceau ultrasonore à l'endroit désiré. Cette approche introduit la notion d'excitation localisée et non plus globale comme dans le cas d'un vibreur extérieur. L'idée du

groupe de J. Greenleaf est de focaliser non pas un faisceau mais deux faisceaux acoustiques confocaux de fréquences légèrement différentes ω_1 et ω_2 . La Figure IV-10 illustre le protocole expérimental.

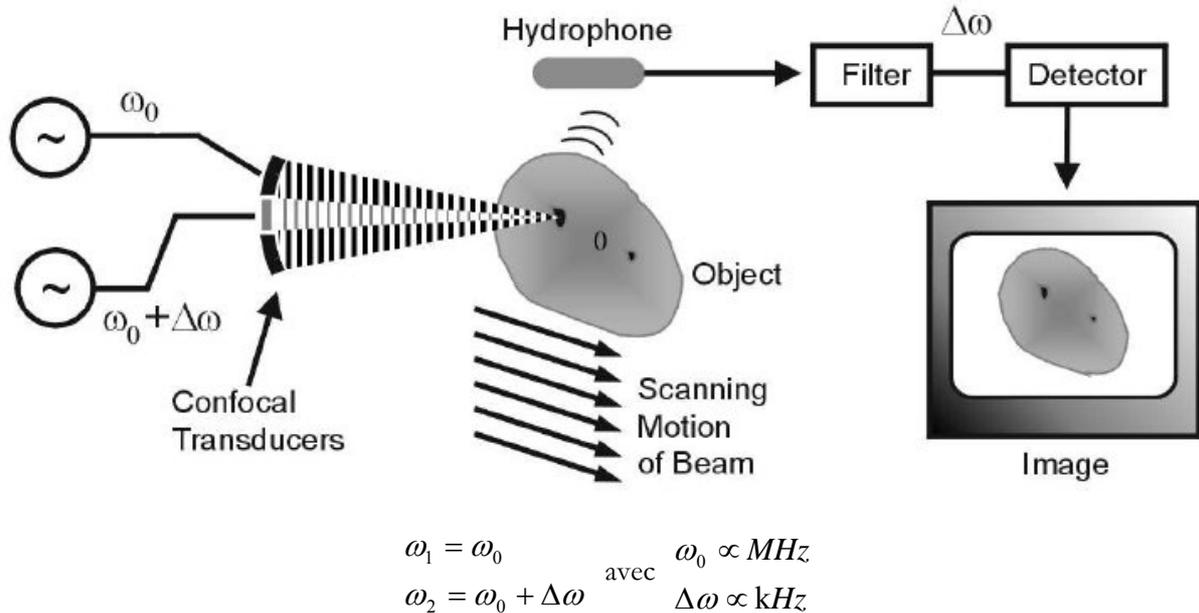


Figure IV-10: Principes de Vibro-Acoustography : modulation de la force de radiation par émission de deux faisceaux ultrasonores confocaux de fréquences légèrement différentes et enregistrement des signaux par un hydrophone. (Source : [71])

Au foyer, le battement entre les deux champs ondulatoires génère un champ acoustique, donc une force de radiation, dont l'amplitude est modulée à une fréquence proportionnelle à la différence des deux fréquences ultrasonores ($\omega_1 - \omega_2$). Il est ainsi possible de faire vibrer localement les tissus ou une structure à une fréquence $\Delta\omega$ choisie. Cette fréquence étant adaptée au type d'objet que l'on souhaite détecter. La méthode d'imagerie associée consiste à enregistrer les signaux acoustiques provenant de cette vibration basse fréquence au moyen d'un hydrophone ou microphone situé à la surface du milieu étudié. L'excitation mécanique localisée est alors déplacée de manière à sonder le milieu et à enregistrer les signatures acoustiques de chaque zone. Une image des amplitudes ou des phases « vibro-acoustiques » peut alors être calculée. Cette méthode se révèle assez efficace pour imager des structures à fort contraste. Elle a été appliquée à la détection de calcifications dans les artères excisées [72], sur la valve cardiaque [73, 74], ou pour analyser la porosité de l'os [75]. Elle peut être très utile pour la détection d'objets étrangers dans le corps (métal...) ou la visualisation de microcalcifications dans le sein [76, 77]. La Figure IV-11 montre des résultats sur un sein excisé comportant des microcalcifications détectées par rayon X. L'image « vibro-acoustique », acquise avec une excitation basse fréquence de 25 kHz, permet une nette visualisation des calcifications, qui généralement sont indétectables par échographie de part leur petite taille ($\sim 100\mu\text{m}$). L'inconvénient majeur de cette technique réside dans sa grande sensibilité aux propriétés des interfaces du milieu étudié, qui génèrent par réflexion des signaux forts venant perturber l'analyse de la structure interne des tissus. Elle est donc très difficile à mettre en œuvre in vivo, la majorité des études

étant mené aujourd'hui sur des tissus excisés. Des techniques dérivées de la Vibro-acoustography sont aujourd'hui proposées par le groupe de Mayo Clinic pour analyser et quantifier les propriétés viscoélastiques des tissus biologiques : Le principe d'excitation des tissus reste le même, mais la fréquence de modulation est adaptée aux milieux mous (~ 100 Hz). Les déplacements engendrés par l'excitation localisée sont mesurés par interférométrie laser ou ultrasonore. La vitesse des ondes de cisaillement induites peut ainsi être calculée pour déduire le module de cisailment complexe. Des études ont récemment été menées sur des gels homogènes calibrés [78].

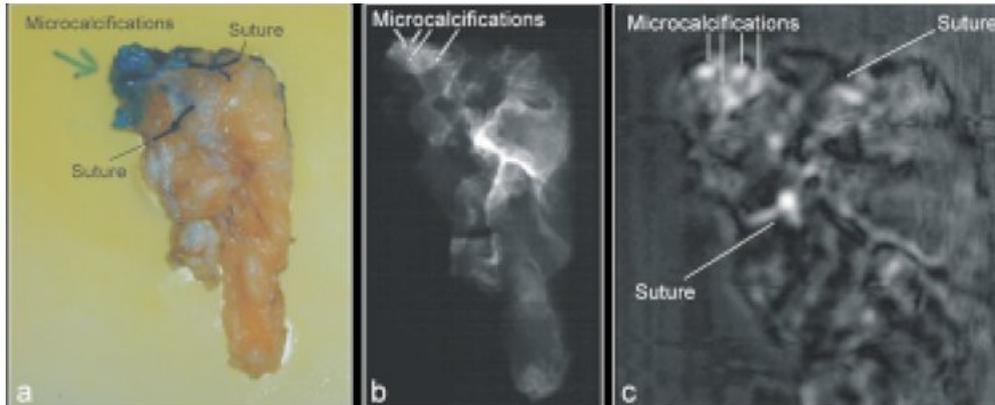


Figure IV-11: a) image, b) Mammographie, c) Image Vibro-acoustique, d'un sein excisé comportant des microcalcifications. (source : [76])

La validation de cette méthode *in vitro* et *in vivo*, une étude sur sa sensibilité aux interfaces ainsi qu'une estimation de la résolution des images produites en milieu hétérogène restent à faire.

IV.C.4. « Shear Wave Elasticity Imaging » et « Acoustic Radiation Force Impulse Imaging »

Sarvazyan [79] fut l'un des premiers à proposer en 1998 l'utilisation de la force de radiation ultrasonore comme source localisée de vibrations mécaniques. Sa méthode, appelée SWEI (Shear Wave Elasticity Imaging) consistait à focaliser un faisceau ultrasonore pendant quelques centaines de microsecondes à une profondeur donnée et à analyser la réponse mécanique du tissu à cette sollicitation. Cette approche diffère des précédentes par le fait que ce fut la première à proposer une sollicitation mécanique impulsionnelle. Cette excitation polychromatique (car de très courte durée à l'échelle des temps mécaniques) engendre des ondes de compression et de cisailment transitoires qui se propagent dans le milieu et qu'il convient d'étudier pour remonter aux paramètres élastiques des tissus. Ses idées et leur modélisation furent pionnières dans ce domaine. Il formula une expression analytique reliant l'amplitude des déplacements créés au foyer par la force de radiation d'un faisceau ultrasonore gaussien à l'élasticité et la viscosité locales des tissus. Il proposa également le calcul de l'élasticité des tissus par la mesure de la vitesse de ces ondes transitoires de cisailment engendrées par la force de radiation. Mais ses explorations expérimentales et l'intérêt médical de sa technique restèrent limités surtout pour des raisons technologiques. Un des

premiers groupes à mettre en œuvre ces idées dans le but de proposer une technique de diagnostic médical fut celui de Duke University [80]. La réponse à une sollicitation mécanique impulsionnelle engendrée par pression de radiation fut étudiée par interférométrie ultrasonore. La technique, appelée ARFI Imaging (Acoustic Radiation Force Impulse), consiste à étudier la réponse temporelle du milieu à la sollicitation impulsionnelle le long de l'axe de focalisation du faisceau ultrasonore. L'ensemble peut se réaliser à l'aide d'un échographe conventionnel : Une barrette échographique focalise un faisceau ultrasonore le long d'une ligne pendant une centaine de μs pour engendrer une sollicitation mécanique impulsionnelle puis acquiert des images de cette même ligne après la sollicitation. Ces signaux ultrasonores sont ensuite intercorrélés et le déplacement engendré par la sollicitation est calculé en fonction du temps. La Figure IV-12 donne l'aspect typique de réponse impulsionnelle du milieu à l'endroit de la sollicitation transitoire localisée.

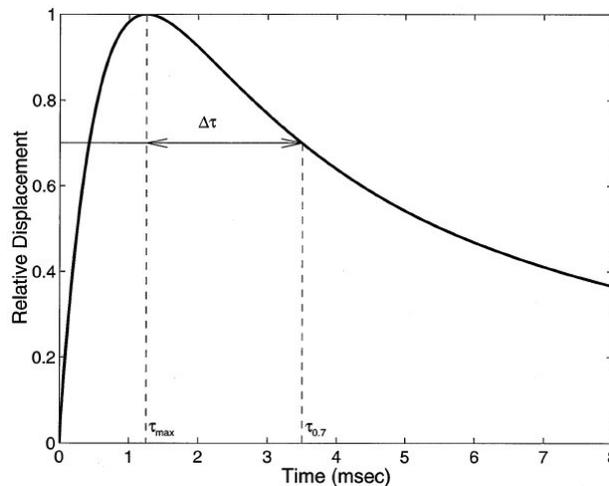


Figure IV-12: Réponse temporelle en déplacement au foyer de la source mécanique impulsionnelle induite par force de radiation. (Source : [79])

Cette figure met en évidence la richesse de l'approche transitoire. La technique donne accès à toute la dynamique du tissu : temps de montée, maximum de déplacement, temps de relaxation. Ceci est à comparer avec l'approche statique qui ne donnait que le champ de déplacement (ou déformation) des tissus induit par la compression. L'ARFI consiste alors à répéter cette opération le long de toutes les lignes de l'image échographique et à donner des images des trois paramètres de la dynamique des tissus cités ci-dessus. La Figure IV-13 montre l'imagerie dans un sein des trois paramètres mesurable en ARFI sur la zone centrale de l'image échographique. L'ARFI est actuellement en cours d'étude pour la détection de lésions plus dures dans le sein [81] ou le diagnostic de plaques dans les artères.

D'autres groupes ont également adopté une approche similaire [82-84] car elle semble capable de fournir, grâce aux ultrasons, une richesse d'information inégalée sur la mécanique des tissus. Deux inconvénients majeurs sont à souligner : Tout d'abord, les trois grandeurs imagées ne correspondent pas aux vrais paramètres physiques du milieu que sont l'élasticité et la viscosité. Mais ils en dépendent tous les trois. Ils

sont fonction également des caractéristiques géométriques du faisceau rendant toute mesure physique très complexe.

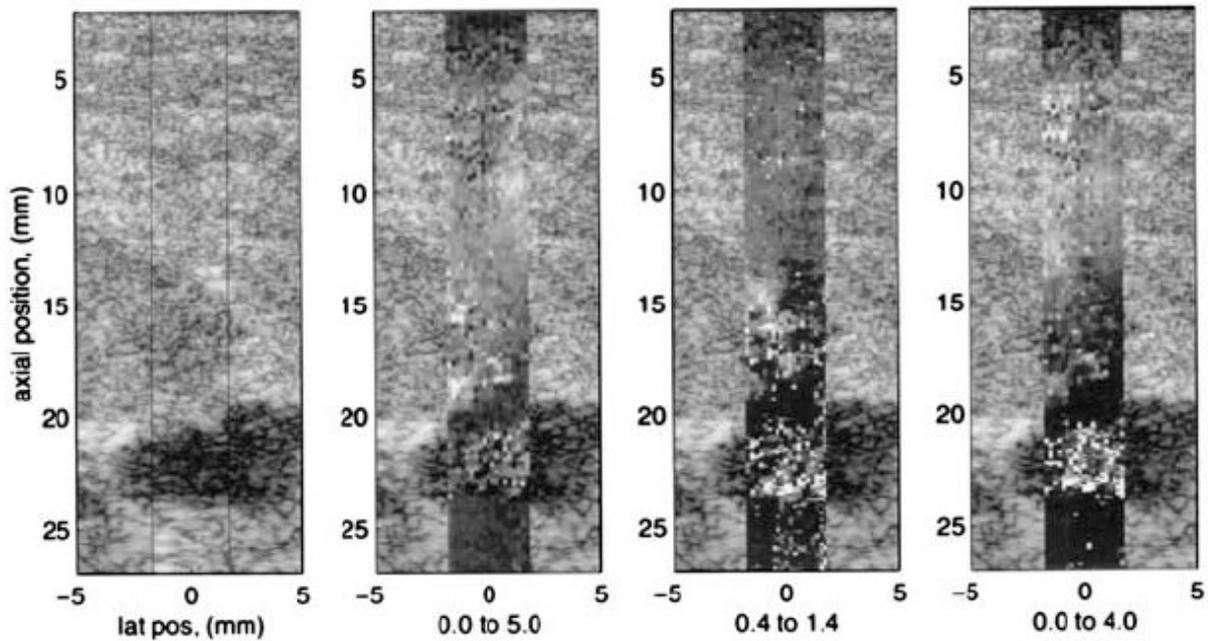


Figure IV-13: Images données par ARFI dans un sein sain: (a) Image échographique, (b) Maximum de déplacement, (c) Temps de montée, (d) temps de relaxation. (source : [81])

L'interprétation des images ARFI doit donc être faite avec prudence et si le maximum de déplacement est utile pour détecter la présence de nodules durs, l'utilité des deux autres paramètres pour la détection et la caractérisation de pathologies reste encore à prouver. Le second inconvénient réside dans le fait qu'une séquence complète d'ARFI expose le patient à une dose d'énergie acoustique et à un échauffement non négligeable [85] situés à la limite des contraintes sanitaires imposée par la FDA américaine [86].

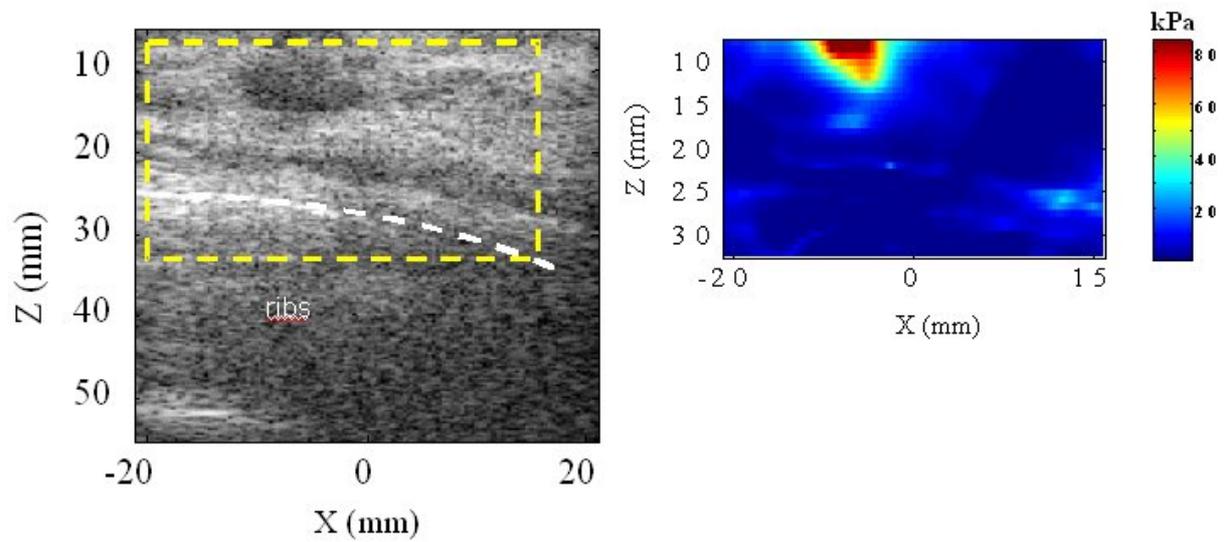
IV.D. Conclusion

La première partie de ce chapitre a permis d'appréhender la complexité des pathologies mammaires et les difficultés qu'ont aujourd'hui les médecins à dépister et à caractériser ces lésions de manière précoce et systématique. Parmi l'ensemble des outils mis à la disposition des praticiens, aucun aujourd'hui, ne donne d'informations, en routine clinique, sur les propriétés mécaniques des tissus. Or l'étude de ces propriétés, nous l'avons souligné dans la deuxième partie du chapitre, peut être une arme très intéressante pour un dépistage puis un diagnostic efficace. Le domaine de recherche de l'Elastographie est dédié à l'étude de ces propriétés et a donné naissance à un certain nombre de techniques, dont la plus avancée, commercialement parlant, est l'Elastographie statique. Cette dernière, si elle est très facile et peu chère à mettre en œuvre, souffre de limitations intrinsèques. Des approches plus ambitieuses sont en cours

d'étude et il apparaît qu'une des voies les plus prometteuses est basée sur la génération de vibrations impulsionnelles. Cette solution permet d'appréhender toute la dynamique tissulaire tout en s'affranchissant des problèmes d'interfaces et de conditions aux limites mis en évidence dans les techniques à sollicitations stationnaires. C'est dans cet esprit que s'inscrit la voie choisie par le Laboratoire Ondes et Acoustiques pour étudier les propriétés mécaniques des tissus. Le chapitre suivant expose les grands principes de la technique développée au laboratoire depuis bientôt 10 ans et baptisée Elastographie Impulsionnelle (ou Transient Elastography). Cette présentation sera centrée sur la validation *in vivo* de cette technique réalisée au cours de ce travail de thèse.

CHAPITRE V

L' ELASTOGRAPHIE IMPULSIONNELLE : PRINCIPES ET VALIDATION IN VIVO



Publication associée:

J. Bercoff, S. Chaffai, M. Tanter, L. Sandrin, S. Catheline, M. Fink, J. L. Gennisson, and M. Meunier.

"In vivo breast tumor detection using transient elastography," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 29, pp. 1387-1396, 2003.

Sommaire :

V.A.	L'ELASTOGRAPHIE IMPULSIONNELLE	102
V.A.1.	PRINCIPE.....	102
V.A.2.	IMAGERIE DES ONDES DE CISAILLEMENT TRANSITOIRES.....	103
V.A.3.	LE PROBLEME INVERSE ELASTIQUE.....	106
V.B.	VALIDATION IN VIVO.....	110
V.B.1.	PROTOCOLE EXPERIMENTAL	111
V.B.2.	RESULTATS	114
V.B.3.	DISCUSSION.....	116

V. L'ELASTOGRAPHIE IMPULSIONNELLE : PRINCIPES ET VALIDATION IN VIVO

V.A. L'Elastographie Impulsionnelle

V.A.1. Principe

L'Elastographie Impulsionnelle (ou Transient Elastography) fut introduite par le Laboratoire Ondes et Acoustique à la fin des années 1990 [87]. L'idée directrice de cette technique est de générer une excitation mécanique transitoire basse fréquence dans le milieu et de suivre la propagation du front d'onde de cisaillement induit par des techniques ultrasonores. L'excitation, qui revient à donner un coup bref sur le milieu, est produite à l'aide d'un vibreur extérieur situé à la surface du milieu. Cette impulsion basse fréquence génère, comme nous l'avons souligné au chapitre précédent, des ondes de compression et de cisaillement. Dans les milieux mous tels que les tissus biologiques ($\lambda \gg \mu$), les ondes de compression se propagent très vite ($\sim 1540 \text{ m.s}^{-1}$) et ont, à ces fréquences, des longueurs d'ondes de plusieurs mètres. Les ondes de cisaillement ont des vitesses nettement plus faibles, de l'ordre du m.s^{-1} et des longueurs d'ondes de l'ordre du centimètre. Pour appréhender les propriétés mécaniques des tissus, seules les ondes de cisaillement nous intéressent. L'étude et l'imagerie de ces ondes de cisaillement par des méthodes ultrasonores n'est rendue possible que par ce très net contraste de vitesse (plus d'un facteur 1000) entre ondes de compression et cisaillement (propriété caractéristique des solides mous). Il est donc possible de faire des images instantanées du milieu avec des ondes de compressions hautes fréquences (les ultrasons) pendant la propagation d'ondes de cisaillement basse fréquence. Le schéma de la Figure V-1 illustre les principes directeurs de la technique. Suivre en temps réel un front d'onde de cisaillement impulsionnel apporte trois avantages notables à la technique :

- L'information mécanique est captée avant toute réflexion du front d'onde sur les parois ou interfaces du milieu à étudier. Cela rend la technique insensible aux conditions aux limites du milieu et la démarque des approches statique et stationnaire.
- Suivre le front d'onde permet, nous le verrons plus en détail par la suite, de déduire une mesure quantitative du module de cisaillement. Ce sont donc les paramètres physiques du milieu qui sont directement mesurés et non des fonctions de ces paramètres.
- Les ondes mécaniques de compression et de cisaillement sont naturellement découplées, la première se propageant et s'atténuant avant même que la deuxième ne se propage. L'algorithme de calcul des paramètres élastiques s'en trouve considérablement simplifié (V.A.3).

Le laboratoire Ondes et Acoustique a développé un certain nombre d'outils permettant de générer et d'imager ces ondes de cisaillement impulsionnelles puis d'en extraire les informations mécaniques.

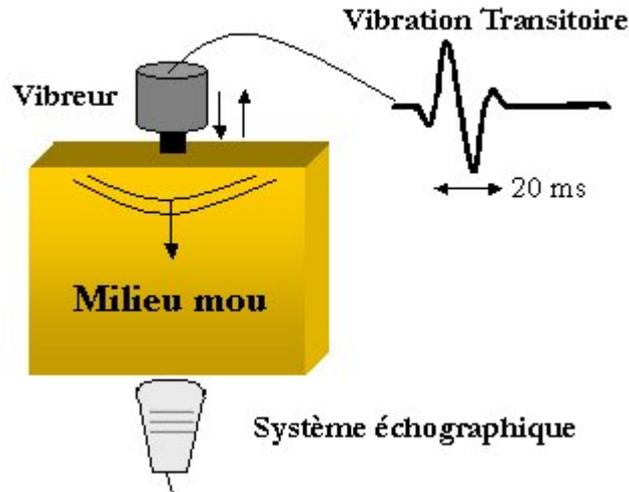


Figure V-1: Principes de l'Elastographie Impulsionnelle: Un vibreur extérieur induit une excitation mécanique transitoire (ici un pulse de fréquence centrale 50 Hz). Un système échographique sonde le milieu pendant la propagation de l'onde impulsionnelle.

V.A.2. Imagerie des ondes de cisaillement transitoires

V.A.2.a) Nécessité du mode d'imagerie ultrarapide

Suivre la propagation en deux dimensions de ces fronts d'ondes impulsionnels à l'intérieur des tissus avec un système échographique impose une contrainte assez forte : en effet, si la vitesse de ces ondes de cisaillement apparaît faible par rapport à celle des ondes de compression, elle est très élevée pour les capacités fonctionnelles d'un échographe commercial, qui, avec une résolution temporelle typique de 50 Hz, n'est capable que d'imager des mouvements 50 à 100 fois plus lents. L'onde passe dans le plan de l'image échographique pendant quelques dizaines de ms, son suivi imposant des cadences d'imagerie de quelques milliers de Hz. L'imagerie des ondes de cisaillement est donc coûteuse technologiquement parlant puisque non réalisable à l'aide d'un échographe standard. Ceci explique le fait que les premières études sur la technique se limitèrent à une approche unidimensionnelle. Stefan Catheline [30] (en 1995) puis Laurent Sandrin [33] (en 1997) au cours de leurs travaux de thèse ont développé le concept de palpeur acoustique, système constitué d'un mono-élément destiné à suivre le front d'onde de cisaillement le long d'une seule ligne ultrasonore. La Figure V-2(a) montre une photo du dispositif où le mono-élément lui-même est lié au vibreur pour à la fois générer l'impulsion basse fréquence et sonder le milieu le long d'une ligne échographique. La cadence ultrasonore est choisie de manière à pouvoir suivre le front d'onde de cisaillement (entre 1000 et 5000 Hz). De l'ensemble des signaux échographiques enregistrés, on déduit, par intercorrélation speckle ultrasonore, la carte des déplacements induits dans le milieu le long de l'axe du mono-élément en fonction du temps. Le front d'onde de cisaillement est ainsi visualisé (Figure V-2(b)) et son inclinaison (ou la pente) donne une estimation de la vitesse de propagation de l'onde donc de l'élasticité du tissu. Ce système, très peu coûteux, est particulièrement adapté à une estimation globale de

l'élasticité dans les tissus mécaniquement homogènes. Il a été perfectionné au cours des travaux de thèse de J.L. Gennisson [88] et peut désormais fournir des estimations de l'anisotropie des muscles [89] ou des coefficients de non linéarité des tissus mous [90]. Il est aujourd'hui devenu un produit industriel développé par la société Echosens pour détecter et caractériser les cirrhoses du foie [91].

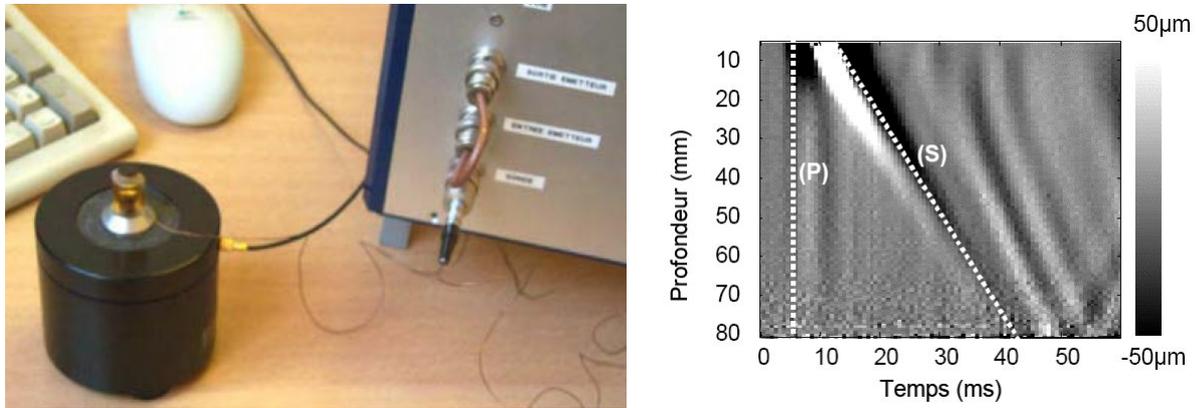


Figure V-2: (a): Photo du palpeur: un mono-élément lié à un pot vibrant (Brüel & Kjaer 4810) et à une électronique mono-voie. (b) Carte de déplacement en fonction de la profondeur et du temps. On y distingue les ondes de compression et cisaillement directes, ainsi que des réflexions tardives.

Pour être capable de fournir, non seulement une estimation globale, mais aussi des cartes d'élasticité des tissus biologiques et pour détecter d'éventuelles lésions, la technique doit être étendue pour imager la propagation du front d'onde impulsionnel de cisaillement sur au moins un plan du milieu. L'Elastographie Impulsionnelle 2D impose, pour sa mise en œuvre expérimentale, l'utilisation du mode d'imagerie ultrarapide présenté dans la première partie de ce manuscrit. Rappelons que ce mode se base sur l'émission d'ondes planes et sur un beamforming parallèle effectué uniquement en réception. Il permet de fournir une cadence d'imagerie très élevée (jusqu'à 5000 Hz) mais dégrade légèrement la détection de mouvement. La possibilité d'imager les ondes de cisaillement dans un plan et d'en déduire une carte d'élasticité des tissus a été démontrée et publiée [92]. Le paragraphe suivant résume cette approche avant d'exposer la validation *in vivo* de l'Elastographie Impulsionnelle 2D pour la détection de lésions dans le sein. Cette validation fut effectuée, en 2001, par l'ensemble du groupe médical du LOA.

V.A.2.b) Protocole

Le protocole expérimental d'imagerie des ondes de cisaillement impulsionnelles, illustré Figure V-3 se décompose en trois étapes :

1) Génération du coup : le mode d'excitation le plus pratique consiste à fusionner l'appareillage mécanique et ultrasonore. C'est donc la barrette échographique (Vermon 4.3 MHz) elle-même, reliée à un pot vibrant (Brüel & Kjaer 4810), qui va induire l'excitation mécanique. Classiquement, le signal se compose de deux arches de sinusoides à 50 Hz ou 100 Hz.

2) Imagerie échographique ultrarapide du milieu : L'échographe ultrarapide image alors le milieu pendant la propagation de l'onde de cisaillement en envoyant une série d'ondes planes à une cadence ultrarapide (typiquement de 1000 à 4000 Hz). Après chaque émission, les signaux ultrasonores rétrodiffusés (signaux RF) sont stockés dans les mémoires de l'appareil. L'ensemble des données est alors transféré vers un ordinateur.

3) Traitement des signaux RF : Une première étape (le beamforming) consiste à former les images échographiques à partir des signaux rétrodiffusés. Les déplacements axiaux induits par l'onde de cisaillement dans le milieu sont alors calculés en comparant ces images deux par deux par interférométrie speckle ultrasonore (III.A.2). On obtient ainsi le film de propagation de l'onde de cisaillement dans le plan de l'image échographique.

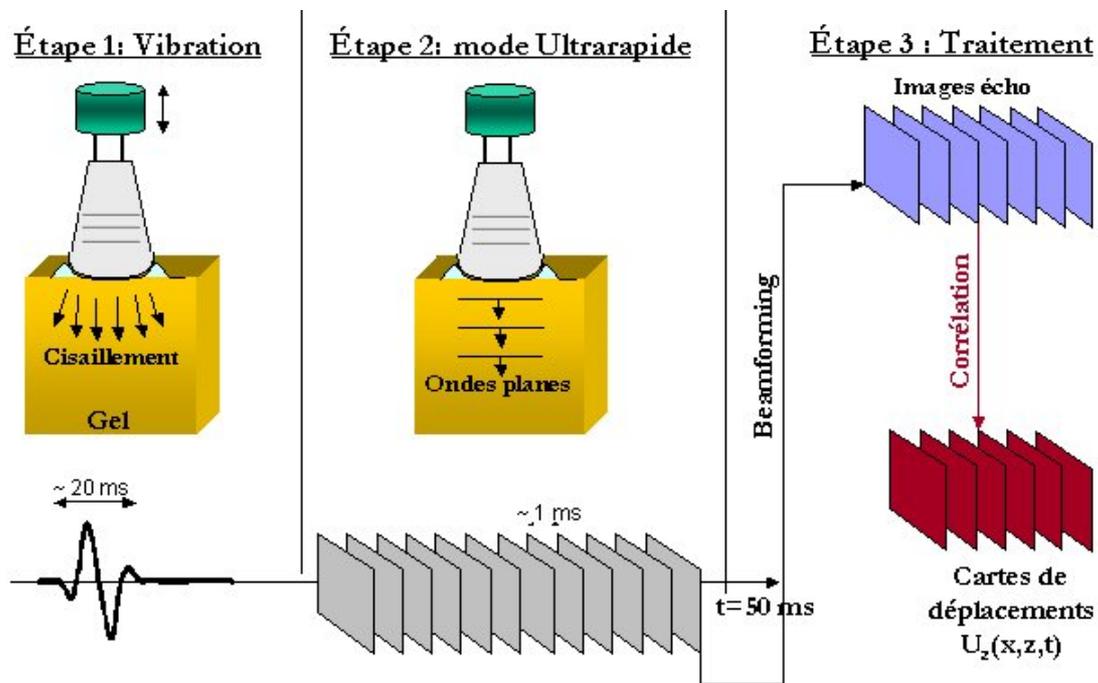


Figure V-3: Protocole expérimental pour l'élastographie impulsionnelle.

V.A.2.c) Mise en évidence expérimentale

Ce protocole a été testé sur un gel d'Agar-gélatine fabriqué au laboratoire. Ce type de gel, très facile à fabriquer, est isotrope et a les mêmes propriétés ultrasonores (vitesse des ultrasons, atténuation) et viscoélastiques que le corps humain. La gélatine crée un maillage réversible (liaisons hydrogènes) donnant la structure solide et les propriétés élastiques du gel. Sa dureté peut être simplement changée en changeant la concentration en gélatine. Les particules d'Agar, dispersées de manière homogène dans le gel jouent le rôle de diffuseurs ultrasonores. Le gel choisi pour cette expérience est un gel hétérogène contenant une inclusion cylindrique de 20 mm de diamètre plus dure que le gel environnant. Une onde de cisaillement est générée et imagée selon le protocole décrit ci-dessus. Le film résultant est donné Figure V-4. Cette

expérience permet tout d'abord de démontrer la faisabilité de générer et d'imager des ondes de cisaillement impulsionnelles à l'aide d'une barrette reliée mécaniquement à un pot vibrant et électroniquement à l'échographe ultrarapide. Elle met en évidence également la très nette dépendance des caractéristiques de l'onde de cisaillement aux propriétés élastiques des tissus : l'amplitude du champ de déplacement diminue et l'onde accélère lors de son passage dans l'inclusion plus dure. Il reste alors à utiliser ces données pour remonter aux paramètres physiques caractérisant la mécanique du milieu. Ceci se fait en analysant l'équation de mouvement dans les solides que l'on supposera ici purement élastiques.

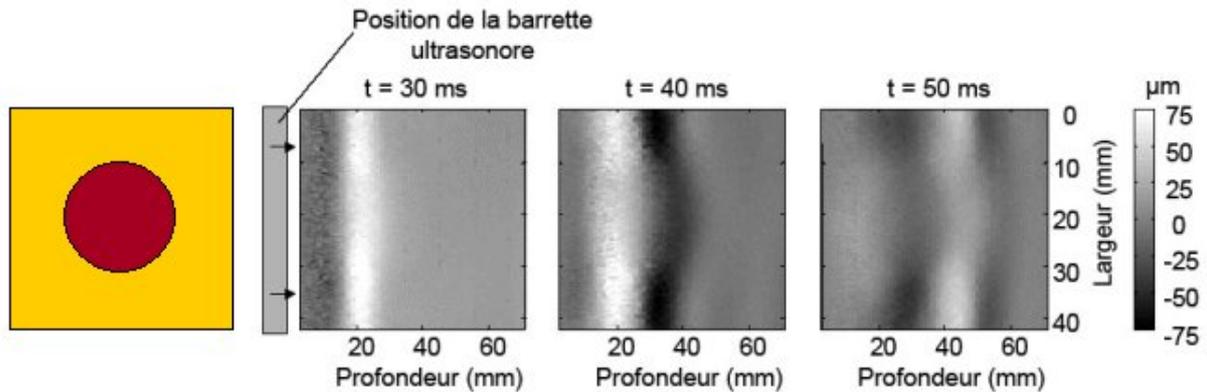


Figure V-4: Structure élastique du gel (gauche) et film des déplacements engendrés (en microns) dans ce gel par un coup basse fréquence de 100 Hz et une cadence d'imagerie de 1000 Hz.

V.A.3. Le problème inverse élastique

On appelle « problème inverse » l'algorithme permettant, à partir des équations constitutives du milieu étudié et des données acquises en Elastographie impulsionnelle, de remonter aux paramètres mécaniques locaux des tissus. La formulation du problème inverse décrite dans cette section [93] suppose le milieu purement élastique. On néglige ainsi les phénomènes visqueux. Nous verrons par la suite que ceci n'a pas d'incidence notable sur la qualité de l'estimation de l'élasticité car la dispersion résultant des phénomènes visqueux peut être considérée comme un phénomène du second ordre dans la fenêtre de fréquences utilisée par l'excitation impulsionnelle. Le chapitre X sera consacré à la formulation et la mise en œuvre expérimentale du problème inverse viscoélastique dans le but d'estimer simultanément des cartes d'élasticité et de viscosité des tissus. Les hypothèses conduisant à l'algorithme final sont ici volontairement mises en évidence de manière à pouvoir analyser leurs conséquences sur la robustesse de la technique par la suite.

V.A.3.a) Formulation

- Formulation générale

La relation fondamentale de la dynamique s'écrit dans un solide:

$$(V-1) \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_j}$$

Hypothèse 1: le milieu est linéaire et purement élastique.

On peut alors relier le tenseur des contraintes T au tenseur des déformations S via la loi de Hooke :

$$(V-2) T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}$$

\vec{u} étant le vecteur déplacement. En regroupant (V-1) et (V-2) on obtient l'équation du mouvement dans un solide linéaire élastique :

$$(V-3) \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\lambda \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]$$

Hypothèse 2: Le milieu est homogène ou homogène par parties.

Les coefficients de Lamé peuvent ainsi être placés à l'extérieur des dérivées spatiales. On obtient alors :

$$(V-4) \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \mu \vec{\nabla}^2 \vec{u}$$

- Application aux milieux mous

Rappelons tout d'abord que, d'après la décomposition de Helmholtz, on peut décomposer le champ de déplacements en somme de deux champs : l'un à rotationnel nul (c'est le déplacement engendré par l'onde de compression) l'autre à divergence nulle (c'est le déplacement engendré par l'onde de cisaillement).

$$\vec{u} = \vec{u}_p + \vec{u}_s = \vec{\nabla} \Phi + \vec{\nabla} \wedge \vec{\Psi}$$

où ϕ et $\vec{\psi}$, appelés les potentiels de Helmholtz vérifient les équations d'ondes :

$$(V-5) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c_p^2 \Delta \phi \\ \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} = c_s^2 \Delta \vec{\psi} \end{array} \right.$$

où $c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ et $c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ sont les vitesses de propagation des ondes de compression et de cisaillement.

Dans les milieux mous, $\lambda \gg \mu$. La vitesse des ondes de compression est donc bien supérieure à celle des ondes de cisaillement. L'onde de compression a le temps de se propager, de se réfléchir plusieurs fois sur les interfaces du milieu (où une partie de son énergie est convertie en cisaillement) et de s'atténuer avant même que l'onde de cisaillement ne se commence à se propager. On peut donc faire l'hypothèse suivante :

Hypothèse 3: La composante de compression du déplacement est négligeable lorsque l'onde de cisaillement se propage.

On peut donc écrire $\vec{u} = \vec{u}_s$ et finalement l'équation du mouvement se réduit à l'équation de propagation des ondes de cisaillement dans les tissus biologiques.

$$(V-6) \quad \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \mu \Delta u_i \quad i = x, y, z$$

Cette formulation doit être confrontée aux limites de l'Elastographie impulsionnelle. Rappelons que d'après le protocole présenté au paragraphe précédent, cette technique fournit une estimation partielle du champ de déplacements induits par la vibration mécanique :

- l'algorithme d'intercorrélacion ne fournit qu'une estimation de la composante longitudinale u_z du champ de déplacements.
- l'imagerie échographique limite l'estimation de ces déplacements axiaux dans un seul plan de l'espace : le plan de l'image échographique.

La première limitation n'est pas gênante pour l'algorithme d'inversion puisque les hypothèses faites précédemment fournissent une équation de propagation où les trois composantes du champ sont découplées. La connaissance d'une seule composante est donc suffisante. La seconde limitation est plus

gênante car elle ne permet pas de calculer correctement le Laplacien $\Delta u_z = \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}$ dans

l'équation (V-6). La dérivée spatiale seconde par rapport à la composante élévationnelle $\frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2}$ est inconnue. On est donc dans l'obligation de faire l'hypothèse suivante :

Hypothèse 4: Les variations spatiales du second ordre sont négligeables dans la direction de l'élévation y.

Ce qui, en termes mathématiques s'exprime de la façon suivante:

$$(V-7) \quad \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \ll \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}$$

Finalement l'équation de propagation dans le plan de l'image échographique s'exprime :

$$(V-8) \quad \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \mu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right)$$

Et le module de cisaillement vérifie :

$$(V-9) \quad \forall t : \mu(x, z) = \rho \frac{\frac{\partial^2}{\partial t^2} u_z(x, z, t)}{\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_z(x, z, t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u_z(x, z, t)}$$

V.A.3.b) Mise en œuvre expérimentale

- Filtrages

L'équation (V-9) doit être maniée avec prudence car l'algorithme d'inversion est très sensible au bruit et diverge dès que le Laplacien tend vers zéro. Pour rendre cette inversion robuste deux filtrages doivent être utilisés :

- Un filtrage spatial du champ de déplacements spatio-temporels permettant d'éliminer le bruit haute fréquence. Les dérivées temporelle et spatiale secondes sont alors calculées classiquement.
- Un filtrage temporel réalisé dans le domaine de Fourier puisque l'expression (V-10) est appliquée et moyennée sur une plage de fréquence $\Delta\omega$ correspondant aux fréquences physiquement significatives contenues dans le spectre de l'excitation impulsionnelle originelle :

$$(V-10) \quad \mu(x, z) \approx \frac{\rho}{\Delta\omega} \int \frac{\left| \mathbf{F} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_z(x, z, t) \right\} \right|}{\left| \mathbf{F} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} u_z(x, z, t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} u_z(x, z, t) \right\} \right|} d\omega$$

- Application à un milieu hétérogène

Cet algorithme a été testé expérimentalement sur les données présentées au paragraphe V.A.2.c. (propagation d'une onde de cisaillement s dans un gel de gélatine hétérogène contenant une inclusion plus dure). La carte d'élasticité résultante est donnée Figure V-5. Ceci montre que la technique d'Elastographie Impulsionnelle 2D est capable de fournir des cartographies du module de cisaillement des tissus et de détecter des zones plus dures in vitro. Ce résultat montre une inclusion 4 fois plus dure que le reste du gel. Il reste à comprendre et à discuter les performances de l'algorithme puis à le tester in vivo sur des patientes ayant des lésions mammaires.

- Discussion

L'imagerie des ondes de cisaillement par Elastographie Impulsionnelle fournit le champ de déplacements spatio-temporel à l'intérieur même du domaine que l'on étudie. Ceci donne accès à une richesse d'information inhabituelle si l'on se réfère aux problèmes classiques d'inversion en sismologie (les signaux n'étant enregistrés qu'à la surface du milieu étudié). Ceci nous permet de bâtir un algorithme d'inversion locale dont la résolution ne dépend théoriquement que de la résolution de l'image fournie. Les

performances de l'inversion ne sont donc pas limitées par la longueur d'onde des ondes mécaniques de cisaillement (\sim cm) mais plutôt par celle des ultrasons (\sim mm). Une autre manière de voir les choses consiste à considérer que l'on enregistre le champ ondulatoire total, ondes évanescentes comprises.

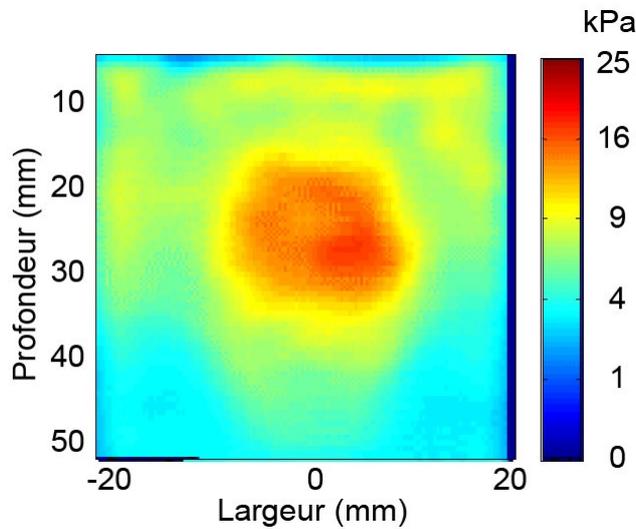


Figure V-5: Cartographie du module de cisaillement. L'inclusion plus dure est détectée et son élasticité quantifiée.

La résolution limite imposée par les lois de la diffraction et liée à la perte d'information contenue dans les ondes évanescentes n'est plus valable ici. L'algorithme peut ainsi s'appuyer sur une résolution théorique inférieure au millimètre, ce qui assurerait la précocité des détections par Elastographie Impulsionnelle. Un autre avantage de cet algorithme est qu'il fournit théoriquement une estimation quantitative d'un paramètre physique du milieu : le module de cisaillement μ . Cela démarque l'Elastographie Impulsionnelle de toutes les autres techniques élastographiques médicales présentées au chapitre précédent. L'ensemble de ces assertions, lorsque la validation *in vivo* de la technique a commencé, n'étaient pas vérifiées expérimentalement. Une discussion sur la dégradation de la résolution est nécessaire compte tenu des filtrages et du bruit présent en expérience. Il en va de même pour l'étude des effets de l'ensemble des hypothèses faites sur la robustesse des estimations expérimentales. Ces points seront abordés et discutés tout au long de ce travail de thèse. La section suivante décrit les études menées par l'ensemble du groupe médical du laboratoire à l'institut Curie pour la validation *in vivo* de la technique. Les résultats et interprétations qui s'en sont dégagés ont servi de fondements à l'ensemble des études qui ont suivi et qui sont décrites dans les chapitres suivants.

V.B. Validation In Vivo

La validation *in vivo* de l'Elastographie Impulsionnelle pour la détection de lésions mammaires a été effectuée au mois de juillet 2001 [93]. La série d'expériences a été conduite à l'institut même avec l'aide du

radiologue Martine Meunier et consistait à effectuer une série d'examens élastographiques sur des patientes présentant des nodules déjà palpables et le plus souvent visibles sur l'image échographique.

V.B.1. Protocole expérimental

V.B.1.a) Présentation générale

Les examens ont été réalisés sur 15 patientes de 31 à 90 ans et se sont étalés sur une semaine, du 13 au 20 juillet 2001. Toutes les patientes avaient des lésions palpables et étaient soumises à une batterie d'examens : mammographie, échographie puis biopsie. Les tests élastographiques ont été faits en complément des examens échographiques. Les résultats des biopsies ont permis d'indiquer que sur les 15 patientes, 13 présentaient des tumeurs cancéreuses (carcinomes) plus ou moins invasifs, une avait une lésion bénigne, la dernière ayant une lésion d'aspect kystique. L'examen élastographique était précédé d'une palpation et d'un examen échographique pour localiser la lésion. L'ensemble était effectué par un radiologiste ou le médecin.

V.B.1.b) Matériel

- Echographe

L'examen élastographique ainsi que l'échographie le précédant se basait sur l'utilisation de l'échographe ultrarapide du LOA. Un mode échographie temps réel avait été programmé de manière à ce que le médecin puisse imager le sein et localiser la lésion. Notons que ce mode, dû à l'absence de formateur d'images implémenté en hardware, nécessitait un transfert et un traitement des données en continu sur un ordinateur. Il n'était par conséquent capable de fournir qu'une cadence d'image de 1 Hz, ce qui est nettement inférieur aux performances temps réel des échographes commerciaux (30 - 50 Hz).

- Sonde

La barrette ultrasonore liée à l'échographe ultrarapide était une sonde linéaire Vermon composée de 128 transducteurs piezoelectriques de fréquence centrale 4.3 MHz.



Figure V-6: Montage expérimental pour l'Elastographie Impulsionnelle. La sonde ultrasonore est liée à un pot vibrant donnant le coup basse fréquence. Le médecin tient l'ensemble par le pot.

Echantillonnée à λ (pas inter-élément de 0.33 mm), cette barrette possède une ouverture de 40 mm et une pré-focalisation en élévation à 60 mm. Elle était liée mécaniquement à un pot vibrant (Bruel & Kjaer minishaker 4810) qui, via un générateur intégré à l'échographe ultrarapide, donnait l'impulsion basse fréquence. Le dispositif adopté, montré Figure V-6, est donc similaire à celui décrit au paragraphe V.A.2.a : c'est la barrette ultrasonore elle-même qui donne le coup.

V.B.1.c) Déroulement d'un examen type

Les patientes étaient étendues sur un lit dans des conditions tout à fait similaires à celle d'un examen échographique standard (Figure V-7). Deux personnes de l'équipe du LOA étaient présente dans la pièce avec la patiente et le médecin. L'une pour lancer et contrôler l'examen élastographique via un ordinateur, l'autre pour prendre note des conditions et des particularités expérimentales de chaque examen.



Figure V-7: Déroulement d'un examen élastographique. Le praticien scanne le sein de la patiente tout en visualisant l'image sur l'écran de l'ordinateur. Une fois la tumeur localisée, la séquence élastographique est lancée par la personne contrôlant l'ordinateur.

La durée totale d'un examen a été de 10 minutes. Trois acquisitions élastographiques ont été réalisées pendant ce laps de temps. Si l'acquisition elle-même est quasi instantanée (20 à 100 millisecondes), le transfert et l'enregistrement des données sur l'ordinateur a pris plus de temps : de 2 à 3 minutes pour une acquisition. Une acquisition typique se décomposait en trois étapes :

- Préliminaires

Le médecin ou le praticien palpe puis scanne le sein de manière visualiser la lésion à l'échographe. Dès qu'il juge l'image bonne, il fait signe à l'expérimentateur contrôlant l'échographe ultrarapide via l'ordinateur. L'image échographique est alors enregistrée et l'acquisition élastographique lancée.

- Calibration

Le mode élastographique a été choisi de manière à lancer l'acquisition ultrarapide d'images échographiques en même temps que le début de l'impulsion mécanique. La barrette aura donc un mouvement oscillatoire

basse fréquence (une trentaine de millisecondes) pendant qu'elle image le milieu. Une étape de calibration est donc nécessaire pour compenser ce mouvement avant le traitement par intercorrélation des images et le calcul du champ de déplacements induit par l'onde de cisaillement. Ceci peut se faire très facilement dans le sein en localisant une interface fixe comme la cage thoracique puis en mesurant son mouvement artificiel sur les signaux échographiques. Cette mesure de mouvement permettra de corriger ce biais. Avant le début du mode élastographique, une ligne ultrasonore est donc acquise et les échos forts de la cage thoracique localisés (Figure V-8). Il serviront de référence pour l'algorithme de compensation.

- acquisition élastographique

Elle a consisté à donner une impulsion mécanique de fréquence centrale 60 Hz et à lancer en même temps l'acquisition de 250 images échographiques à une cadence de 3000 Hz. Une fois l'ensemble des données transférées, l'ensemble du protocole a été répété deux autres fois pour chaque patiente.

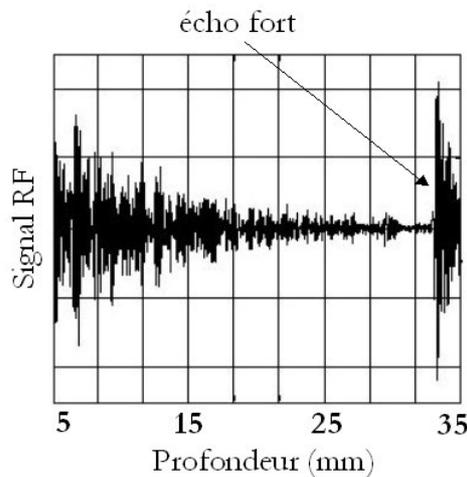


Figure V-8: Acquisition d'une ligne RF pour la visualisation et la localisation d'un écho fort. L'étude de son mouvement permettra de compenser le mouvement de la barrette pendant la séquence d'acquisition d'image ultrarapide.

V.B.1.d) Traitement de données

Le traitement a compris la formation des images à partir des signaux RF enregistrés, la mesure de mouvement par interférométrie speckle ultrasonore, la compensation du mouvement de la barrette et l'application de l'algorithme d'inversion. L'ensemble de ces étapes a été réalisé au LOA à la fin de la semaine d'expériences. Des fichiers de données ont été créés regroupant, pour chaque patiente, les résultats de la biopsie, les résultats de l'échographie et les cartes d'élasticité des trois acquisitions obtenues par Elastographie impulsionnelle.

V.B.2. Résultats

Sur les 15 patientes étudiées, 11 d'entre elles avaient leur lésion visualisée sur les images échographiques acquises durant l'examen élastographique. Les 4 autres ont été éliminées de l'étude. Les 11 cas restants ont été étudiés en détail et leur carte d'élasticité calculée. Sur ces 11 cas restants, 3 ont donné des résultats positifs en élastographie montrant une corrélation évidente entre l'image échographique de la lésion et la carte d'élasticité correspondante. Ces trois résultats positifs correspondaient à des adénocarcinomes. Nous illustrons un des trois résultats positifs avec l'ensemble de ses résultats cliniques. La Figure V-9 montre les résultats de la biopsie. Elle indique la présence d'un carcinome palpable et décrit ses caractéristiques : abondance de cellules cancéreuses, présence de nécroses et d'inflammation.

17/07/2001	EXAMEN DE CYTOPATHOLOGIE Docteur J. KLJANIENKO	N° 423 958
------------	---	------------

ACH/ACH
Prescripteur : Docteur F. CAMPANA
Destinataires :
Date de réception : 13/07/2001

SEIN DROIT : QUADRANT SUPERO-EXTERNE

► Rappel
▼ Corps

MICROSCOPIE

Les ponctions de cette lésion bien palpable ont ramené un matériel extrêmement abondant. Il est composé d'innombrables cellules carcinomateuses de grande taille atypiques, de la nécrose et des cellules inflammatoires.

Conclusion
Aspect cytologique d'adénocarcinome.

EXAMENS COMPLEMENTAIRES

Prélèvement pour CMF effectué : cellularité +++.

Docteur J. KLJANIENKO

Figure V-9: Résultats de la biopsie d'une des patientes

Ce carcinome superficiel très clairement visible à l'échographie l'est également sur la carte d'élasticité (Figure V-10) et se caractérise par une zone nettement plus dure (80 kPa) que les tissus sains environnants (1 à 5 kPa). La taille de la zone d'élasticité élevée semble légèrement plus petite que l'image échographique de la lésion. Nous discuterons de cet aspect par la suite. Notons qu'il s'agit ici d'un nodule très bien localisé.

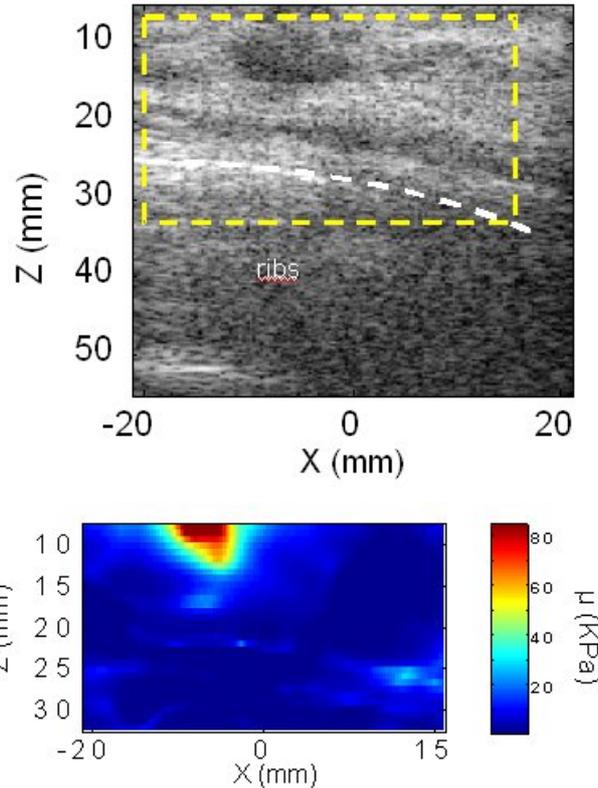


Figure V-10: échographie et carte d'élasticité correspondante

Des cas nettement plus complexes peuvent se présenter. Pour l'illustrer nous prenons le cas d'une des 4 patientes dont la tumeur n'a pas été visualisée à l'échographie. Bien que ce cas n'entre pas dans les statistiques de notre étude, il est intéressant à examiner. La biopsie (Figure V-11) indique un adénocarcinome palpable dans un environnement complexe. Des éléments isolés comportant des cellules cancéreuses sont présents, une large zone nécrotique englobe le tout.

MICROSCOPIE

Les ponctions de cette lésion bien palpable ont ramené un matériel abondant. Il est composé de cellules carcinomateuses. Ces cellules sont de petite taille régulières. Elles s'arrangent en placards. On note également des éléments isolés. Le fond de la préparation est occupé par une large plage nécrotique.

85003

Conclusion
Aspect cytologique d'adénocarcinome.

Figure V-11: résultat de la biopsie du cas complexe.

Cette complexité explique des variations d'échogénéicité importantes sur l'image échographique sans qu'une zone indiquant clairement la lésion se distingue. Ce cas illustre très bien les limites d'une imagerie

qualitative telle que l'échographie qui n'est ici pas capable de distinguer un nodule pourtant palpable. La carte d'élasticité semble en revanche fournir des informations quantitatives intéressantes montrant une zone nettement plus dure (jusqu'à 60 kPa) plutôt hétérogène. Il est impossible d'affirmer si cela est réellement corrélé à une réalité biologique, mais cela semble permettre une meilleure localisation de la tumeur. Notons également qu'il est difficile, avec l'élasticité, de distinguer une lésion des zones nécrotiques, ces dernières présentant habituellement des variations d'élasticité également conséquentes par rapport aux tissus sains.

- *Bilan*

Cette étude démontre que l'Elastographie Impulsionnelle est capable de détecter des tumeurs palpables en conditions cliniques. Si ces résultats sont encourageants, le pourcentage d'examens positifs reste faible : sur 15 patientes, seulement 3 ont donné des résultats positifs. Le paragraphe suivant explique et discute les causes de ce constat et dresse un bilan des avantages et limites de l'Elastographie impulsionnelle mis en évidence au cours de cette étude.

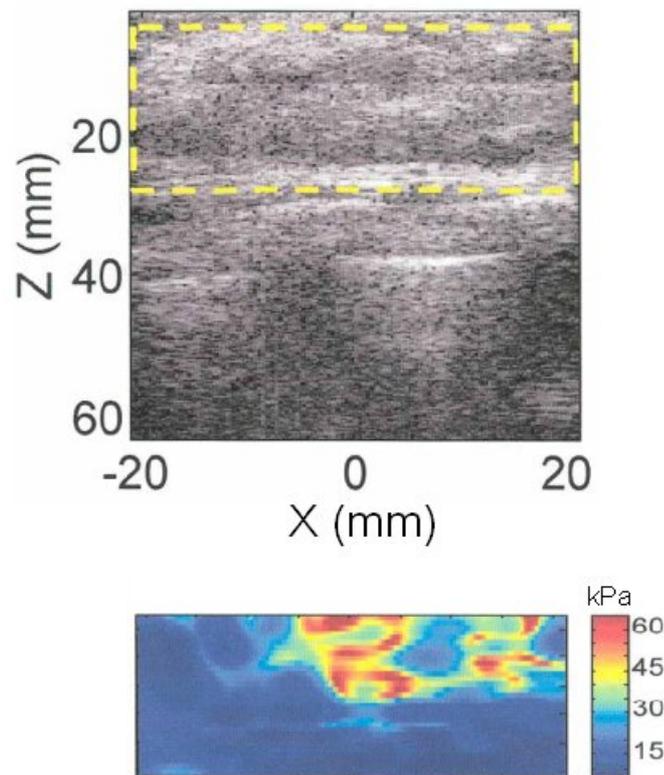


Figure V-12: échographie et carte d'élasticité d'un cas complexe

V.B.3. Discussion

Pour bien comprendre les raisons qui expliquent les examens négatifs, deux types de limitations doivent être analysés : celles dues au protocole opératoire choisi lors de cette étude et celles plus intrinsèques à

l'Elastographie impulsionnelle. De cette analyse naissent un certain nombre de pistes à explorer qui ont été le fil conducteur de ces travaux de thèse.

V.B.3.a) Limitations protocolaires

- La sonde élastographique est trop lourde.

L'ensemble pot vibrant – barrette ultrasonore que devait porter le médecin pour réaliser l'examen pesait environ 2 kg, à comparer aux 150 g d'une barrette seule. Ce point a d'ailleurs été souligné par le médecin très tôt qui le considérait comme un inconvénient majeur de la technique. En plus de bousculer les habitudes du médecin et de rendre son examen échographique plus difficile à réaliser, cette lourdeur fut directement responsable de 3 échecs. Parmi les 4 lésions n'apparaissant pas sur les images échographiques (et dont les résultats furent éliminés de l'étude), une seule n'avait pas pu être localisée par échographie pendant l'examen échographique pré-élastographique (celle présentée Figure V-12). Les 3 autres avaient été localisées avec succès mais étaient absentes des images acquises en mode ultrarapide. Cela traduisait un mouvement du médecin dans le temps de latence entre le mode de visualisation échographique de la lésion et le mode élastographique. Le poids de la sonde combiné à un intervalle de temps de quelques secondes nécessaire au lancement du mode élastographique expliquent ces mouvements parasites rendant le protocole expérimental assez instable.

- L'échographe ultrarapide a une technologie vieillissante

L'échographe ultrarapide permet par la souplesse de son électronique programmable d'explorer des domaines inaccessibles avec un appareil standard. Il reste cependant un prototype de recherche utilisant une technologie vieille de 6 ans et donc nettement moins avancée que celle des échographes modernes. S'appuyant sur une dynamique de 8 bit (+ 1 de signe) (à comparer aux 12 bits standards), il fournit des données avec un rapport signal sur bruit et une dynamique faibles rendant les applications in vivo difficiles.

- La génération du cisaillement est trop opérateur-dépendant

La qualité de l'onde de cisaillement induite est très sensible à la façon dont le médecin manie la sonde. Rappelons que d'après l'Hypothèse 4 les déplacements engendrés par l'impulsion basse fréquence ne doivent pas avoir de variation dans le plan de l'élévation. Un mouvement hors du plan de la barrette entraînerait une dégradation de l'inversion donnant une carte d'élasticité fautive. Cette condition impose que la barrette soit positionnée parallèlement à la surface du sein et que le sein ne soit pas trop comprimé pour que l'onde puisse se propager proprement. Une trop grande compression réduirait drastiquement la zone de propagation (surtout dans les petits seins) et, du fait de la non linéarité des tissus biologiques, augmenterait significativement l'élasticité du tissu environnant. Or, tout ceci impose une formation ou tout au moins une habitude que le médecin ou praticien n'a pas d'emblée. Beaucoup d'expériences ont donc échoué car les habitudes des médecins sont orientées pour optimiser la qualité de l'examen échographique. Celles-ci consistent justement à appliquer des rotations à la barrette et à compresser le

milieu de manière à optimiser l'angle de vue. De telles expériences ont une signature bien particulière : le film de propagation de l'onde de cisaillement se réduit à un battement global du milieu traduisant des oscillations hors plan dominantes. Elles sont au nombre de 5 et l'algorithme d'inversion a fourni des cartes d'élasticité erronées (Figure V-13). Notons également que les trois expériences qui ont fourni des résultats positifs ont été réalisées par Martine Meunier elle-même qui a alors scrupuleusement suivi les exigences de l'examen élastographique.

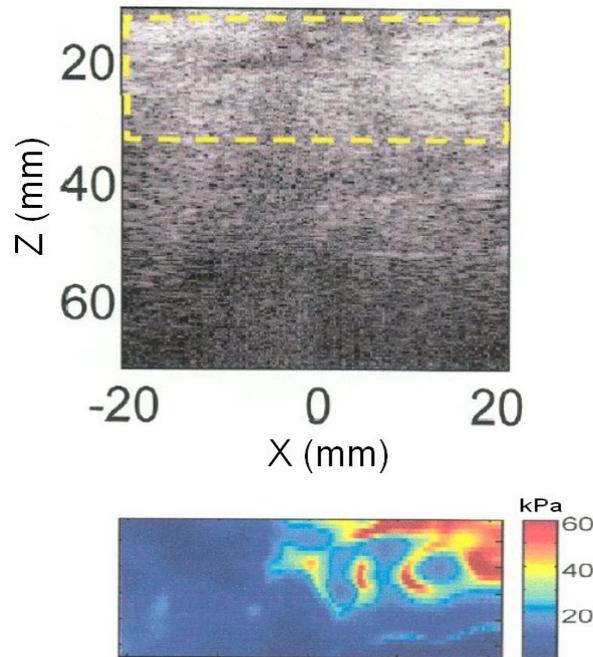


Figure V-13: Expérience donnant une carte d'élasticité sans corrélation avec l'image échographique de la lésion.

Enfin les trois expériences négatives restantes ne peuvent être directement reliées aux limitations précédentes. Elles ont plutôt tendance à souligner les limitations intrinsèques de la technique que nous décrivons ci-dessous.

V.B.3.b) Limitations intrinsèques

- La technique est inadaptée à la détection de nodules présentant de forte rupture d'impédance avec le milieu environnant.

Deux des trois expériences négatives non expliquées correspondaient à des tumeurs bénignes. L'une était un fibroadénome, l'autre un kyste. Les kystes ne peuvent être directement étudiés avec cette approche car le cisaillement ne pénètre pas dans la poche de liquide et l'estimation quantitative devient impossible. Une adaptation de la technique à ces cas, par exemple en proposant une détection non quantitative, est nécessaire. Certains fibroadénomes ont également la propriété d'avoir des frontières très marquées et

d'être mobile dans les tissus sains sous l'effet de compressions importantes. Ces ruptures d'impédance fortes provoquent des réflexions très fortes de l'onde de cisaillement rendant peu probable la pénétration de l'onde dans le nodule. Plus généralement des nodules dépassant la centaine de kPa sont difficiles à étudier quantitativement car le cisaillement est faible en amplitude et sa propagation trop rapide pour l'échographe ultrarapide.

- La technique est limitée par l'éventuelle présence de mouvement dans le plan de l'élévation.

En plus de rendre la technique sensible à la façon de générer le cisaillement, l'Hypothèse 4 peut s'avérer très contraignante pour la robustesse de l'inversion, notamment dans des milieux complexes. La présence de tissus fibreux plus durs, de nécroses ou de nodules à géométrie et propriétés mécaniques variables peut corrompre l'estimation de la carte d'élasticité en faisant diverger le champ de cisaillement hors du plan de l'image. Cette limitation, si elle est destinée à être surmontée lors du passage d'une sonde linéaire à une sonde 2D et à l'imagerie de tout un volume, reste un inconvénient majeur de l'approche bidimensionnelle. Soulignons que cette limitation n'est pas propre à l'Elastographie Impulsionnelle mais à toutes les techniques se basant sur une imagerie échographique bidimensionnelle. Une solution consisterait à maîtriser et optimiser la source de cisaillement pour limiter l'influence de cet effet de diffraction indésirable, comme nous allons pouvoir le vérifier dans la suite du manuscrit.

- La technique n'est pas capable de caractériser les lésions

L'algorithme d'inversion n'est aujourd'hui destiné qu'à estimer des cartes d'élasticité du milieu étudié. Or l'élasticité n'est pas un paramètre discriminant permettant d'affirmer la malignité d'une lésion. D'autres paramètres mécaniques devraient être pris en compte, tels que la viscosité ou l'anisotropie, pour affiner l'analyse. Ceci est un enjeu crucial puisque cela éviterait la pratique excessive de biopsies.

V.B.3.c) Améliorations et nouvelles directions d'étude

Cette étude *in vivo* et la mise en valeur des difficultés et limites rencontrées permet de dégager un certain nombre de pistes à explorer pour rendre l'Elastographie Impulsionnelle plus sensible, plus souple et plus robuste. Voici quelques directions :

- Améliorer la technologie

L'échographe ultrarapide, s'il permet des études en laboratoire, a une sensibilité très limitée pour les applications *in vivo*. L'utilisation d'une nouvelle électronique permettrait une meilleure exploitation des données *in vivo* et de franchir un palier dans l'étude de la technique en conditions cliniques. Une collaboration entre le LOA et Lecœur Electronique s'est établie et la livraison d'une nouvelle électronique complètement programmable est prévue pour la fin de l'année 2004. Elle sera dotée d'une dynamique de 12 bits, de 128 voies programmables avec chacune de 256 Mo de mémoire, d'une liaison USB 2 pour un transfert de données haut débit (évitant ainsi tout temps d'attente source d'erreur pour le médecin et

d'inconfort pour les patientes) et de sommateur et corrélateur hardware de manière à pouvoir fournir de l'imagerie échographique temps réel (50 Hz) de qualité comparable à celle des échographes commerciaux.

- Contrôler la source de cisaillement

Une des limitations majeures de la technique est la manière de générer l'onde de cisaillement. En effet elle impose un appareillage très lourd et peu maniable pour le médecin, et a été une source d'erreurs expérimentales importante : l'instabilité du positionnement de la sonde fragilise l'examen échographique et élastographique et compromet la génération d'ondes de cisaillement propres. C'est également une limitation intrinsèque forte de la technique puisqu'elle ne donne aucun contrôle sur la source de cisaillement et ne permet pas l'adaptation du coup basse fréquence aux caractéristiques particulières de chaque cas clinique (taille de l'organe, hétérogénéité échographique...). Ceci est particulièrement contraignant si l'on veut appliquer la technique à des organes profonds comme le foie ou la prostate : la génération de cisaillement impulsionnel par un vibreur situé en surface peut devenir très problématique. Une des premières directions que nous avons exploré après cette étude clinique est l'utilisation d'une nouvelle méthode pour générer l'excitation basse fréquence. Celle-ci est basée sur l'utilisation de la force de radiation acoustique permettant d'exciter à distance les tissus via un faisceau ultrasonore focalisé. Nous verrons que cette approche est extrêmement prometteuse pour l'avenir de l'Elastographie Impulsionnelle et qu'elle a donné naissance à une nouvelle technique baptisée Supersonic Shear Imaging (SSI). Cette technique est présentée au chapitre VI. Ses applications potentielles sont étudiées au chapitre VII.

- Mesurer d'autres paramètres que l'élasticité.

L'élasticité n'est pas un paramètre aidant la caractérisation des tumeurs. Il est donc intéressant de voir si, grâce à la richesse de l'information fournie par l'approche impulsionnelle, il n'est pas possible de mesurer d'autres paramètres physiques du milieu tels que la viscosité et l'anisotropie. Si une cartographie de l'anisotropie du milieu semble ambitieuse avec une imagerie en deux dimensions, la viscosité peut se révéler être un paramètre intéressant pour aider à la discrimination. En effet les tumeurs malignes sont très ancrées dans les tissus, possèdent une structure complexe et un réseau d'alimentation sanguine important. Il est fort probable que ces caractéristiques entraînent une atténuation de l'onde de cisaillement importante. Nous nous sommes par conséquent intéressés à la modélisation de la viscosité dans les tissus mous (chapitre IX) et à la capacité qu'a notre nouvelle technique impulsionnelle (SSI) à donner des cartographies élastique et visqueuse du corps humain (chapitre X).

- Enrichir la technique pour qu'elle soit adaptable au 3D

L'approche impulsionnelle semble être une des techniques élastographiques les plus robustes en imagerie échographique 2D : le couplage onde de compression – onde de cisaillement est relativement faible permettant une estimation quantitative de l'élasticité des tissus, les conditions aux limites ont un rôle négligeable et le mouvement basse fréquence hors plan peut rester limité si la génération de l'onde de cisaillement est propre. L'exemple de la NMR Elastographie démontre cependant que les potentialités

d'une Elastographie Impulsionnelle 3D sont énormes : une robustesse supérieure due à la disparition de l'Hypothèse 4 (variations du champ dans la direction de l'élévation), une reconstruction plus riche avec l'estimation possible d'autres paramètres mécaniques, une plus grande sensibilité de détection grâce à l'étude d'un volume complet de l'organe. La faisabilité de l'Elastographie Impulsionnelle 3D implique non seulement l'étude de tout un volume mais également l'aptitude de la technique à mesurer les trois composantes du champ de déplacements basse fréquence. Or aujourd'hui les techniques de mesure de mouvement basée sur l'échographie telle l'interférométrie speckle ultrasonore développée au chapitre II et utilisée en Elastographie Impulsionnelle ne sont capables de fournir qu'une estimation de la composante longitudinale du champ (celle le long de l'axe du faisceau ultrasonore). Il est donc nécessaire de trouver une méthode capable de fournir, en plus de la composante axiale, la ou les composantes latérales du champ. Ceci est l'objet du chapitre XI de cette thèse ou nous présentons une méthode échographique d'estimation vectorielle du champ de déplacements et l'appliquons à l'Elastographie (chapitre XII) pour la valider. Cette étude est en quelque sorte le point de départ de l'étude tridimensionnelle de l'Elastographie Impulsionnelle.

CHAPITRE VI

SUPERSONIC SHEAR IMAGING

Elastic Sonic Boom in Soft Materials

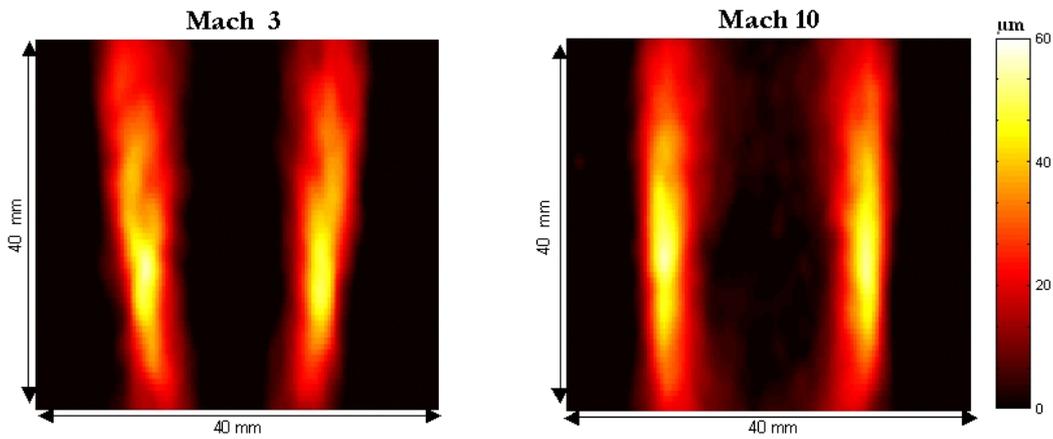


Image acceptée en couverture de IEEE Transactions for Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control.

Publications associées:

J. Bercoff, M. Tanter, and M. Fink, "Sonic boom in soft materials: The elastic Cerenkov effect", Applied Physics Letters, vol. 84, pp. 2202-2204, 2004.

J. Bercoff, M. Tanter, and M. Fink, "Supersonic Shear Imaging: a new technique for soft tissue elasticity mapping" IEEE Transactions for Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, vol. 51, pp. 374-409, 2004.

Sommaire :

VI.A.	LA FORCE DE RADIATION ULTRASONORE DANS LES TISSUS BIOLOGIQUES	125
VI.A.1.	LA FORCE DE RADIATION ULTRASONORE : INTRODUCTION ET MODELISATION	125
VI.A.2.	MODELISATION D'UNE SOURCE MECANIQUE INDUITE PAR FORCE DE RADIATION PAR LA FONCTION DE GREEN ELASTIQUE.....	131
VI.B.	IMAGERIE ULTRARAPIDE D'ONDES DE CISAILLEMENT GÉNÉRÉES PAR LA FORCE DE RADIATION ULTRASONORE	137
VI.B.1.	REALISATION EXPERIMENTALE.....	137
VI.B.2.	APPLICATION A LA MESURE D'ELASTICITE	140
VI.B.3.	AVANTAGES ET LIMITES DU MODE D'EXCITATION CHOISI	142
VI.C.	UNE SOLUTION ÉLÉGANTE : LE MODE SUPERSONIQUE	143
VI.C.1.	PRINCIPE.....	143
VI.C.2.	APPLICATION EXPERIMENTALE	146
VI.C.3.	APPORT DU MODE SUPERSONIQUE	148
VI.D.	VARIATIONS SUR LE MODE SUPERSONIQUE	150
VI.D.1.	MACH 1	150
VI.D.2.	MACH 2	152
VI.D.3.	MODULATION D'AMPLITUDE	154

VI. SUPERSONIC SHEAR IMAGING (SSI)

Au vu des limites de l'Elastographie Impulsionnelle mises en évidence lors de l'étude *in vivo*, une des études prioritaires à mener était la recherche d'un nouveau mode d'excitation mécanique plus robuste, plus souple et plus transparent pour le médecin. Nous nous sommes tournés vers la pression de radiation ultrasonore car elle offrait une possibilité d'exciter mécaniquement le milieu directement avec des ultrasons et de s'affranchir de vibreurs externes. Rappelons que son principe repose sur la focalisation d'un faisceau ultrasonore à une profondeur donnée pendant un temps suffisamment long pour pousser les tissus (typiquement de l'ordre de la centaine de μ s). L'effet de radiation étant très faible, il n'induit de poussée qu'au voisinage de la focale du faisceau, permettant ainsi de créer, à distance, une zone de vibration mécanique localisée. L'utilisation de la pression de radiation pour créer une vibration mécanique a déjà été proposée par Sarvazyan et mise en application par plusieurs groupes, comme celui de Duke University, dans le domaine médical (chapitre IV). La plupart de ces techniques proposent une étude de la réponse du tissu dans la zone de poussée (à la focale du faisceau) pour déduire des informations sur la mécanique des tissus. Nous proposons ici d'adopter une stratégie différente : coupler l'utilisation de la pression de radiation avec les principes de l'Elastographie Impulsionnelle. Ce couplage suscite plusieurs interrogations: la pression de radiation est-elle susceptible de générer des ondes de cisaillement capables de se propager dans les tissus biologiques ? Ces éventuelles ondes sont-elles détectables par interférométrie speckle ultrasonore ? Est-on capable de les exploiter pour en déduire le module de cisaillement du milieu ? Ce chapitre démontre tout d'abord qu'il est possible de générer par pression de radiation et d'imager par imagerie ultrarapide des ondes de cisaillement impulsionnelles (VI.B), le tout en n'utilisant qu'une barrette ultrasonore classique liée à l'échographe ultrarapide du LOA. Cette étude expérimentale s'appuiera sur une base théorique permettant de modéliser les effets de pression de radiation présentée dans la première partie de ce chapitre (VI.A). Nous proposerons ensuite (VI.C) une solution originale permettant de transformer la pression de radiation en une arme très efficace pour induire du cisaillement dans le milieu imagé par la sonde ultrasonore. Basée sur la création d'une source mécanique se déplaçant à une vitesse supersonique, elle permet de créer une sorte de bang de cisaillement dans les tissus induisant des déplacements mécaniques d'amplitude suffisante pour fournir une carte du module d'élasticité en quelques dizaine de ms. Cette approche, robuste et très prometteuse, a donnée naissance à une nouvelle technique d'imagerie des propriétés mécaniques des tissus baptisée Supersonic Shear Imaging (SSI) dont les applications médicales seront détaillées au chapitre VII. La dernière partie (VI.D) présente les différentes possibilités qu'offre la technique pour générer de l'information mécanique dans le milieu, et qui représentent un des grands avantages de SSI par rapport aux autres techniques d'élastographie.

VI.A. La force de radiation ultrasonore dans les tissus biologiques

Qu'est ce que la force de radiation acoustique, comment l'expliquer et la calculer, comment modéliser ses conséquences dans les tissus biologiques ? Cette section s'attache à répondre à chacune de ces questions en privilégiant la plupart du temps les interprétations physiques aux calculs mathématiques. La majorité du contenu mathématique de cette section nous sert à introduire le formalisme de Green permettant de modéliser la réponse mécanique d'un milieu élastique à une force impulsionnelle. Nous le réutiliserons au chapitre IX consacré à la modélisation de la viscosité.

VI.A.1. La Force de Radiation ultrasonore : introduction et modélisation

VI.A.1.a) Généralités

La force de radiation est un effet caractéristique de tout phénomène ondulatoire, quelle que soit la nature de ce dernier (électromagnétique ou mécanique). Elle se définit comme une force de poussée, surfacique ou volumique, résultant d'un transfert de quantité de mouvement de l'onde vers son milieu de propagation. Trois mécanismes expliquent principalement ce transfert :

- les phénomènes de dissipation de l'onde.
- Les phénomènes non linéaires.
- les réflexions sur les interfaces ou aspérités du milieu de propagation.

La force de radiation peut être considérée comme un phénomène stationnaire : sa constante de temps caractéristique est nettement supérieure à celle des phénomènes ondulatoires qui la génèrent. Elle est bien connue en électromagnétisme où elle explique par exemple l'effet de poussée d'un faisceau laser sur une vitre absorbante. En acoustique elle fut pour la première fois étudiée au début du siècle par Rayleigh [94, 95] et fut l'objet pendant plusieurs décennies de nombreuses controverses, discussions et remises en cause [96-100]. Etant un effet du second ordre (la force créée étant plusieurs ordres de grandeur inférieure au champ de pression ondulatoire qui la crée), elle a été très difficile à générer et à observer expérimentalement avant l'apparition de transducteurs piézo-électriques de puissance suffisante. C'est de plus un phénomène très complexe à modéliser et très dépendant des conditions dans lesquelles il est étudié. La subtilité du phénomène combiné aux limitations expérimentales explique en grande partie une littérature abondante mais longtemps contradictoire sur ce sujet. Le paragraphe suivant pose les bases mathématiques et donne quelques exemples illustratifs dans le cas d'un fluide parfait (VI.A.1.b). Ces exemples permettront d'appréhender la complexité du phénomène avant de généraliser l'approche à un fluide visqueux (VI.A.1.c) et de l'étudier dans le cas qui nous intéresse : la force de radiation créée par un faisceau ultrasonore focalisé dans les tissus biologiques (VI.A.2).

VI.A.1.b) Cas d'un fluide parfait

- **Formulation théorique**

La force de radiation acoustique peut être considérée comme un phénomène non linéaire dans le sens où une écriture linéarisée de l'équation du mouvement ne peut la modéliser. Son estimation nécessite un

développement au second ordre et un moyennage temporel des équations constitutives du milieu. Son origine en revanche peut s'expliquer dans certains cas par des phénomènes purement linéaires (par exemple une propagation d'onde linéaire dans un milieu libre). Dans d'autres cas la prise en compte de la non linéarité intrinsèque du milieu est indispensable pour l'estimation correcte de la force.

Les équations d'hydrodynamique en coordonnées Eulérienne dans un fluide parfait peuvent s'écrire :

$$\text{Equation du mouvement : } \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i}$$

$$\text{Equation de continuité : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_j}{\partial x_j} = 0$$

p est la pression, v la vitesse, ρ la densité. En combinant ces deux équations, on déduit l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\text{(VI-1)} \quad \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_k} (p \delta_{ik} + \rho v_i v_k) = - \frac{\partial \pi_{ik}}{\partial x_k}$$

Où π_{ik} est appelé le tenseur de flux de quantité de mouvement (par analogie avec le vecteur de flux d'énergie ou vecteur de Pointing). L'interprétation physique de cette équation apparaît clairement en intégrant sur un volume V quelconque et en utilisant le théorème d'Ostrogradsky :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho v_i dV = - \int_V \frac{\partial}{\partial x_k} (p \delta_{ik} + \rho v_i v_k) dV = - \oint_S (p \delta_{ik} + \rho v_i v_k) n_k dS$$

\vec{n} étant le vecteur normal à la surface S . La variation de quantité de mouvement dans un volume donné est égale au flux du tenseur de quantité de mouvement à travers la surface délimitant ce volume.

La force de radiation, par définition, est la moyenne temporelle de cette variation de quantité de mouvement [101]. On peut donc écrire, localement:

$$F_i = - \frac{\partial \bar{\pi}_{ik}}{\partial x_k}$$

Où la barre représente un moyennage temporel Eulérien. $\bar{\pi}_{ik}$, moyenne temporelle du tenseur de flux de quantité de mouvement, est appelé tenseur de Brillouin.

En général, la force de radiation créée sur une surface S donnée délimitant un élément de volume V dans un fluide parfait se calcule en faisant un bilan de quantité de mouvement dans le volume considéré et peut s'estimer en intégrant le tenseur de Brillouin sur cette surface :

$$\text{(VI-2)} \quad F_i = - \oint_S \bar{\pi}_{ik} n_k dS$$

Bien que vectorielle, on nomme souvent cette force, par abus de langage, pression de radiation.

• **Rayleigh ou Langevin ?**

Une des subtilités de ce phénomène est que sa nature physique dépend des conditions aux limites du milieu d'étude [102]. En effet, à l'ordre 2, l'expression du tenseur de Brillouin dans un fluide parfait s'écrit :

$$\bar{\pi}_{ik} = \bar{p}_2 \delta_{ik} + \rho_0 \overline{v_{1i} v_{1k}}$$

v_1 est la vitesse acoustique et p_2 une surpression du second ordre liée à la non linéarité de l'équation d'état du fluide. Nyborg montre que l'expression de cette surpression peut s'écrire [103]:

$$(VI-3) \bar{p}_2 = \bar{P} - \bar{V} + C$$

Où \bar{P} est la densité d'énergie potentielle, \bar{V} la densité d'énergie cinétique et C une constante du second ordre dont la valeur dépend des conditions aux limites du problème.

En supposant l'égalité des énergies cinétique et potentielle moyennes, on a :

$$\bar{p}_2 = C$$

Si l'on considère un champ acoustique se propageant dans un milieu confiné, alors la constante C est non nulle et sa valeur dépend des conditions aux limites du problème. Il en est de même pour le cas d'une onde plane se propageant dans un milieu infini. Si l'on considère, à l'opposé, un faisceau acoustique de dimension finie dans un fluide infini à l'équilibre, alors la supposée existence de cette surpression moyenne induirait un gradient de pression stationnaire entre l'intérieur et l'extérieur du faisceau (resté à la pression hydrostatique). La conséquence est une force qui tend à déformer le faisceau de manière à équilibrer la pression interne et externe et à annuler la surpression moyenne [101]. Dans ce cas $C=0$ et le tenseur de Brillouin ne dépend que des caractéristiques du champ acoustique ($\bar{\pi}_{ik} = \rho_0 \overline{v_{1i} v_{1k}}$). Cette différence de nature explique pourquoi deux forces de radiation distinctes ont été définies :

- la force de Rayleigh, définie comme la force pour laquelle $C \neq 0$. Elle concerne les phénomènes de pression de radiation dans les milieux confinés. Elle dépend du champ acoustique et des conditions aux limites.
- la force de Langevin, définie comme la force pour laquelle $C=0$. Elle concerne les faisceaux acoustiques de dimension finie dans des milieux infinis. Elle ne dépend que du champ acoustique. En supposant l'égalité des énergies potentielle et cinétique moyennes, cela revient à considérer la surpression acoustique moyenne nulle.

Si historiquement la force de Rayleigh a eu une importance fondamentale, elle reste d'un intérêt pratique limité. Nous ne nous intéresserons par la suite qu'à la force de Langevin. Cela revient à supposer les dimensions du fluide bien supérieures à celles du faisceau acoustique qui s'y propage.

• **Quelques exemples illustratifs**

Considérons une onde plane se propageant dans un fluide parfait dans la direction de l'axe x . Le tenseur de Brillouin s'écrit alors à l'ordre 2:

$$(VI-4) \quad \bar{\pi}_{ik} = \begin{pmatrix} \bar{p}_2 + \overline{\rho_0 v_1^2} & 0 & 0 \\ 0 & \bar{p}_2 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{p}_2 \end{pmatrix}$$

Un bilan de quantité de mouvement dans un volume quelconque du fluide montre que :

$$F_i = -\oint_S \bar{\pi}_{ik} n_k dS = 0$$

L'amplitude du champ acoustique plan restant inchangé, la quantité de mouvement de l'onde se conserve dans un volume de fluide parfait et la force de radiation est nulle. Dans ce cas, les phénomènes de pression de radiation ne peuvent s'observer qu'en présence d'un objet (réflecteur, absorbant ou les deux) dans le fluide parfait. Nous présentons ici quelques exemples classiques de phénomènes de pression de radiation sur des interfaces. Nous supposons dans tous les cas un faisceau acoustique de dimension finie dans un fluide infini. La surpression est alors nulle ($C=0$ par continuité et l'on suppose $\bar{V} = \bar{P}$) et le tenseur se réduit donc à :

$$(VI-5) \quad \pi_{ik} = \begin{pmatrix} \rho_0 v_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

- Exemple 1: Faisceau acoustique rencontrant une interface plane parfaitement absorbante.

Le bilan de quantité de mouvement, selon l'équation (V-5), s'écrit alors:

$$F = F_x = -\oint_S \bar{\pi}_{ik} n_k dS = \rho_0 v^2 A = 2\bar{V}A$$

A est la section du faisceau acoustique. En supposant toujours l'égalité des énergies potentielle et cinétique moyennes, alors l'expression de la force peut s'exprimer [104]:

$$(VI-6) \quad F = EA = \frac{W}{c}$$

E est la densité d'énergie du faisceau, W est la moyenne temporelle de l'intensité du faisceau acoustique et c la vitesse de propagation des ultrasons.

- Exemple 2: Faisceau acoustique rencontrant une interface plane parfaitement réfléchissante.

Si l'onde plane rencontre une interface parfaitement réfléchissante, il faut ajouter la variation de quantité de mouvement due à l'onde réfléchie. La force s'exprime alors :

$$(VI-7) \quad F = \Delta p_i + \Delta p_r = 2 \frac{W}{c}$$

- Exemple 3: Faisceau acoustique rencontrant une interface plane partiellement réfléchissante.

Le bilan s'écrit alors :

$$(VI-8) \quad F = \Delta p_i + \Delta p_r - \Delta p_t = \left[1 + R - (1 - R) \frac{c_1}{c_2} \right] W$$

R étant le coefficient de réflexion.

Ceci s'adapte en particulier au problème de pression de radiation à l'interface de deux fluides. Selon le rapport des vitesses des ondes, la force peut être positive ou négative. Dans le dernier cas on est alors en présence du phénomène de fontaine acoustique ou l'illumination par un faisceau acoustique aspire l'interface vers le faisceau au lieu de la pousser. Ceci s'observe généralement à l'interface de deux fluides d'impédance égale ($R=0$) mais de vitesse acoustique différente ($c_1 \neq c_2$)

- Cas d'un objet aux formes plus générales :

Enfin si l'onde plane rencontre un objet aux formes plus quelconques, le calcul de la force se résume à une étude de la diffraction et de l'absorption de l'onde acoustique sur cet objet, tout en gardant à l'esprit que le bilan peut s'effectuer sur n'importe quelle surface S entourant l'objet :

$$(VI-9) \quad F_i = -\oint_S (\bar{\pi}'_{ik} + \bar{\pi}''_{ik}) n_k dS$$

$\bar{\pi}'_{ik}$ et $\bar{\pi}''_{ik}$ étant respectivement les composantes du tenseur de Brillouin pour l'onde incidente et pour l'onde réfléchie par l'objet.

VI.A.1.c) Cas du fluide visqueux

- **Formulation théorique**

Dans un fluide visqueux le tenseur de flux de quantité de mouvement π_{ik} s'écrit [105] :

$$\pi_{ik} = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k - \eta_s \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) - \eta_p \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l}$$

η_p et η_s sont respectivement les viscosité de compression et cisaillement. La force de radiation s'écrit toujours localement :

$$(VI-10) \quad F_i = -\frac{\partial \bar{\pi}_{ik}}{\partial x_k}$$

Dans ce cas, l'atténuation de l'onde ultrasonore due à la viscosité du fluide introduit une variation de quantité de mouvement au cours de la propagation de l'onde. Il y a donc création d'une force de radiation volumique à l'intérieur du fluide visqueux. L'estimation de la force nécessite le calcul des champs (pression et vitesse) induit par l'onde acoustique. Une expression analytique peut être obtenue dans des cas simples comme celui d'une onde plane monochromatique de dimension finie. Les autres cas se traitent le plus souvent par simulation.

- **Onde plane dans un fluide visqueux**

Considérons un fluide homogène visqueux infini dans lequel se propage un faisceau acoustique fini. Si l'on suppose cette propagation linéaire, alors la force de radiation s'écrit localement à l'ordre 2:

$$(VI-11) F_i = -\frac{\partial \overline{\pi}_{ik}}{\partial x_k} = -\rho_0 \frac{\partial (\overline{v_i v_j})}{\partial x_j}$$

Le champ des vitesses induit par une onde plane monochromatique ultrasonore dans un fluide visqueux s'écrit facilement :

$$v_1(x, t) = v_0 \exp[j\omega t - kx + j\alpha x]$$

α étant l'atténuation ultrasonore, ω la fréquence. On en déduit alors l'expression de la force de radiation :

$$(VI-12) F = F_x = -2\rho_0 v_1 \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x} = \frac{2\alpha W(x)}{c}$$

W étant l'intensité, moyennée temporellement, du faisceau acoustique.

Si la propagation est non linéaire, le problème est plus complexe car il n'y a pas de solution analytique dans le cas général. Les champs acoustiques puis la force de radiation se calculent le plus souvent numériquement. Une expression de la force de radiation peut se déduire de l'équation KZK valable dans des milieux homogènes dissipatifs en supposant le faisceau ultrasonore quasi plan. Zabolotskaya montre que pour des faisceaux suffisamment directionnels [106]:

$$(VI-13) F = F_x = \frac{b}{c^3 \rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)^2$$

où p est la pression acoustique et b est la dissipation effective. Cette dernière se définit selon l'expression :

$$(VI-14) b = \eta_c + \frac{4}{3}\eta_s + \chi \left(\frac{1}{C_v} + \frac{1}{C_p} \right)$$

χ est la conductivité thermique, C_p et C_v les capacités calorifiques respectivement à pression et volume constants.

On remarque que dans le cas d'une propagation non linéaire, la force dépend non seulement de l'amplitude du champ de pression acoustique mais aussi de sa forme temporelle (VI-13). Rudenko *et al.* [107] ont dérivé l'expression de la force de radiation dans la cas d'un faisceau ultrasonore focalisé parfaitement gaussien. L'importance des phénomènes de propagation non linéaire a été mise en évidence expérimentalement par Starritt *et al.* [108] sur l'estimation des valeurs de streaming acoustique induit par force de radiation dans un fluide. Leur rôle dans la réponse mécanique des tissus mous à une force de radiation n'a pas encore été étudié en détail et fait l'objet aujourd'hui d'investigations par l'équipe d'Artann Laboratories.

VI.A.1.d) Notre cas

Nous cherchons dans ce travail à modéliser une force de radiation acoustique créée dans un tissu biologique par un faisceau ultrasonore focalisé. Nous supposons que le milieu se comporte comme un

fluide visqueux aux fréquences ultrasonores et que ses dimensions sont bien plus grandes que celles du faisceau acoustique. Nous nous plaçons ainsi dans le cas d'une force de Langevin et découplons les études acoustique et mécanique du milieu. Le champ ultrasonore est supposé quasi plan et monochromatique. Nous négligeons les phénomènes de radiation dus à la non-linéarité du milieu et supposons l'absence de réflecteurs spéculaires forts tels que des parois d'organes. Dans cette configuration, la force de radiation n'est liée qu'à l'atténuation ultrasonore du milieu et l'on peut se baser sur l'équation (VI-12) pour calculer son expression. Ces suppositions, généralement utilisées dans la plupart des études élastographiques, bien qu'intuitivement sensées, n'ont pas été rigoureusement justifiées. Un travail plus poussé est indispensable mais sort du cadre de cette thèse. Et ce d'autant que notre approche élastographique, de part son aspect transitoire, ne s'intéresse pas à l'amplitude à la focale mais uniquement au champ de cisaillement propagatif hors de la source. Les résultats obtenus dans les prochains chapitres nous permettront de conclure sur la validité de nos hypothèses. L'étude du comportement mécanique d'un tissu mou soumis à une telle force est présentée au paragraphe suivant.

VI.A.2. Modélisation d'une source mécanique induite par force de radiation par la fonction de Green Elastique.

La force de radiation induit dans les tissus une source mécanique volumique permettant de faire vibrer les tissus à distance. Nous nous intéressons ici à l'étude de la réponse d'un tissu mou élastique typique à ce type d'excitation. Pour modéliser ce problème, une solution analytique de l'équation du mouvement dans un solide purement élastique soumis à une sollicitation impulsionnelle est utilisée : la fonction de Green élastique développée par Aki et Richards [109] au début des années 1980. Le paragraphe suivant expose et analyse cette fonction de Green. Combinée à une modélisation spatio-temporelle de la source mécanique générée par pression de radiation (détaillée au paragraphe VI.A.2.b), cette solution analytique nous permettra d'étudier les caractéristiques des ondes élastiques induites par une telle excitation dans le milieu (paragraphe VI.A.2.c).

VI.A.2.a) Solution analytique de l'équation du mouvement dans les solides élastiques.

Considérons un solide infini, homogène, isotrope et purement élastique. Ses propriétés élastiques peuvent être complètement décrites par deux paramètres indépendants λ et μ que sont les coefficients de Lamé (voir IV.B.1). Supposons ce solide soumis à une force volumique extérieure arbitraire $\vec{f}(\vec{r}, t)$ où \vec{r} représente le vecteur des coordonnées spatiales et t le temps. Le champ déplacement $\vec{u}(\vec{r}, t)$ vérifie alors l'équation classique de Navier :

$$(VI-15) \quad \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{u}(\vec{r}, t) = (\lambda + 2\mu) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}(\vec{r}, t)) - \mu \nabla \times (\nabla \times \vec{u}(\vec{r}, t)) + \vec{f}(\vec{r}, t)$$

ρ étant la masse volumique du milieu.

On suppose que cette force volumique est un Dirac spatio-temporel situé à l'origine du repère $\vec{r} = \mathbf{0}$:

$$(VI-16) \quad \vec{f}_0(\vec{r}, t) = \vec{a} \delta(t) \delta(\vec{r})$$

$a = \|\vec{a}\|$ est l'amplitude de la source et $\vec{a}/\|\vec{a}\|$ sa direction.

Aki et Richards ont démontré que la solution de l'équation (VI-15) s'exprimait de la façon suivante :

$$(VI-17) \quad u_i(\vec{r}, t) = a_j (g_{ij}^p(\vec{r}, t) + g_{ij}^s(\vec{r}, t) + g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t))$$

Où i est la composante du vecteur déplacement et j la direction de la force mécanique impulsionnelle.

$$(VI-18) \quad \left\{ \begin{array}{l} g_{ij}^p(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho c_p^2} \gamma_i \gamma_j \frac{1}{r} \delta\left(t - \frac{r}{c_p}\right) \\ g_{ij}^s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho c_s^2} \frac{\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j}{r} \delta\left(t - \frac{r}{c_s}\right) \\ g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho} (3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \left[\int_{\frac{r}{c_p}}^{\frac{r}{c_s}} \tau \delta(t - \tau) d\tau \right] \end{array} \right.$$

c_p est la vitesse des ondes de compression ($c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$), c_s celle des ondes de cisaillement

($c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$), $\gamma_i = \frac{x_i}{r}$ sont les cosinus directeurs du vecteur unitaire \vec{r} et $r = \|\vec{r}\|$.

Le champ de déplacement se décompose ainsi en trois termes dont nous allons analyser la signification physique :

- L'onde de compression :

Le terme $g_{ij}^p(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho c_p^2} \gamma_i \gamma_j \frac{1}{r} \delta\left(t - \frac{r}{c_p}\right)$ représente un champ ondulatoire à rotationnel nul se

propageant à la vitesse c_p . Son amplitude décroît comme l'inverse de la distance à la source et sa direction de propagation est radiale (parallèle au vecteur position \vec{r}). C'est une onde de compression bipolaire longitudinale (la vitesse particulière est toujours colinéaire à sa direction de propagation)

- L'onde de cisaillement :

Le terme $g_{ij}^s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho c_s^2} (\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j) \frac{1}{r} \delta\left(t - \frac{r}{c_s}\right)$ représente un champ ondulatoire à divergence nulle se propageant à la vitesse c_s . Son amplitude décroît également comme l'inverse de la distance à la

source et sa direction de propagation est perpendiculaire au vecteur position \vec{r} . C'est une onde de cisaillement bipolaire transversale.

La Figure VI-1 représente les diagrammes de directivité des ondes de compression et cisaillement.

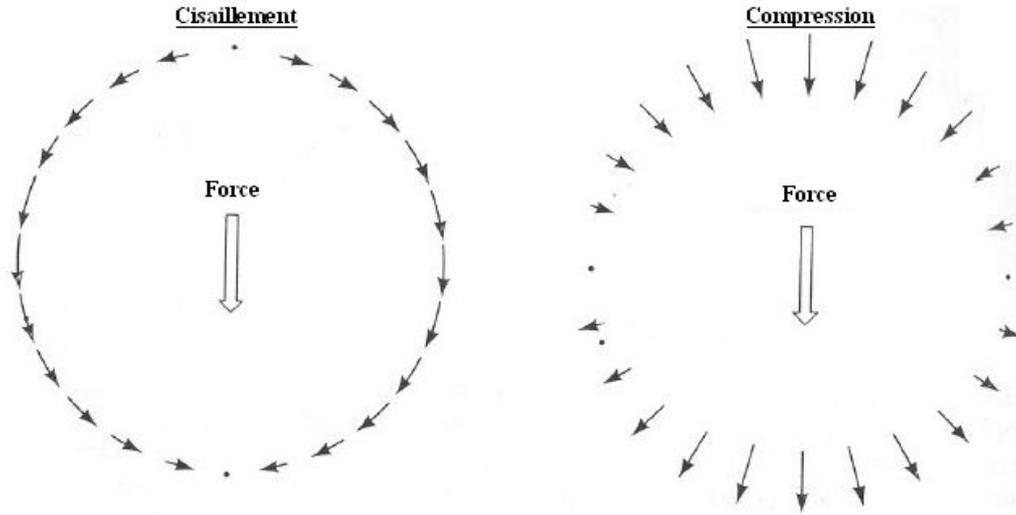


Figure VI-1: diagramme de directivité des ondes de cisaillement (gauche) et de compression (droite)

- Le terme de couplage :

$$\text{Le terme } g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \left[\int_{\frac{r}{c_p}}^{\frac{r}{c_s}} \tau \delta(t - \tau) d\tau \right]$$

n'est ni une onde de cisaillement ni une

onde de compression. Il est composé de termes à rotationnel nul comme de termes à divergence nulle. C'est donc un terme de couplage entre les deux ondes, montrant que dans le cas général il n'est pas possible de décomposer complètement une onde élastique en deux ondes de compression et de cisaillement indépendantes. Avec une excitation impulsionnelle, ce terme est temporellement une rampe linéaire (négative ou positive selon la direction) liant les deux Dirac de compression et cisaillement. Son amplitude décroît en $\frac{1}{r^2}$. C'est donc un terme de champ proche par rapport aux deux autres composantes du champ. La vitesse de propagation de son maximum d'amplitude absolu correspond à la vitesse des ondes de cisaillement (ceci n'étant exact que dans le cas parfaitement impulsionnel).

Dans les milieux mous, rappelons que la vitesse de compression est nettement plus grande que celle de cisaillement (un facteur 1000). L'onde de compression s'y propage donc instantanément et a une amplitude en champ lointain très négligeable devant le terme de cisaillement (leur amplitude étant proportionnelle à l'inverse de vitesse de propagation au carré). Dans l'objectif de comprendre la

génération d'ondes élastiques dans les milieux mous, nous avons développé une simulation 3D basée sur la solution de Green présentée dans ce paragraphe et permettant de calculer le champ de déplacement engendré dans un milieu élastique homogène par n'importe quel type de source spatio-temporelle. La Figure VI-2 montre une image, à un temps donné, du champ des déplacements axiaux (i.e. la projection du champ selon l'axe z) induit dans le milieu par un Dirac spatio-temporel. La source est située au centre de l'image et sa direction correspond à l'axe z . Les paramètres choisis pour la simulation ont été les suivants : $c_p=1500 \text{ m.s}^{-1}$, $c_s = 1.5\text{m.s}^{-1}$.

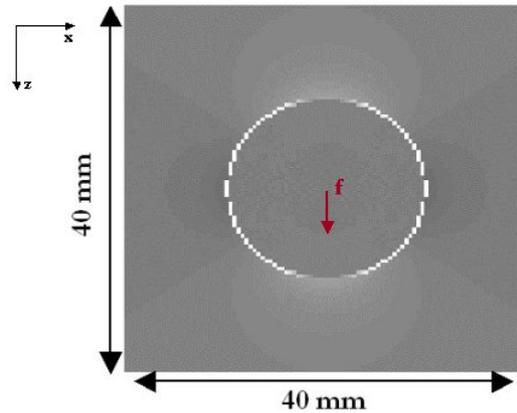


Figure VI-2: Champ de déplacement engendré par un force d'amplitude correspondant à un Dirac mécanique spatio-temporel et dont la direction est donnée par l'axe z . Le temps après excitation est de 10 ms.

Le champ bipolaire en blanc correspond à l'onde impulsionnelle de cisaillement se propageant dans le milieu élastique. Le terme de couplage d'amplitude plus faible est visible essentiellement le long de l'axe z . Afin d'analyser plus finement le rôle des différents termes, la Figure VI-3 donne les variations temporelles du champs en différents points de l'axe x et de l'axe z .

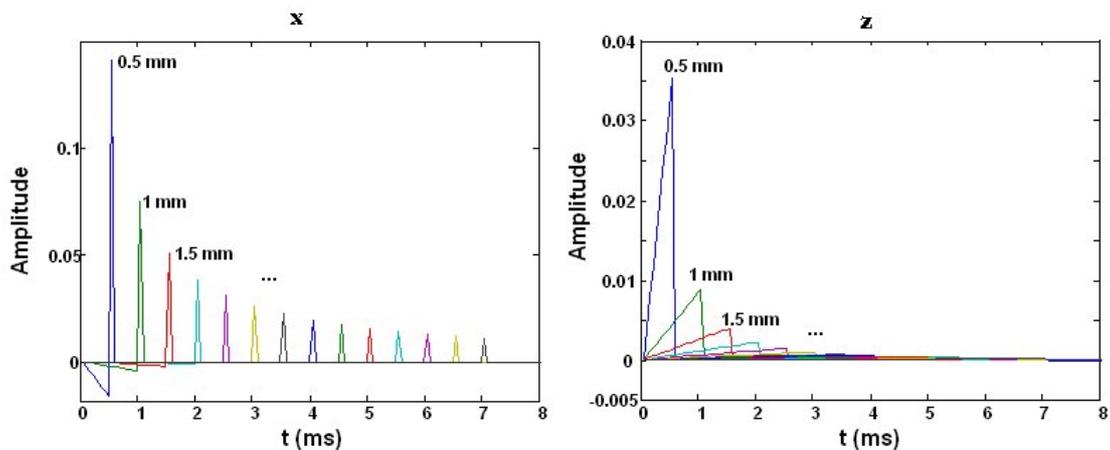


Figure VI-3: champs le long de l'axe x et z . $x \in [0.5 - 10]mm$ et $z \in [0.5 - 10]mm$

On constate que le long de l'axe x le terme prépondérant de la fonction de Green est l'onde de cisaillement. Cette onde impulsionnelle s'atténue bien en $\frac{1}{r}$. Le terme de couplage est une rampe négative dont l'amplitude relative par rapport au terme de cisaillement diminue avec la distance à la source. Le long de l'axe z, le terme de cisaillement est nul. Il ne reste que la rampe de couplage qui, dans cette direction, est positive. La décroissance en amplitude est bien plus rapide (en $\frac{1}{r^2}$). Le terme de compression se propage instantanément à l'échelle de temps d'observation (\sim ms) et possède une amplitude négligeable. Afin de modéliser le champ de déplacement généré dans le milieu par une source quelconque $\vec{f}(\vec{r}, t)$, il suffit d'appliquer le principe de superposition et de convoluer spatialement et temporellement la solution de Green avec la fonction source:

$$(VI-19) \quad \vec{u}(\vec{r}, t) = \int_{\tau} d\tau \iiint_V \vec{f}(\vec{\xi}, \tau) \vec{g}(\vec{r} - \vec{\xi}, t - \tau) d\vec{\xi}$$

VI.A.2.b) Modélisation d'une source mécanique générée par pression de radiation dans les tissus mous

Nous cherchons ici à modéliser une source mécanique engendrée par un faisceau ultrasonore focalisé à une profondeur donnée. Afin d'obtenir une formulation simple de la force de radiation induite, nous faisons les suppositions suivantes :

- Le milieu est, pour les ondes ultrasonores, un liquide visqueux homogène.
- Le champ ultrasonore créé est quasi plan et monochromatique.
- La propagation de l'onde est linéaire.

Dans ces conditions nous avons vu au paragraphe VI.A.1 que la force de radiation peut s'exprimer simplement :

$$(VI-20) \quad F(\vec{r}, t) = \frac{2\alpha W(\vec{r})}{c} f(t)$$

α est l'atténuation dans le milieu à la fréquence centrale de la barrette, W l'intensité moyenne du faisceau acoustique, c la vitesse des ultrasons dans le milieu. La distribution temporelle $f(t)$ de la source correspond à un créneau dont la durée T coïncide avec celle du train d'onde ultrasonore émis pour générer la force. F peut s'exprimer directement en fonction du maximum temporel du champ de pression de l'onde :

$$(VI-21) \quad F(\vec{r}, t) = \frac{2\alpha p_0^2(\vec{r})}{\rho c^2} \times \text{rect}(T)$$

Modéliser F revient donc à estimer le champ de pression généré par notre barrette ultrasonore. Pour cela nous utilisons le logiciel SimulPA développée par Didier Cassereau au LOA. Basé sur la théorie des rayons, ce code permet de simuler le champ acoustique généré par n'importe quel type de transducteur. La

Figure VI-4 montre le maximum temporel du champ de pression calculé avec simulPA dans un liquide visqueux avec une barrette ultrasonore linéaire similaire à celle utilisée expérimentalement (Vermon, 128 éléments, pas=0.33mm, $F_s=4.3$ MHz). L'atténuation ultrasonore du milieu choisie est une valeur caractéristique des milieux biologiques ($\alpha=0.6$ dB/cm/MHz). La durée de poussée par force de radiation étant typiquement de 100 μ s, le signal temporel ultrasonore émis par les éléments de la barrette est un train d'ondes de 100 μ s centré à la fréquence centrale de la barrette (4.3 MHz) donc quasiment monochromatique.

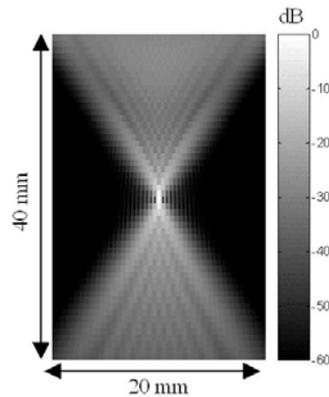


Figure VI-4: Simulation de la distribution spatiale du maximum du champ de pression créée par la barrette Vermon.

VI.A.2.c) Simulation des déplacements induits par pression de radiation dans un milieu mou

Afin de calculer le champ ondulatoire engendré par la force de radiation de notre transducteur focalisé, il suffit d'injecter la source $\vec{f}(\vec{r}, t)$ calculée dans notre simulation de Green. La géométrie de la source est donnée Figure VI-4, sa fonction temporelle correspond à l'enveloppe du signal ultrasonore focalisé, c'est-à-dire à un créneau de 100 μ s. Le champ de déplacements axiaux spatio-temporel résultant dans le plan de la barrette ultrasonore est montré Figure VI-5.

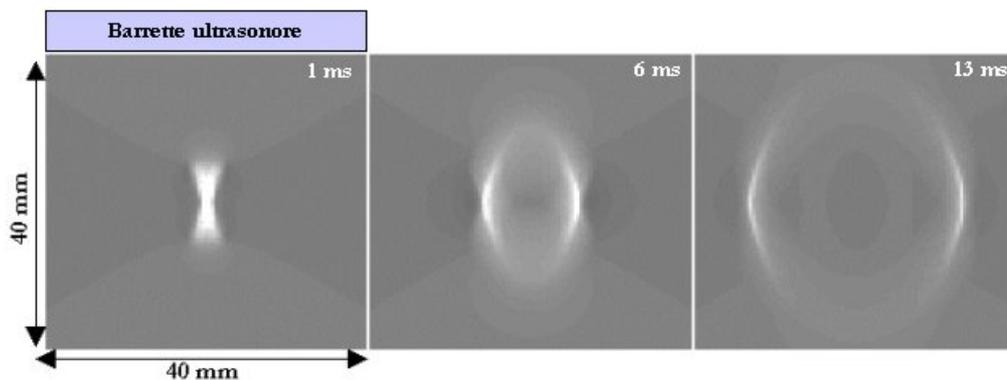


Figure VI-5: Déplacements axiaux (z) engendrés dans le milieu mou à trois temps différents. La barrette focalisant les ultrasons est située sur le haut de l'image.

Les paramètres de simulation sont les mêmes que ceux utilisés au paragraphe VI.A.2.a. On constate que l'on génère principalement une onde de cisaillement bipolaire se propageant dans la direction transverse (x). L'onde de compression a une amplitude très faible et se propage très rapidement (en quelques dixièmes de ms). Elle n'est pas visible à l'échelle des temps d'observation. Le terme de couplage engendre des déplacements négligeables par rapport à ceux créés par l'onde de cisaillement dès que l'on s'éloigne de quelques centaines de μm de la source. Notons que la durée d'excitation ($100 \mu\text{s}$) est très longue à l'échelle des temps ultrasonores (cela représente quelques 400 oscillations à 4 MHz, c'est-à-dire un train d'onde 50 fois plus long que ceux utilisés en imagerie) mais courte à l'échelle des temps élastiques (qui sont typiquement de l'ordre de la ms). Le champ engendré est donc assez proche de la réponse impulsionnelle mécanique du milieu et possède une grande richesse fréquentielle. La largeur du front d'onde est déterminée par deux paramètres dans un milieu purement élastique: la durée d'excitation et les caractéristiques spatiales de la source. Dans notre cas, où l'excitation est très courte, la largeur du front d'onde est essentiellement due à l'extension spatiale de la source qui agit comme un filtre basse fréquence. La section suivante démontre la possibilité de générer et d'imager ces ondes de cisaillement expérimentalement à l'aide de notre échographe ultrarapide. Nous comparerons alors les résultats expérimentaux à la modélisation présentée ci dessus.

VI.B. Imagerie ultrarapide d'ondes de cisaillement générées par la force de radiation ultrasonore

VI.B.1. Réalisation expérimentale

Nous démontrons ici qu'il est possible, en utilisant une barrette échographique classique, d'exciter mécaniquement le milieu par pression de radiation et d'imager l'onde de cisaillement résultante, le tout en utilisant une approche purement ultrasonore, identique à celle de l'Elastographie Impulsionnelle : Après l'excitation mécanique, une imagerie ultrarapide du milieu est effectuée pendant la propagation des ondes mécaniques et l'interférométrie speckle ultrasonore est utilisée pour calculer le champ de déplacements induit par ces ondes.

VI.B.1.a) *Protocole expérimental*

Le matériel utilisé pour mener à bien cette expérience est décrit ci-dessous :

- *Réseau ultrasonore* : 128 éléments, une fréquence centrale de 4.3 Mhz, une bande passante de 70 %, c'est elle qui a été utilisée pour les expériences *in vivo* en Elastographie Impulsionnelle.
- *Echographe* : Le système qui contrôle cette barrette est l'échographe ultrarapide présentée dans la première partie de ce manuscrit. Rappelons qu'il est composé de 128 cartes électroniques complètement programmables. Sa fréquence d'échantillonnage est de 50 MHz et sa dynamique de 8 bits en compression logarithmique (+1 de signe). Sa souplesse permet de générer n'importe quel type de champ ultrasonore

dans le milieu étudié : aussi bien un signal long focalisé pour pousser qu'une illumination en onde plane pour imager à une cadence élevée.

- *Gel* : il fait partie de la famille des gels d'Agar-gélatine classiquement utilisée au laboratoire pour simuler les propriétés ultrasonores et élastiques des tissus biologiques. Dans cette expérience un gel composé de 4% de gélatine et d'1% de poudre d'Agar (diffuseurs ultrasonores) a été utilisé. La vitesse des ondes de cisaillement y est de l'ordre de 1.5 m.s^{-1} .

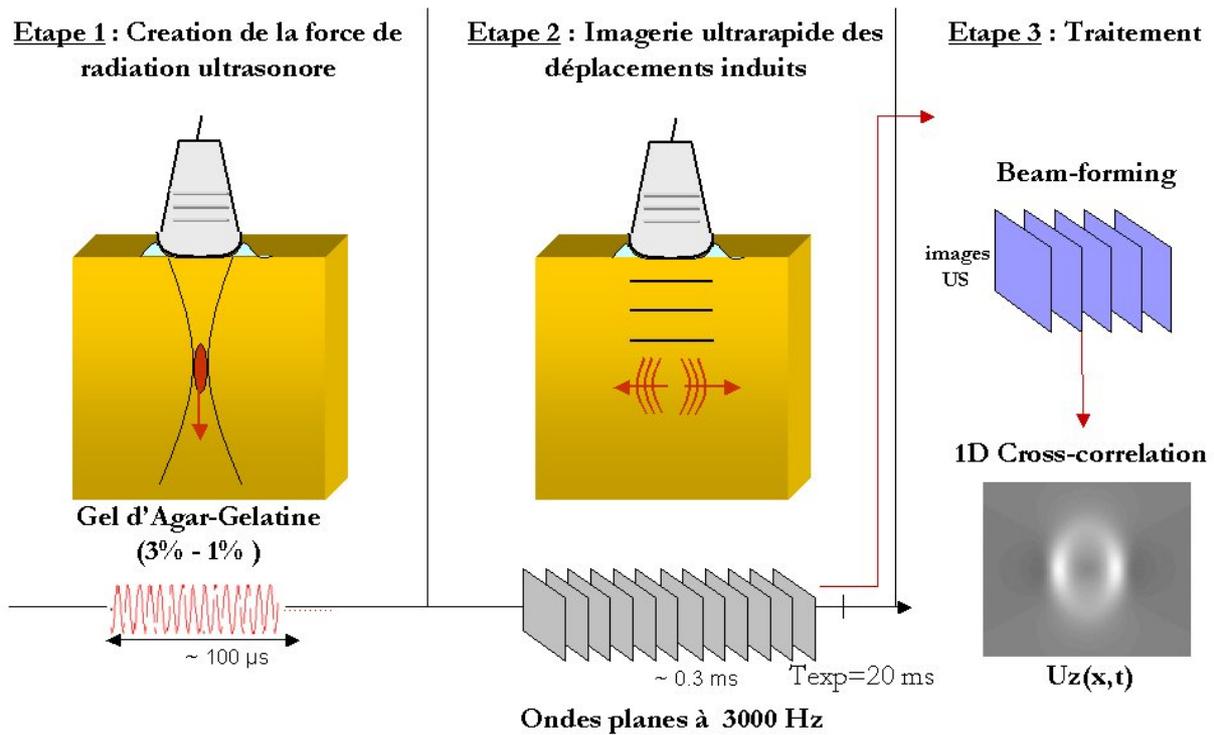


Figure VI-6: Protocole expérimental décrivant la génération et l'imagerie d'onde de cisaillement transitoire par pression de radiation.

Le protocole expérimental réalisé est montré Figure VI-6. Il se décompose en trois étapes :

- 1) Tout d'abord un champ ultrasonore à la fréquence centrale des transducteurs est focalisé à une profondeur choisie (30 mm) pendant une durée suffisamment longue (typiquement $100 \mu\text{s}$). Cela crée, par force de radiation, une source mécanique poussant les tissus dans la direction du faisceau ultrasonore.
- 2) A la fin de l'étape de poussée, l'échographe bascule automatiquement en mode imagerie ultrarapide et acquiert une série d'images échographiques (50 images) à une cadence de 3000 Hz en illuminant le milieu avec des ondes planes.
- 3) Les signaux RF sont enregistrés dans la mémoire de l'échographe puis transférés dans un ordinateur. La formation d'images (beam-forming) et l'intercorrélation des signaux sont alors effectués pour déduire le champ de déplacements axiaux engendrés par les ondes mécaniques. Précisons que l'on peut, au choix, intercorrélérer l'ensemble des images avec une image de référence

acquise avant l'excitation mécanique (on en déduit le champ de déplacements axiaux absolus) ou intercorrélérer les images deux à deux (on a alors accès aux déplacements relatifs ou vitesses particulières). Le résultat final est un film montrant la propagation de l'onde en fonction du temps.

VI.B.1.b) Résultats

Le film montrant les déplacements axiaux absolus engendrés dans le milieu par la force de radiation est donné Figure VI-7.

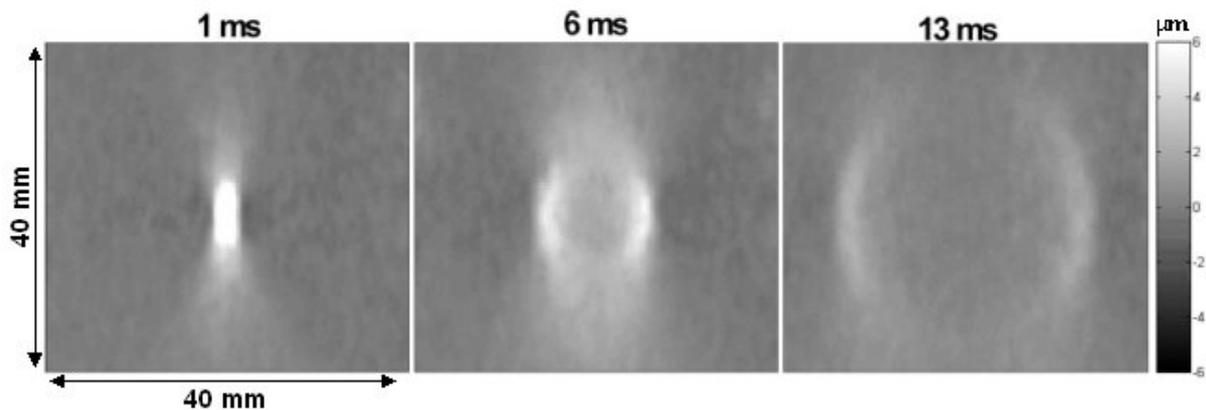


Figure VI-7: Film des déplacements engendrés par la focalisation d'un faisceau ultrasonore pendant 100 μs dans un gel d'Agar gélatine.

On observe la génération et la propagation d'une onde de cisaillement bipolaire transverse. Les déplacements engendrés sont majoritairement axiaux alors que la propagation de l'onde se fait selon l'axe transverse. Notons que l'amplitude des déplacements est assez faible : d'une dizaine de μm au centre, elle atteint 1 ou 2 μm sur les bords de la zone imagée, à la limite de détection de l'algorithme d'intercorrélation ([30]).

VI.B.1.c) Comparaison avec la simulation par fonction de Green.

Les caractéristiques générales de l'onde observée expérimentalement sont assez similaires à celles de l'onde simulée par fonction de Green. Le champ de déplacement engendré est principalement une onde de cisaillement bipolaire se propageant selon l'axe x . Les directivités des sources expérimentales et simulées sont très proches. On constate en revanche un front d'onde de cisaillement plus large expérimentalement, mettant en évidence un contenu spectral moins important qu'en simulation. Afin d'analyser cette observation plus en détail, la Figure VI-8 compare les évolutions temporelles des fronts d'onde (expérimental et simulé) en 1 point de l'espace situé proche de l'axe x de coordonnées $(x=10, y=0, z=5)$ mm. Les amplitudes des déplacements sont normalisées par rapport à leur maximum spatio-temporel.

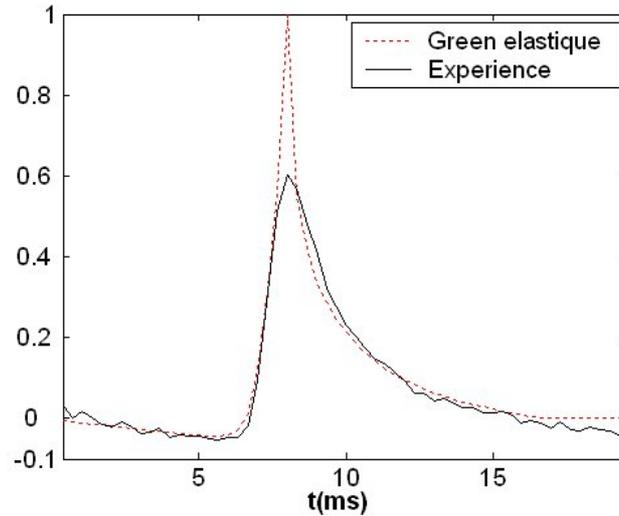


Figure VI-8: Comparaison de l'évolution temporelle du champ de déplacements expérimental et simulé en un point proche de l'axe horizontal.

On peut constater un bon accord simulation-expérience sur la contribution négative du terme de couplage (voir les premières 5 ms de l'évolution temporelle) ainsi que sur le temps de relaxation de l'onde de cisaillement. La forme du front d'ondes ainsi que son amplitude relative sont en revanche mal estimées par la simulation : l'amplitude du front d'ondes expérimental est plus faible et son aspect temporel moins piqué qu'en simulation. Ceci est dû, comme nous le verrons en détail au chapitre IX, à la non prise en compte de la viscosité du milieu, qui a tendance à agir comme un filtre basse fréquence sur la réponse impulsionnelle du milieu. Précisons que ces erreurs de modélisation sur la forme du front d'onde ne sont pas primordiales dans l'approche couplée pression de radiation - Elastographie Impulsionnelle. En effet l'objectif n'est pas d'estimer l'amplitude du front mais plutôt sa vitesse de propagation locale. Ces erreurs n'auront donc pas d'incidence notable sur l'estimation du module de cisaillement si l'on suppose que la viscosité n'influence pas de façon notable la vitesse de propagation (ce qui est généralement le cas dans les tissus biologiques).

VI.B.2. Application à la mesure d'élasticité

Pour déduire une carte du module d'élasticité à partir des ondes de cisaillement créées par pression de radiation, nous appliquons aux données montrées au paragraphe précédent l'algorithme du problème inverse présenté au chapitre V et utilisé en Elastographie Impulsionnelle. Rappelons que cet algorithme suppose la propagation d'une onde de cisaillement dans un milieu libre (sans sources), homogène, purement élastique et qu'il déduit la carte d'élasticité d'une mesure locale de la vitesse de propagation de l'onde selon la formule :

$$\mu = \rho c^2$$

Il ne prend pas en compte la présence de source mécanique dans le milieu ni la présence du champ de couplage entre l'onde de compression et de cisaillement. Il néglige également les effets dus à la viscosité

du milieu. Pour comprendre les effets de ces hypothèses sur la mesure d'élasticité nous appliquons tout d'abord le problème inverse sur le champ de déplacement simulé montré Figure VI-5. Nous étudions deux cas : une inversion brute et une inversion après avoir ajouté du bruit blanc au champ de déplacements spatio-temporels (5 % par rapport au maximum de déplacement simulé). Les cartes d'élasticité obtenues sont données Figure VI-9.

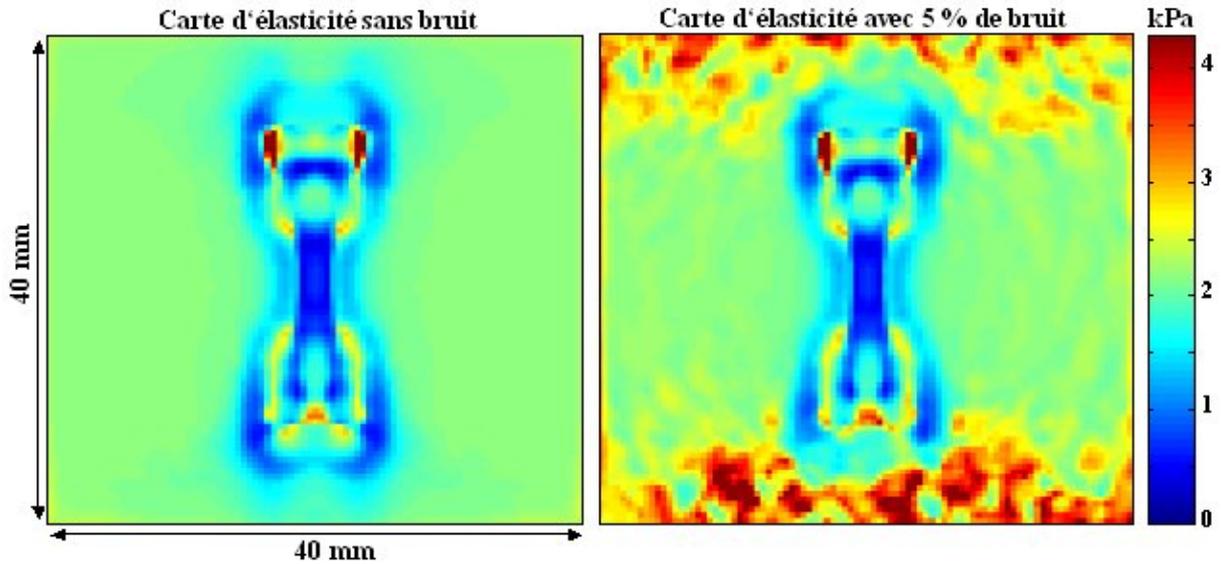


Figure VI-9: Cartes d'élasticité issues de données simulées avec (droite) et sans (gauche) bruit.

Sans ajout de bruit, l'élasticité est estimée quantitativement sur l'ensemble de la zone étudiée, excepté dans la zone de la source. En effet, l'algorithme n'est valable que dans un milieu libre et ne prend pas en compte l'existence éventuelle de sources mécaniques volumiques dans le milieu. Nous pouvons déduire de ces observations deux conclusions importantes:

- la source mécanique induite par pression de radiation génère un champ de cisaillement dont les variations spatiales dans le plan de l'élévation sont négligeables. Le cas contraire aurait entraîné une surestimation notable de l'élasticité sur l'ensemble de l'image compte tenu de l'hypothèse 4 du chapitre V.
- la non prise en compte du terme de couplage dans l'algorithme d'inversion ne dégrade pas la mesure d'élasticité. Ceci parce que sa vitesse de propagation est très proche de celle de l'onde de cisaillement (à cause de la très grande différence de vitesse entre les ondes de compression et de cisaillement). Il permet même parfois des mesures de module de cisaillement dans des zones où l'amplitude de l'onde de cisaillement est trop faible.

Dans le cas des données bruitées, l'élasticité de certaines zones situées hors de la direction principale de radiation de l'onde de cisaillement est mal estimée. La forte directivité de la source de cisaillement fait que les déplacements engendrés dans ces zones sont noyés dans le bruit. Cet effet s'observe de manière

analogue en expérience. La carte d'élasticité expérimentale établie à partir des déplacements spatio-temporels (Figure VI-7) est montrée Figure VI-10. Comme en simulation, l'élasticité du gel homogène (2.2 kPa) est quantitativement estimée dans les endroits où l'onde de cisaillement se propage et est erronée dans la zone de la source. Les zones de bonne estimation sont délimitées sur la Figure VI-10 par les traits en noir. La variance de la mesure y vaut 3 %, ce qui est assez faible. Ces zones correspondent aux endroits où l'onde de cisaillement s'est propagée avec une amplitude suffisante pour que l'estimation de sa vitesse soit correcte. Elles sont plus restreintes que dans le cas de la simulation où la viscosité n'avait pas été prise en compte.

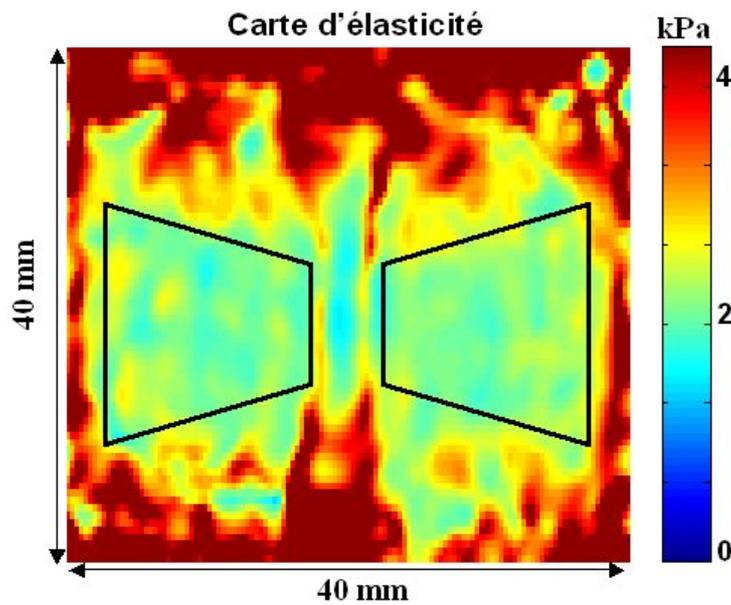


Figure VI-10: Carte d'élasticité déduite de données expérimentales de propagation d'une onde de cisaillement induite par pression radiation dans un gel élastique homogène

Cette étude démontre bien que l'on est capable, en utilisant la pression de radiation, de générer à distance une onde de cisaillement transitoire se propageant dans un milieu mou. Cette onde est d'amplitude suffisante dans les gels de gélatine pour être exploitable par les techniques mises au point en Elastographie Impulsionnelle. On peut en déduire une carte de module de cisaillement du milieu dans une zone correspondant au diagramme de rayonnement de l'onde.

VI.B.3. Avantages et limites du mode d'excitation choisi

Un des principaux avantages du couplage entre pression de radiation et Elastographie Impulsionnelle est que l'on dispose d'un outil d'estimation quantitatif des paramètres mécaniques des tissus biologiques tout entier basé sur les ultrasons. On s'affranchit ainsi des lourds vibreurs externes nécessaires à la génération d'impulsions mécaniques. Comme nous l'avons souligné au chapitre V, cette amélioration est essentielle pour la stabilité et la robustesse des examens élastographiques *in vivo*. N'ayant besoin que d'une barrette

ultrasonore classique liée à l'échographe ultrarapide, cette nouvelle approche n'imposera pas un changement de protocole opératoire au médecin lors de l'examen médical. Un deuxième avantage indéniable est que cette excitation mécanique est localisée et localisable : la possibilité de générer une source mécanique à un endroit choisi n'est dépendante que de la capacité de la barrette à focaliser un faisceau ultrasonore à cette position. Il est ainsi possible de créer à distance une vibration mécanique n'importe où dans le plan de l'image échographique. Cette souplesse offre la possibilité de choisir la génération de l'onde de cisaillement et de l'adapter au cas expérimental étudié, ce qui n'était absolument pas le cas en Elastographie Impulsionnelle. La Figure VI-11 illustre cela en montrant 4 images d'ondes de cisaillement générées à 4 endroits différents dans le plan de l'image.

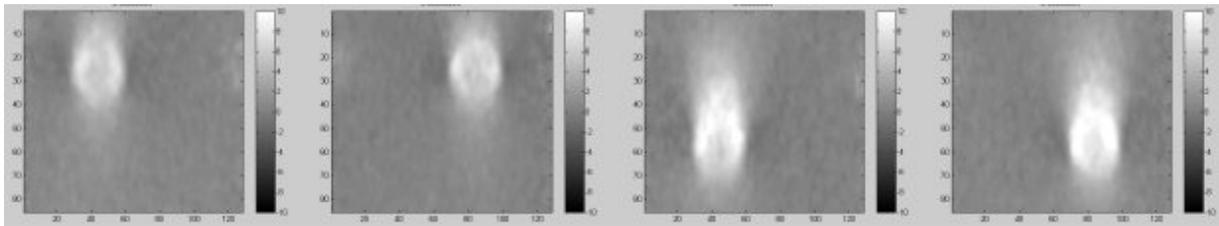


Figure VI-11: 4 sources mécaniques générées dans le même gel à 4 endroits différents

On peut ainsi calculer les cartes d'élasticité résultantes de chacune de ces 4 expériences et concaténer les zones de bonne estimation de l'élasticité complémentaires pour déduire une estimation de la carte d'élasticité de l'ensemble du milieu imagé. Cependant, cette idée, qui impose la réalisation de 4 expériences pour déduire une carte d'élasticité, ne résout pas le problème fondamental posé par l'utilisation de la force de radiation et mis en évidence dans les paragraphes précédents : les déplacements engendrés ont des amplitudes très faibles, à la limite du niveau de bruit expérimental et à la limite de résolution de l'algorithme d'intercorrélacion utilisé pour les calculer ($\sim \mu\text{m}$). Ce problème sera d'autant plus critique lors d'études *in vivo*, le niveau de bruit étant forcément plus élevé et la viscosité dans les organes humains généralement nettement supérieure à celle des gels de gélatine (typiquement 0.1 Pa.s pour un gel et 1 Pa.s sur un sein jeune). On peut alors s'attendre à une propagation de l'onde de cisaillement exploitable uniquement sur quelques mm^2 . Nous avons donc été amenés à trouver une approche plus astucieuse pour générer une onde de cisaillement basse fréquence dans les tissus. Nous présentons cette approche dans la section suivante.

VI.C. Le Mode Supersonique

VI.C.1. Principe

L'idée clé qui a permis de transformer la pression de radiation en un outil performant et robuste pour générer du cisaillement dans les tissus biologiques est de créer non pas une source fixe mais une source

mobile se déplaçant à l'intérieur des tissus. Une autre façon de voir les choses est de se dire que l'on peut, grâce à la pression de radiation, allumer successivement de nombreuses sources de cisaillement localisées dans le milieu pour former (ou « beamformer ») le front d'onde de cisaillement que l'on désire. Dans cette optique, une des solutions les plus intéressantes consiste à déplacer la source de cisaillement le long de l'axe du faisceau ultrasonore (z). Si cette source se déplace à une vitesse supérieure à celle des ondes de cisaillement qu'elle génère, on atteint un régime supersonique. Pour bien comprendre les conséquences et l'intérêt de ce mode, considérons le champ de déplacements induit par une source impulsionnelle. Nous avons vu au VI.A.2 que la composante de cisaillement s'écrivait :

$$u_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho V_s^2} (\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j) \frac{1}{r} \delta\left(t - \frac{r}{V_s}\right)$$

Il est alors possible de prendre en compte le mouvement de la source. L'expression précédente s'écrit alors:

$$(VI-22) \quad u_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho V_s^2} (\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j) \iint \frac{q(\tau)}{|\vec{r} - \vec{r}_0(t)|} \delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0(t)|}{V_s}\right) d\vec{r}_0 d\tau$$

$\vec{r}_0(t)$ correspond aux coordonnées spatiales de la source mobile et $q(t)$ le signal temporel qu'elle rayonne.

On démontre [110] que dans le repère mobile de la source l'équation (VI-22) peut s'écrire :

$$(VI-23) \quad u_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho V_s^2 R \sqrt{1 - M^2 \sin^2(\Theta)}} (\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j) f(t)$$

M est le nombre de Mach, R la distance radiale entre le point d'observation et la source, Θ l'angle entre le point d'observation et la direction de la source mobile et f une fonction dépendante de M , R , V_s et Θ .

En mode supersonique, la vitesse de la source est supérieure à celle des ondes qu'elle crée et $M > 1$. D'après l'équation (VI-23) le champ est alors confiné dans la région $\Theta < \sin^{-1}(1/M)$. Toutes les ondes de cisaillement impulsionnelles créées par cette source supersonique vont donc interférer constructivement le long d'un cône de Mach. On induit ainsi une sorte de « bang de cisaillement » générant une onde de cisaillement intense confiné dans un cône. Le principe est illustré Figure VI-12. Cette onde conique, dans le plan d'imagerie de la barrette ultrasonore, apparaît comme deux ondes planes se propageant en sens opposé. L'angle entre ces deux ondes planes (ou l'angle du cône) est directement lié au rapport des vitesses de la source et de l'onde de cisaillement, c'est-à-dire au nombre de Mach. Dans un milieu donné, on peut ainsi changer l'inclinaison des ondes planes en variant la vitesse de la source. Nous verrons une application intéressante de cette propriété au chapitre VII.

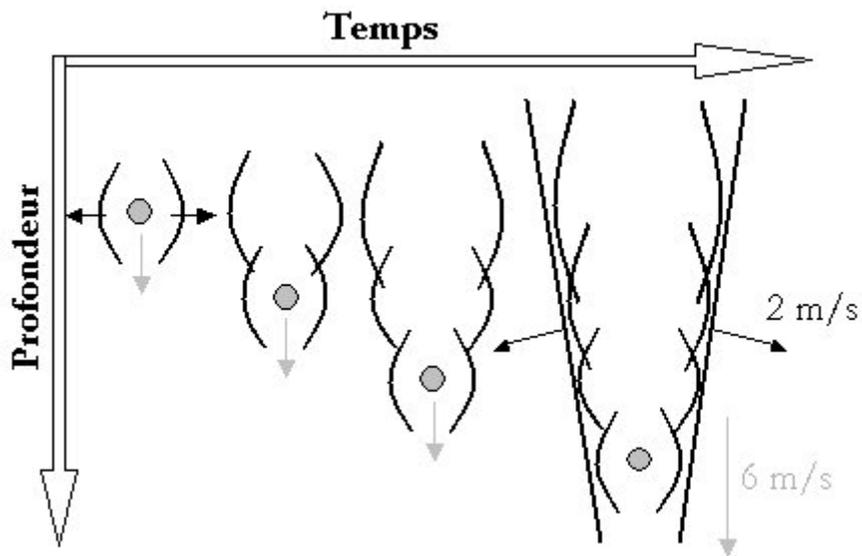


Figure VI-12: Source supersonique de cisaillement créée par pression de radiation. Elle engendre une onde de cisaillement très intense confinée dans un cône. Ici la source se déplace à Mach 3 (trois fois plus vite que l'onde)

La Figure VI-13 montre une simulation de Green d'un régime supersonique où les ondes planes ont été créées par une source se déplaçant selon l'axe vertical à Mach 3.

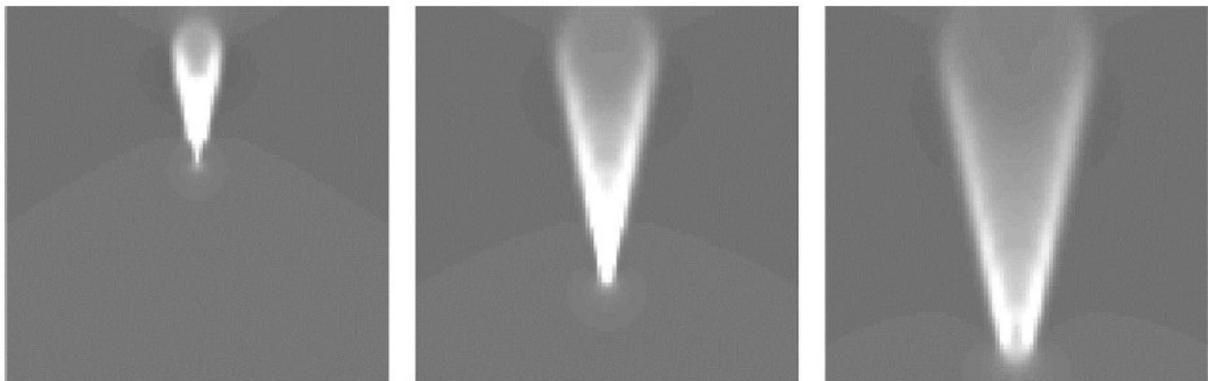


Figure VI-13: Simulation de Green d'une source se déplaçant à Mach 3 et rayonnant une onde de cisaillement. On ne regarde que la composante axiale du champ de déplacement.

Ce mode semble donc une solution prometteuse pour étudier les propriétés élastiques des tissus. L'onde de cisaillement qui en résulte est plane, spatialement étendue et plus intense que dans le mode de focalisation simple. Sa mise en oeuvre expérimentale est décrite dans la section suivante.

VI.C.2. Application Expérimentale

VI.C.2.a) Protocole expérimental

La création d'un source mobile est expérimentalement envisageable en focalisant le faisceau ultrasonore aux différents endroits souhaités. La Figure VI-14 montre la séquence effectuée par l'échographe pour la réalisation d'un mode supersonique vertical tel que nous l'avons décrit dans la section précédente.

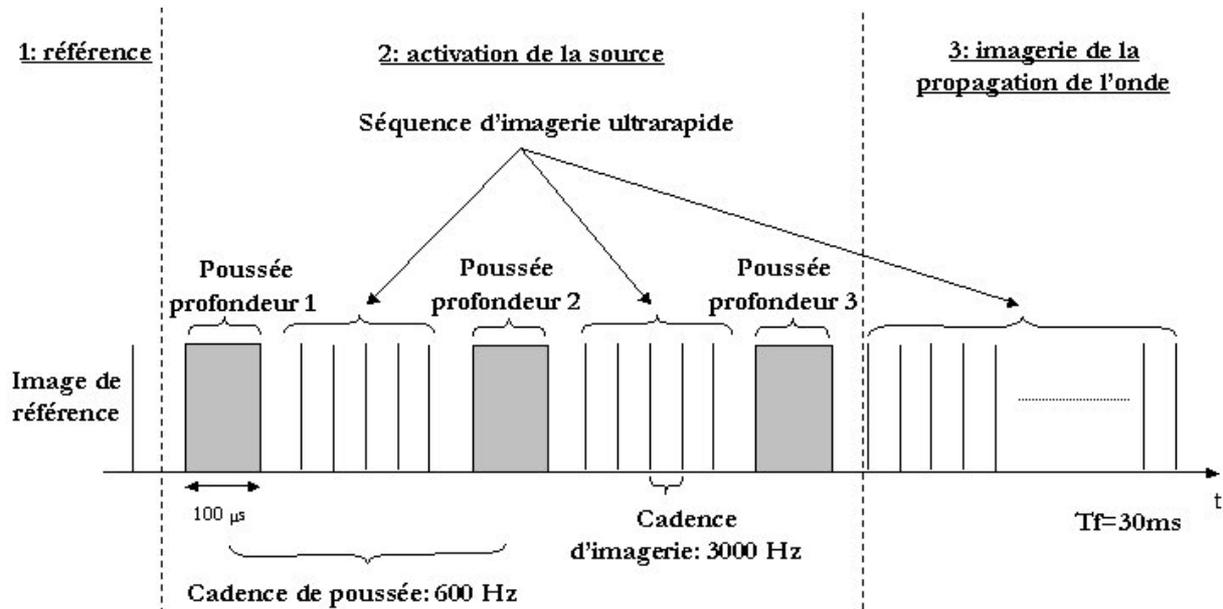


Figure VI-14: séquence temporelle de l'échographe ultrarapide pour la réalisation d'un mode supersonique.

L'expérience a été conduite dans un gel de gélatine identique à celui décrit au paragraphe VI.B.1. La vitesse de la source est ajustée en jouant sur la cadence entre chaque focalisation (cadence de poussée ici fixée à 600 Hz) et la distance entre chacune des focales. La réalisation d'un régime supersonique précis sous-entend la connaissance de la vitesse de propagation des ondes de cisaillement dans le milieu étudié. Celle-ci peut se faire rapidement en mesurant, lors d'une étape de calibration préliminaire, un temps de vol sur un front d'onde de cisaillement simple. Cette vitesse étant de $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le gel étudié, la vitesse de la source a été fixée à $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour avoir un Mach 3. Ainsi, trois poussées à trois profondeurs différentes ($[-10 \ 0 \ 10]$ mm autour du centre de l'image) ont été réalisées à une cadence de 600 Hz pour ce mode. La souplesse de programmation de l'échographe ultrarapide permet d'alterner des séquences d'excitation mécanique (ou séquence de poussée) et celles d'imagerie ultrarapide. On peut ainsi imager le champ de déplacements induit pendant l'activation de la source (c'est à dire au cours de son déplacement supersonique) puis au cours de la propagation de l'onde résultante.

VI.C.2.b) Résultats

Les données acquises au cours de l'expérience sont rapatriées dans l'ordinateur puis traitées de la même manière qu'au paragraphe VI.B.1. On en déduit le film des déplacements axiaux absolus engendrés par le mode supersonique dans le milieu. Ceci est illustré Figure VI-15.

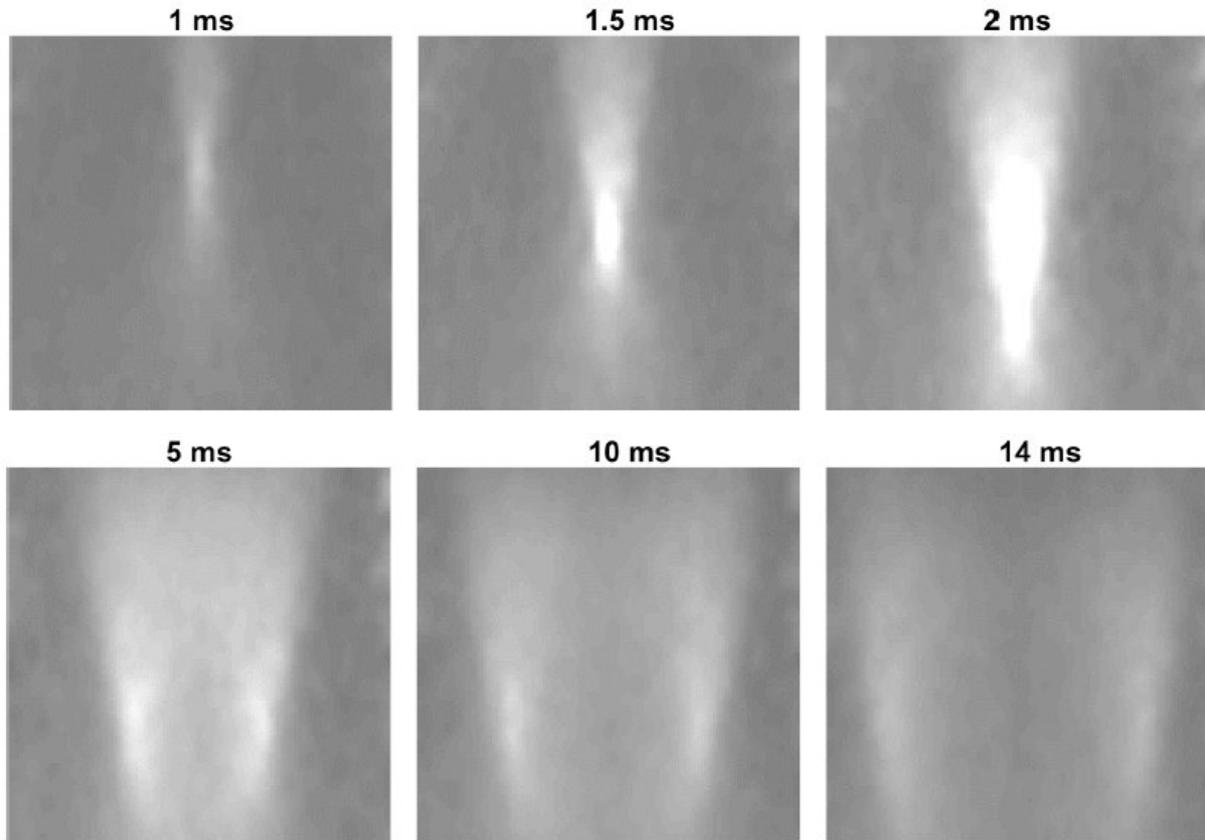


Figure VI-15: Régime supersonique Mach 3 réalisé expérimentalement dans un gel élastique homogène.

Les trois premières images correspondent à l'activation de la source alors que les trois dernières montrent la propagation de l'onde conique de cisaillement dans le milieu après l'excitation mécanique. L'intensité des déplacements engendrés est plus grande, on atteint ici presque $30 \mu\text{m}$ au centre, et l'on observe clairement l'onde de cisaillement conique se propageant dans l'ensemble du milieu imagé.

VI.C.2.c) Carte d'élasticité en milieu homogène

L'intérêt du mode supersonique s'illustre dans le calcul de la carte d'élasticité du milieu étudié. Cette dernière, obtenue en appliquant l'algorithme d'inversion sur le champ de déplacements, est montrée Figure VI-16. Le module de cisaillement est cette fois quantitativement estimé (4 kPa) dans tout le milieu, excepté dans la zone de la source (axe du faisceau acoustique). On s'est ainsi affranchi des problèmes de directivité de la source de cisaillement induite par pression de radiation ainsi que de la faiblesse du rapport signal sur bruit, flagrante lors d'une excitation simple.

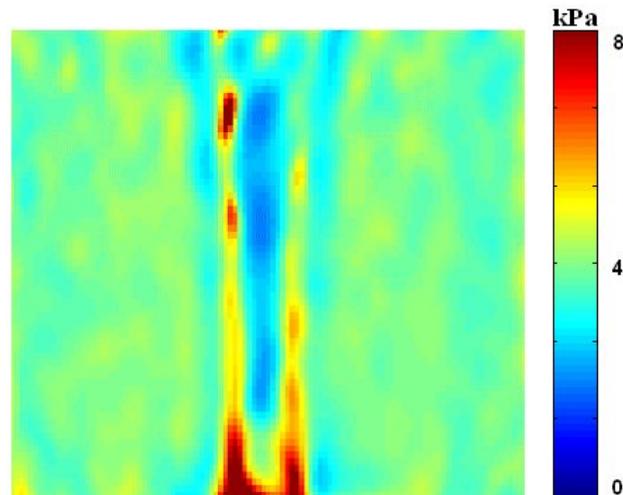


Figure VI-16: Carte d'élasticité du gel calculée à partir du film de déplacements obtenu en mode supersonique Mach 3

VI.C.3. Apport du mode supersonique

Le mode supersonique, basé sur la génération d'ondes planes intenses de cisaillement, est une solution très prometteuse pour l'étude des propriétés mécaniques des milieux biologiques, et ce pour plusieurs raisons :

- **un gain net en amplitude**

Une source voyageant à une vitesse supersonique crée un régime d'interférences constructives entre les différentes ondes rayonnées. L'amplitude du champ de déplacements qui en résulte est par conséquent nettement plus importante. Un des inconvénients majeurs de l'utilisation de la pression de radiation comme source de vibrations mécaniques (le fait que c'est un effet du second ordre) peut être ainsi levé. Pour illustrer les possibilités de gain en amplitude de l'onde de cisaillement grâce au régime supersonique vertical, une série d'expériences a été menée sur le même gel. Un front d'onde plan a été créé en focalisant le faisceau ultrasonore à différentes profondeurs, le paramètre variable étant le pas spatial entre les différentes positions de focalisation. Ainsi en augmentant le nombre de sources mécaniques par unité de longueur, on accroît le gain potentiel en amplitude entre le régime simple et le régime supersonique. La Figure VI-17 montre l'évolution de l'amplitude du front d'onde temporel créé en un point du milieu situé à 10 mm de la source en fonction du pas entre les différentes excitations localisées. Il est ainsi possible en jouant sur le pas entre les différents points de focalisation de gagner un facteur 10 ou 20 entre le régime simple et le régime supersonique et d'augmenter significativement la profondeur de pénétration de l'onde de cisaillement.

- **Un coût en énergie limité**

Ce mode, en se basant sur une source mécanique mobile, permet un gain en amplitude sans cumuler trop d'énergie acoustique au même endroit. Cela lui permettra, comme nous le démontrerons par la suite, de rester dans les limitations sanitaires imposées par la FDA.

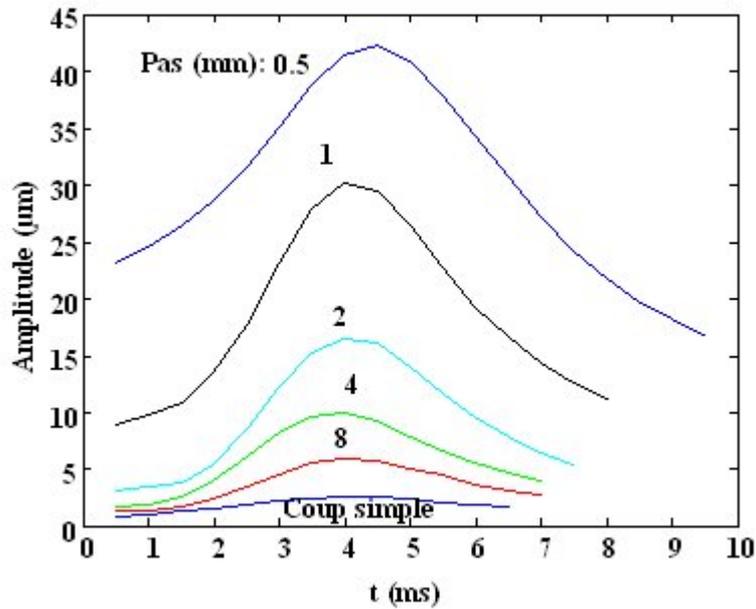


Figure VI-17: évolution du front d’onde temporel créée en un point du milieu en fonction du pas spatial entre les différentes focalisations qui composent la source supersonique.

- **une extension spatiale essentielle**

Une autre caractéristique intéressante des ondes coniques induites par le régime supersonique est leur importante extension spatiale. Combinée à une amplitude de déplacement suffisante, cela permet à l’onde de cisaillement de se propager dans toute la zone d’intérêt et d’en déduire une carte d’élasticité complète du milieu en une seule expérience (c’est-à-dire en moins de 20 ms). Cela a été mis en évidence dans le paragraphe précédent pour un gel élastique homogène. Le chapitre VII s’attachera à démontrer que cette assertion est également vraie pour des expériences sur des tissus biologiques aussi bien *in vitro* qu’*in vivo*.

- **Une optimisation de la mesure de déplacements**

Les vibrations induites par pression de radiation engendrent un champ de déplacements vectoriel dans les tissus mous (Figure VI-18). Rappelons que le protocole expérimental, qui utilise l’algorithme d’intercorrélation 1D, ne donne accès qu’à la composante axiale de ce champ de déplacements. Même si la composante transverse n’est pas aussi importante que la longitudinale, les limites de l’algorithme de mesure de mouvement entraînent une perte d’information mécanique. Nous expliciterons, au chapitre XI, une méthode pour récupérer l’information vectorielle du champ, mais le mode supersonique vertical a l’avantage, en forçant le champ à être longitudinal, de limiter la perte d’information de l’algorithme d’intercorrélation simple. Ceci est illustré Figure VI-18 où l’on voit très clairement que la composante transverse d’un champ engendré par un régime supersonique Mach 3 est tout à fait négligeable par rapport à la composante longitudinale.

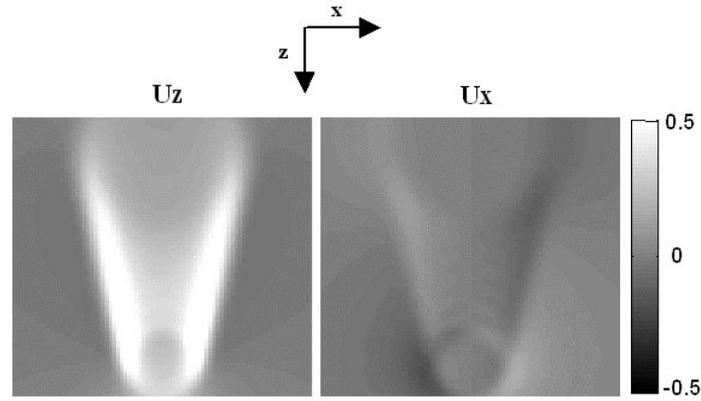


Figure VI-18: champ de déplacements vectoriels induit par un régime supersonique. L'échelle est saturée pour pouvoir observer l'amplitude de la composante transverse.

- le « shear compound »

Comme nous l'avons souligné ci-dessus, il est possible de faire varier l'inclinaison de l'onde plane de cisaillement en faisant varier la vitesse de la source supersonique. On peut ainsi illuminer le même milieu d'étude sous différents angles et ainsi augmenter la richesse des informations acquises. Cette approche est appelée « shear compound » par analogie avec la technique de compound spatial ultrasonore proposée sur les échographes commerciaux. Nous détaillerons ce point au chapitre VII et prouverons qu'il permet d'améliorer la qualité de l'estimation d'élasticité en milieu hétérogène.

Du couplage entre toutes les méthodes et idées présentées jusqu'à présent (utilisation de la pression de radiation - mode supersonique - imagerie ultrarapide - problème inverse) est née une technique, que l'on a baptisé « Supersonic Shear Imaging » (SSI). Entièrement basée sur les ultrasons, elle est capable de fournir une carte d'élasticité quantitative d'un milieu mou élastique en quelques dizaines de ms. Le chapitre VII s'attachera à valider la technique et à la tester *in vivo* et *in vitro*. Notons cependant que le mode supersonique vertical n'est pas la seule possibilité intéressante pour générer du cisaillement dans les tissus. L'utilisation de la pression de radiation offre une multitude de possibilités. Nous présentons brièvement dans la section suivante quelques autres solutions intéressantes que cette technique offre concernant la génération de vibration mécanique.

VI.D. Variations sur le Mode Supersonique

VI.D.1. Mach 1

Une alternative intéressante au mode précédent est le mode supersonique horizontal. Il consiste à faire bouger la source selon l'axe perpendiculaire à celui du faisceau ultrasonore. Dans ce cas, la direction de la source coïncide avec la direction principale du rayonnement de l'onde de cisaillement. Par conséquent, l'obtention d'interférences constructives n'est possible que si la source bouge à la même vitesse que l'onde

qu'elle génère (Mach 1). On crée ainsi une onde de cisailment bipolaire continuellement alimentée par la source en mouvement. Les principes du régime Mach 1 horizontal sont résumés Figure VI-19.

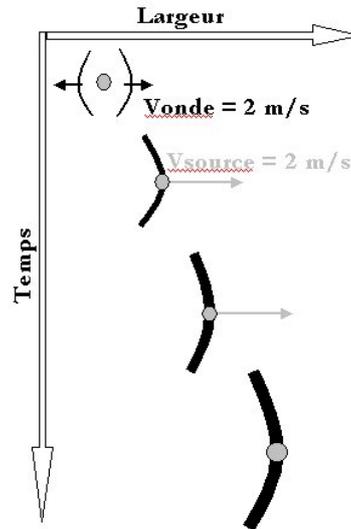


Figure VI-19: Mach 1 horizontal. La source se déplace à la vitesse de l'onde de cisailment et amplifie le front d'onde

Ce régime permet la création d'un front d'onde de très forte amplitude se propageant dans le milieu. Ceci est illustré expérimentalement Figure VI-20 où une source se propageant à Mach 1 sur une distance de 25 mm a été créée dans un gel élastique homogène. Le rapport entre le maximum des déplacements engendrés par la source simple (1^{ère} image) et celui du front d'onde final (3^{ème} image) peut atteindre un facteur 30. Ce gain dépend essentiellement, comme dans le cas vertical, du pas spatial entre les sources allumées successivement. La Figure VI-21 montre l'évolution du maximum des déplacements en fonction du temps pour différentes valeurs du pas spatial entre sources. Le gain passe d'un facteur 10 pour un pas de 2mm à un facteur 30 pour un pas de 0.5mm.

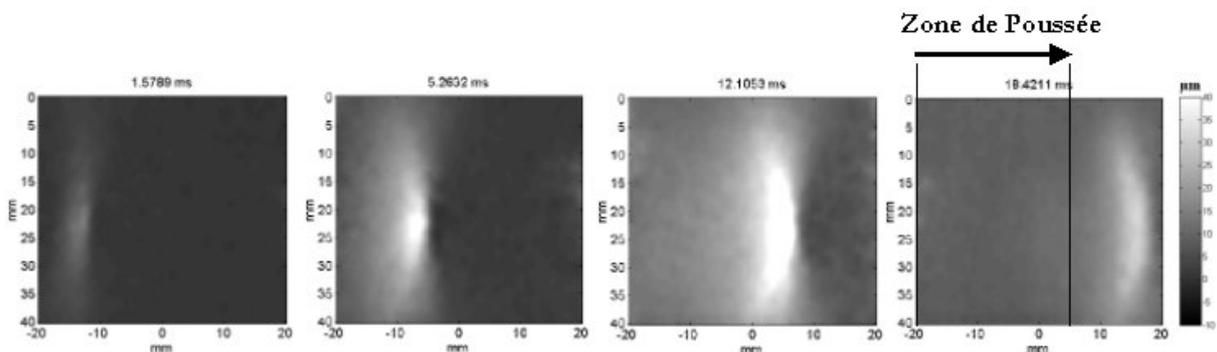


Figure VI-20: Mach 1 expérimental.

Soulignons que le gain en amplitude se fait au détriment de la taille de la zone d'intérêt. En effet un mouvement horizontal de la source empêche une estimation de l'élasticité sur toute la zone de poussée, la présence de sources mécaniques biaisant l'algorithme d'inversion. Ce mode est donc plutôt adapté à

l'étude de petites zones d'intérêt nécessitant la propagation d'une onde de cisaillement très intense. L'avantage d'étaler la zone de source de la sorte est de répartir l'énergie acoustique induite en différents endroits dans le milieu. On peut ainsi créer du cisaillement de grande amplitude tout restant dans les normes sanitaires imposées aux appareils échographiques (nous reviendrons sur ce point au chapitre suivant). En optimisant la puissance acoustique envoyée par la barrette, il est possible d'atteindre via ce mode des amplitudes de déplacements de plusieurs centaines de μm . Cela peut avoir autant un intérêt médical (pour la détection de zones très dures par exemple) qu'un intérêt fondamental puisque ces amplitudes permettent d'atteindre et d'étudier les régimes de propagation non linéaire dans les solides mous.

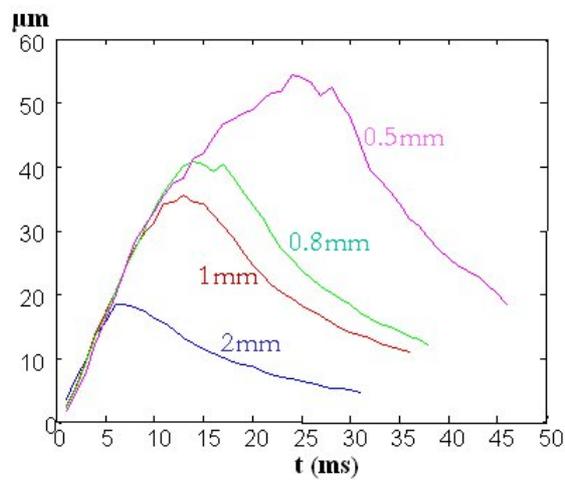


Figure VI-21: maximum des déplacements engendrés en fonction du temps pour différents pas spatiaux entre les sources.

Précisons enfin que rien n'empêche un couplage entre les modes supersoniques vertical et horizontal. On peut envisager de créer une onde plane en utilisant le mode vertical tout en la ré-alimentant en énergie par un mode horizontal.

VI.D.2. Mach 2

En augmentant la vitesse relative de la source par rapport à celle des ondes de cisaillement on détruit le régime d'interférences constructives propre au mode Mach 1 horizontal. A Mach 2, on observe cependant un phénomène physique intéressant : les signaux enregistrés en un point donné du milieu, résultant d'une source rayonnant une fonction temporelle donnée et voyageant à Mach 2, correspondent au retourné temporel de la fonction de rayonnement de la source. Ceci est illustré sur le schéma Figure VI-22.

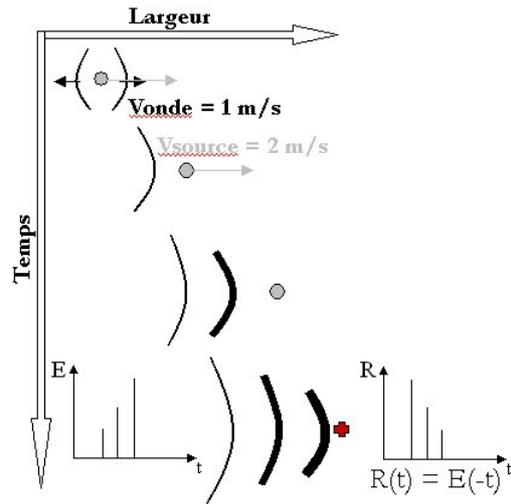


Figure VI-22: Source supersonique voyageant à Mach 2. Retournement temporel des ondes de cisaillement.

Ce mode est par conséquent une façon naturelle de réaliser un retournement temporel d'ondes de cisaillement. Son intérêt concerne plutôt la physique de base que les applications médicales. Les modes horizontaux supérieurs (Mach >2) reviennent à retourner temporellement tout en dilatant l'échelle des temps. Ceci a été testé expérimentalement dans un gel élastique homogène. Une source de cisaillement a été déplacée à Mach 6 tout en émettant une fonction temporelle composée de trois Dirac d'amplitude croissante. Les signaux enregistrés en point du milieu situé à l'extrémité droite de la zone imagée sont donnés Figure VI-23. Ils correspondent bien au retourné temporel de la fonction d'émission de la source convoluée par la réponse impulsionnelle du milieu. Notons que pour obtenir le retourné temporel, une correction en amplitude compensant les effets de diffraction et viscosité a été effectuée. Une dilatation temporelle est ici indispensable (Mach 6 au lieu de Mach 2) pour pouvoir distinguer les pics de différentes amplitudes compte tenu de la largeur de la réponse impulsionnelle.

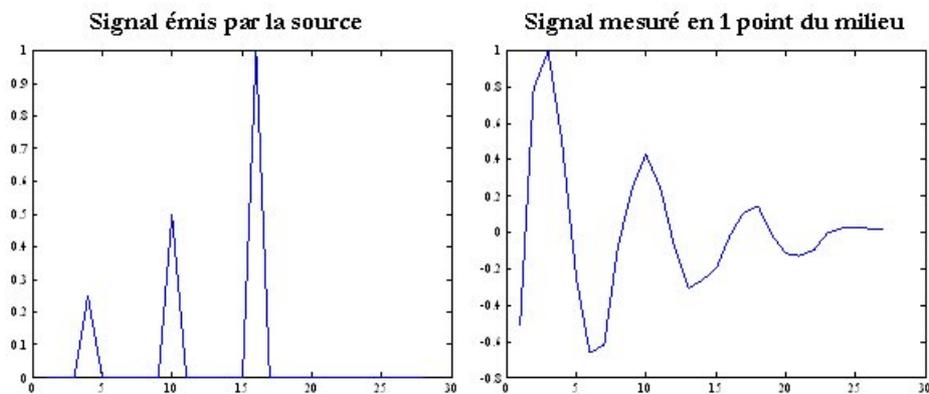


Figure VI-23: Mach 6 expérimental. Retournement temporel analogique d'onde de cisaillement.

VI.D.3. Modulation d'amplitude

Les modes de vibrations basés sur la force de radiation discutés jusqu'à présent n'offrent aucun contrôle sur le contenu spectral de l'onde de cisaillement. Cette onde, induite par une excitation temporelle très brève, a une richesse spectrale importante mais totalement dépendante des caractéristiques mécaniques du milieu. Nous montrons ici qu'il est possible de contrôler le contenu fréquentiel de la vibration mécanique en modulant les amplitudes des vibrations induites par pression de radiation. Le principe est illustré Figure VI-24.

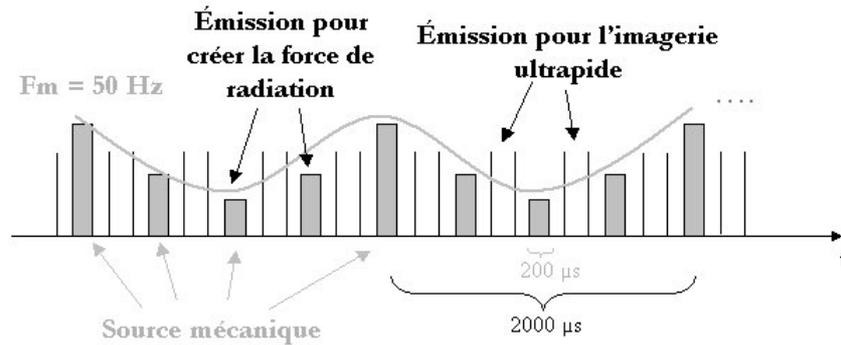


Figure VI-24: Séquence d'émission pour créer une modulation d'amplitude de la vibration.

L'idée consiste à focaliser successivement plusieurs faisceaux ultrasonores au même endroit tout en leur appliquant une modulation d'amplitude sinusoïdale. Des séquences d'imagerie ultrarapide sont intercalées entre les focalisations de manière à pouvoir suivre le champ de déplacements engendré. La Figure VI-25 présente le champ des déplacements relatifs axiaux induit par trois modulations différentes (50, 100 et 150 Hz). Pour chaque expérience, la cadence de focalisation a été fixée à 10 fois la fréquence de modulation (500, 1000 et 1500 Hz). Le spectre du champ de déplacements induit pour une modulation de 50 Hz est montré Figure VI-26 et comparé au spectre du champ dans le cas d'un focalisation simple.

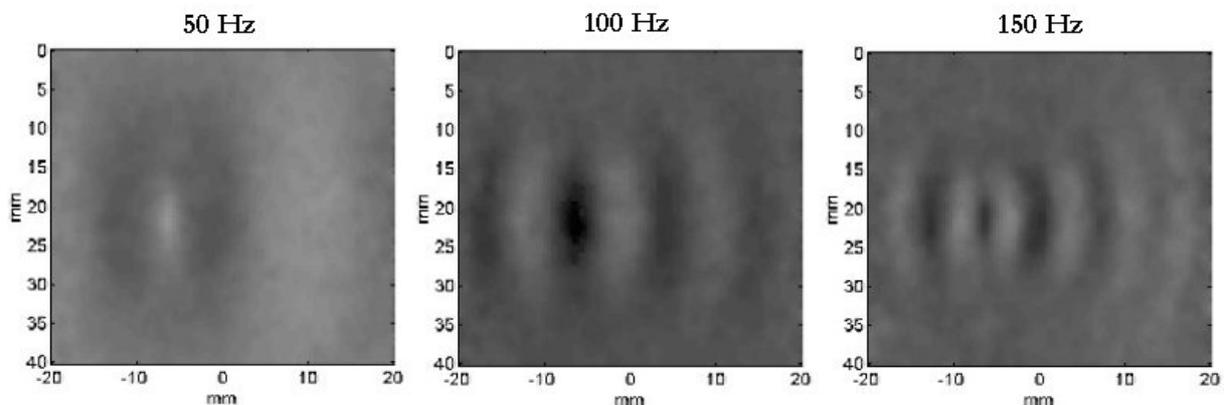


Figure VI-25: 3 modulations d'amplitude dans un gel élastique homogène.

On passe d'un spectre large et non contrôlé par l'expérimentateur à un spectre centré autour de fréquence de modulation choisie. Le contenu spectral est moins riche, mais la densité spectrale (l'énergie déposée par zone de fréquence) plus importante, augmentant ainsi le rapport signal sur bruit.

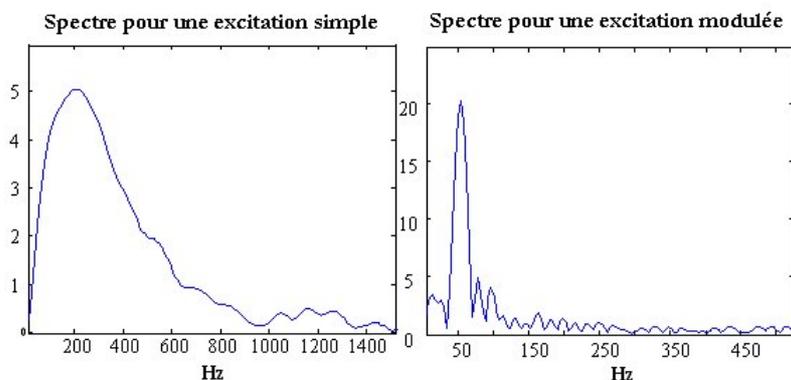
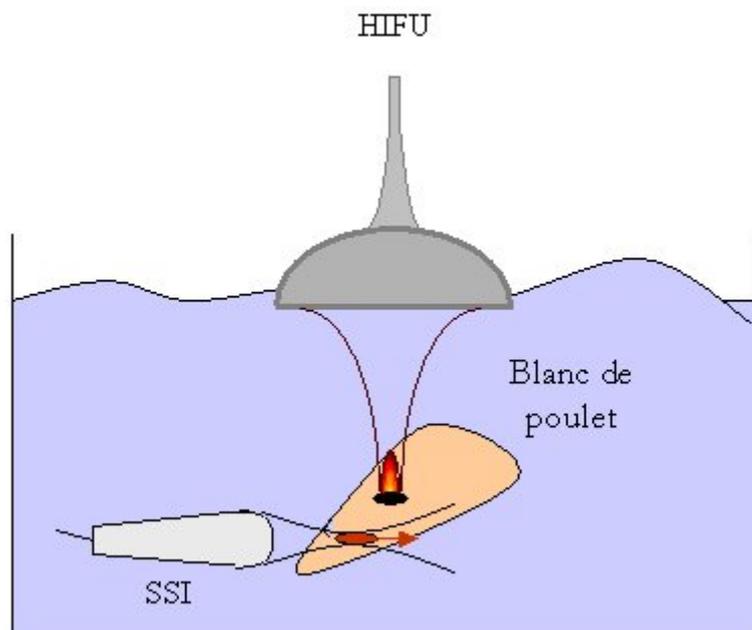


Figure VI-26: spectre du champ de déplacements pour une excitation simple et modulée à 50 Hz

Ce paragraphe montre bien un aperçu des possibilités offertes par la pression de radiation pour générer du cisaillement dans les milieux mous. Perçue au premier abord comme un effet du second ordre difficilement exploitable, la pression de radiation, si elle est couplée à une électronique souple et programmable et à un peu d'imagination, se révèle être une arme très efficace pour étudier les propriétés mécaniques des tissus biologiques. Le chapitre suivant se consacre à la mise en oeuvre de la technique de Supersonic Shear Imaging en milieux biologiques. Nous y testons son aptitude à imager des tissus mécaniquement hétérogènes, sa robustesse en conditions *in vivo* ainsi que sa faculté à être couplée à un système de thérapie ultrasonore pour détecter des nécroses tissulaires.

CHAPITRE VII

VALIDATION EXPERIMENTALE ET APPLICATIONS DE SSI



Publication associée:

J. Bercoff, M. Pernot, M. Tanter, and M. Fink, "Monitoring Thermally-Induced Lesions with Supersonic Shear Imaging", *Ultrasonic Imaging*, vol. 26, pp. 29-40, 2004.

Sommaire :

VII.A.	VALIDATION DE SSI EN MILIEU HÉTÉROGÈNE : ETUDES IN VITRO	158
VII.A.1.	SOURCE SUPERSONIQUE DANS UN MILIEU HETEROGENE.....	158
VII.A.2.	SHEAR COMPOUND	160
VII.B.	APPLICATIONS IN VIVO.....	163
VII.B.1.	NORMES ET LIMITATIONS POUR L'APPLICATION MEDICALE.....	163
VII.B.2.	VALIDATION IN VIVO : SEINS SAINS.....	165
VII.B.3.	PREMIERE ETUDE SUR DES NODULES	167
VII.C.	COUPLAGE AVEC L'HYPERTHERMIE	169
VII.C.1.	PRINCIPE	169
VII.C.2.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	170
VII.C.3.	RESULTATS.....	172
VII.C.4.	DISCUSSION	176

VII. VALIDATION EXPERIMENTALE ET APPLICATIONS DE SSI : ETUDES IN VITRO ET IN VIVO

Nous décrivons ici la mise en oeuvre expérimentale de la technique de Supersonic Shear Imaging présentée au chapitre précédent. Deux axes ont été développés :

- La validation de la technique pour la cartographie d'élasticité. Cette étape est aussi bien menée *in vitro* dans des gels mécaniquement hétérogènes (VII.A), qu'*in vivo* afin de prouver sa viabilité en conditions cliniques (VII.B). Le tout ayant pour l'objectif de pourvoir l'appliquer dans un futur proche à la détection de cancers du sein .
- La présentation d'une application originale de la SSI : le contrôle en temps réel de thérapies par ultrasons focalisés de haute intensité (VII.C).

L'ensemble des résultats présentés ici sont le fruit d'études menées exclusivement au sein du laboratoire. Si cela a permis d'explorer beaucoup d'idées et de faire mûrir la technique, la dimension clinique de ces études doit encore être développée. Ces directions devront donc être approfondies dans le futur dans le cadre d'essais cliniques tels que ceux menés pour l'Elastographie impulsionnelle.

VII.A. Validation de SSI en milieu hétérogène : Etudes In vitro

VII.A.1. Source supersonique dans un milieu hétérogène

La première étude à mener avant de tester la technique en milieux biologiques est d'estimer sa capacité à cartographier quantitativement un milieu hétérogène [111].



Figure VII-1: Photo du gel hétérogène. L'inclusion est visible grâce à quelques gouttes d'encre ajoutées dans le mélange lors de la fabrication.

Nous avons donc conçu un gel d'agar gélatine contenant une inclusion cylindrique deux fois plus dure que son environnement. La composition du gel est de 5% de gélatine et 1 % de poudre d'Agar. Son module d'élasticité, mesuré par temps de vol lors d'une expérience de calibration, est de 2 kPa. L'inclusion a été réalisée avec 8% de gélatine et toujours 1 % d'Agar, son module de cisaillement étant de 4 kPa. La Figure VII-1 montre une photo de ce gel où l'on visualise clairement l'inclusion grâce à quelques gouttes d'encre rajoutées dans le mélange eau-gélatine qui a servi à la fabriquer. Afin de cartographier l'ensemble de la zone imagée, un régime supersonique vertical Mach 3 a été induit par pression de radiation dans une zone du gel située à droite de l'inclusion. Ce régime, composé de 5 focalisations successives le long de l'axe vertical induit des déplacements dans le gel de l'ordre de 50 μm à la focale. La propagation de l'onde plane de cisaillement qui en résulte dans le gel est montré Figure VII-2.

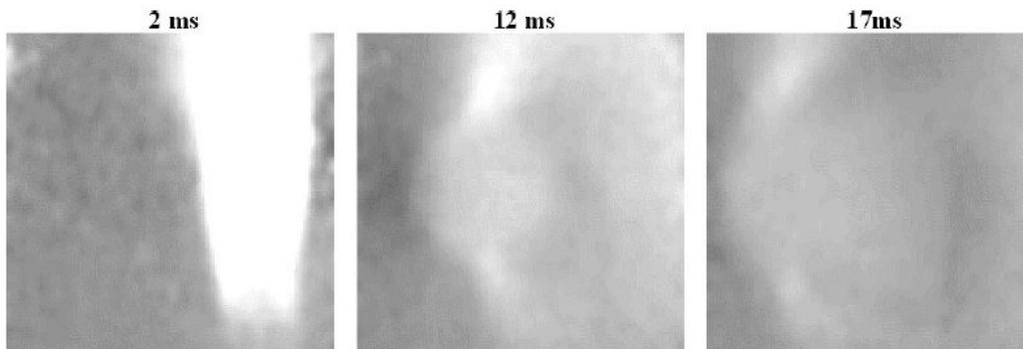


Figure VII-2: Film des déplacements absolus axiaux engendrés par une source supersonique se déplaçant à Mach 3 dans le gel hétérogène

On observe très clairement sur le film les deux effets caractéristiques de la présence d'une zone plus dure :

- Le front d'onde impulsionnel se déforme lors de son passage dans l'inclusion car l'onde élastique y a une vitesse de propagation plus rapide.
- L'amplitude des déplacements y est plus faible que dans le gel mou environnant.

L'algorithme d'inversion est alors appliqué au champ des déplacements axiaux montré ci-dessus pour déduire la carte du module de cisaillement du gel hétérogène. Cette dernière, superposée à l'image échographique, est montrée Figure VII-3. Le cône correspondant à la zone de la source ne doit être pris en compte car l'estimation de l'élasticité y est erronée. L'application de la technique de SSI, dans un gel hétérogène, permet de détecter le nodule plus dur tout en quantifiant l'élasticité dans toute la zone d'étude. La valeur moyenne de l'élasticité dans le gel environnant est de 2 kPa avec une variance de 2%. Celle de l'inclusion est de 4 kPa avec une variance de 12 %. Notons que la variance de la mesure d'élasticité n'est pas due au bruit de la mesure. En effet, la répétition puis le moyennage de plusieurs expériences n'améliore pas la qualité la reconstruction. Elle est donc due soit à des variations réelles d'élasticité à

l'intérieur de l'inclusion (ce qui n'est pas vérifiable) soit aux limites de l'algorithme d'inversion (ou aux deux à la fois).

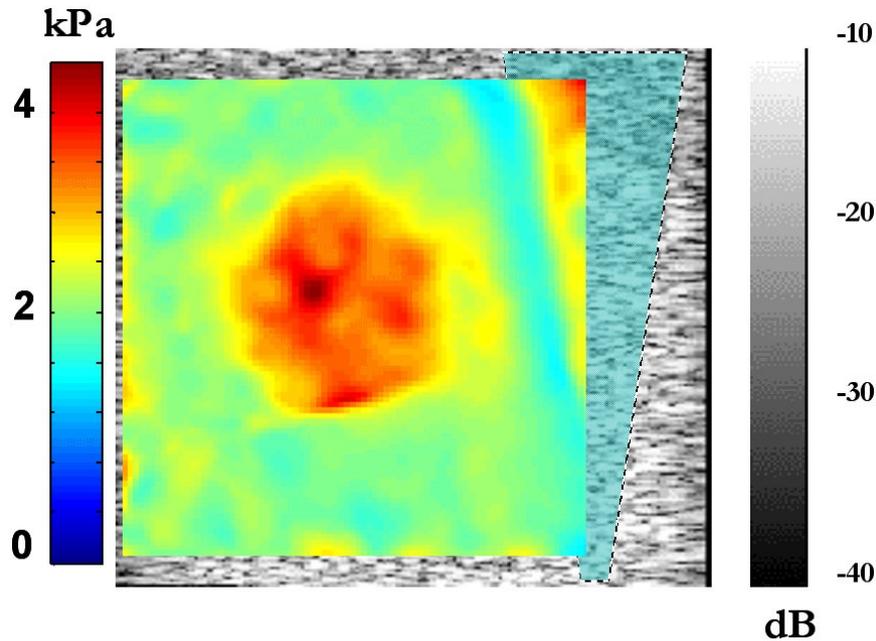


Figure VII-3: Carte d'élasticité du gel hétérogène

Le paragraphe suivant propose une approche élégante pour améliorer la qualité de l'estimation de l'élasticité et réduire la variance de la mesure due aux limites de l'inversion.

VII.A.2. Shear compound

VII.A.2.a) Principe et mise en œuvre expérimentale

- **Le compound ultrasonore**

La technique de compound spatial ultrasonore, introduite au chapitre III, est largement utilisée aujourd'hui en imagerie échographique. Rappelons qu'elle consiste à éclairer le milieu avec plusieurs faisceaux ultrasonores (ou des ondes planes) d'inclinaisons différentes et à moyenniser les images échographiques résultantes. Elle permet d'améliorer le contraste des images échographiques en lissant le speckle ultrasonore et d'accroître la qualité de la mesure de mouvement par interférométrie speckle ultrasonore. Nous verrons, au chapitre XI, qu'elle s'avère indispensable si on veut étendre l'interférométrie speckle à une mesure vectorielle de mouvement. Cette technique a également été proposée et utilisée au LOA pour la mesure de température par ultrasons dans l'objectif de réduire les artéfacts de corrélation [112, 113].

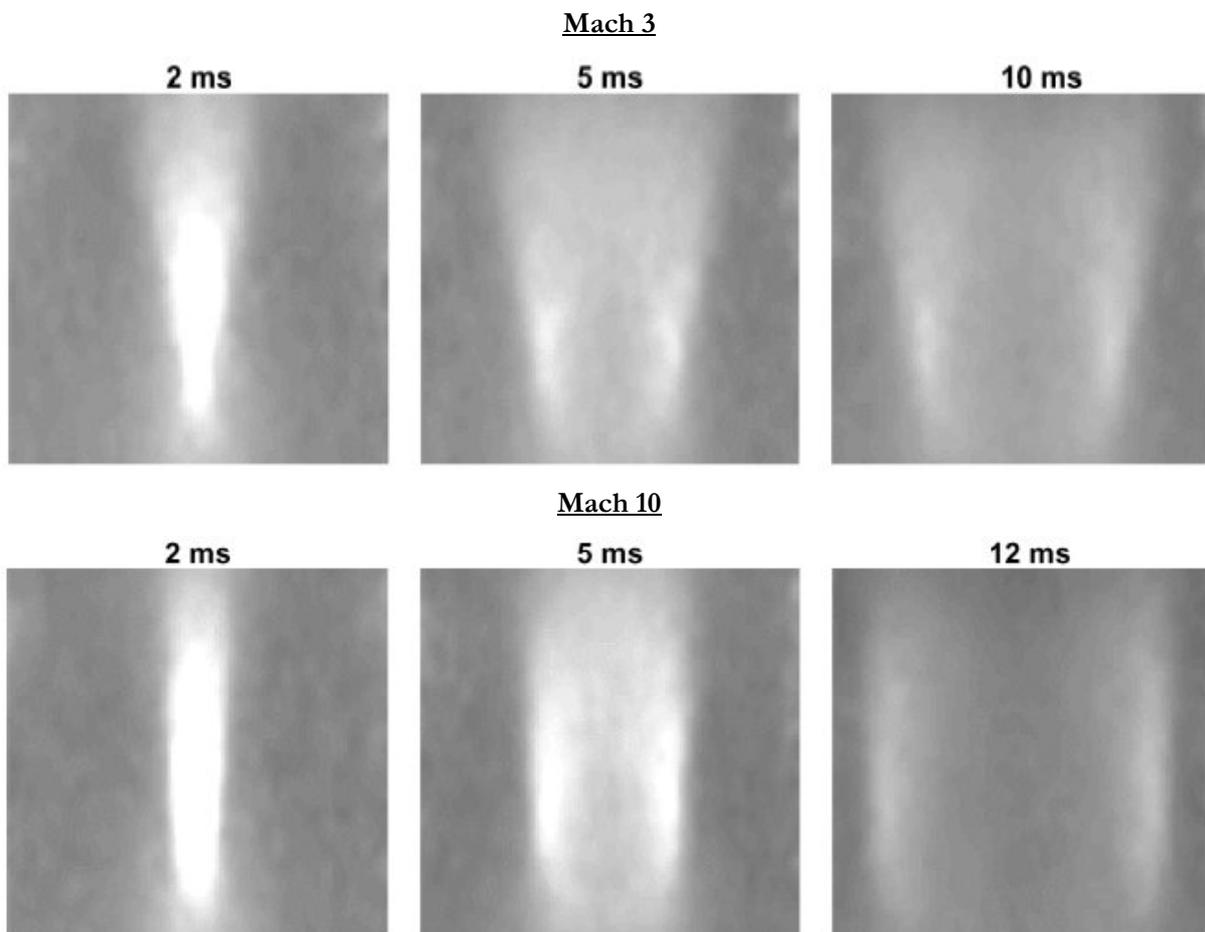
- **Le compound mécanique**

Nous nous proposons ici d'appliquer les principes du compound spatial aux ondes élastiques basse fréquence de cisaillement. Le principe consiste donc à faire propager dans le milieu des ondes planes de

cisaillement d'inclinaisons différentes. L'éclairage du milieu sous différents angles permet d'acquérir l'information mécanique du milieu de manière plus riche. Le traitement et le moyennage de ces données permettront d'améliorer la cartographie d'élasticité calculée par SSI.

- **Mise en œuvre**

Comme mentionné au chapitre précédent, ceci peut se réaliser par SSI en faisant varier la vitesse relative de la source par rapport à la vitesse de propagation des ondes de cisaillement. Une telle variation du mode supersonique change l'angle Θ du cône de Mach dans lequel les ondes mécaniques sont confinées. On peut ainsi facilement incliner les ondes selon différents angles Θ . La Figure VII-4 montre trois régimes supersoniques différents induits dans le même gel de gélatine. Le premier, un Mach 3, correspond à l'expérience présentée au chapitre VI. L'angle du cône de Mach γ est de 15° . Signalons que l'angle expérimental est inférieur à l'angle théorique ($\sin^{-1}(1/3)=20^\circ$) car la source mécanique a une directivité latérale assez affirmée. La deuxième excitation mécanique, un Mach 10, génère des ondes planes de cisaillement quasi-parallèles. Enfin le dernier, baptisé Mach -3 , correspond à une source de vitesse Mach 3 se déplaçant en sens inverse, c'est-à-dire vers la barrette ultrasonore. L'angle est alors de -15° . Plus généralement, des régimes supersoniques de Mach 1 à Mach 6 induisent des variations de l'angle du cône de Mach. Au-delà, les ondes induites sont quasi-parallèles (voir Mach 10).



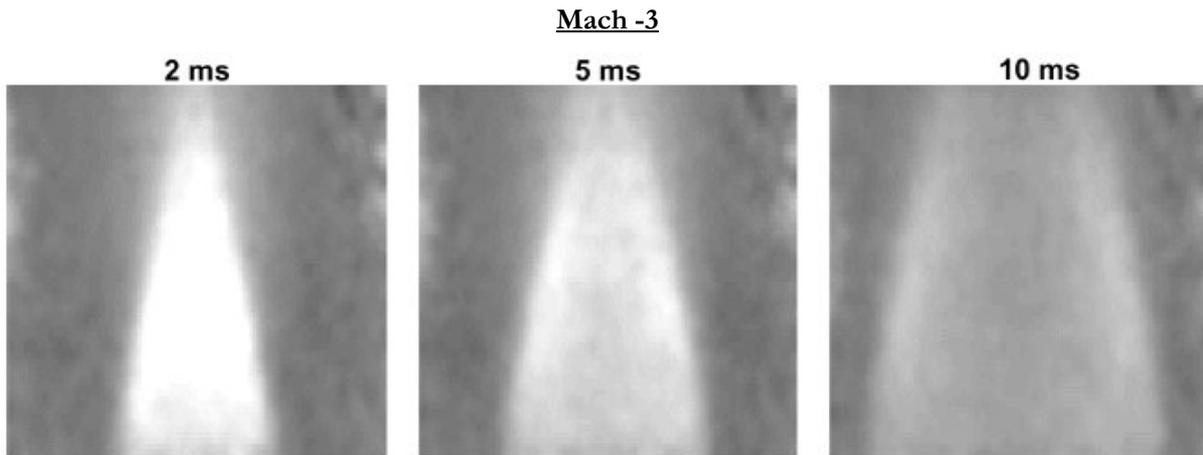


Figure VII-4: Différents régimes supersoniques dans un gel homogène: Mach 3, Mach 10 et Mach-3

VII.A.2.b) Conséquences sur la carte d'élasticité.

Les trois modes illustrés Figure VII-4 ont été générés sur le gel hétérogène présenté ci-dessus. Les trois cartes d'élasticité, calculées à partir des films acquis, ont alors été moyennées. Le résultat, comparé à une acquisition simple est montré Figure VII-5. Si la qualité de l'estimation de l'élasticité du gel mou environnant n'a pas significativement changée, la variance de la mesure d'élasticité à l'intérieur de l'inclusion est passée de 12 % à 4 %. Ses contours sont également mieux définis, donnant ainsi une détection et une cartographie plus propre qu'une expérience simple.

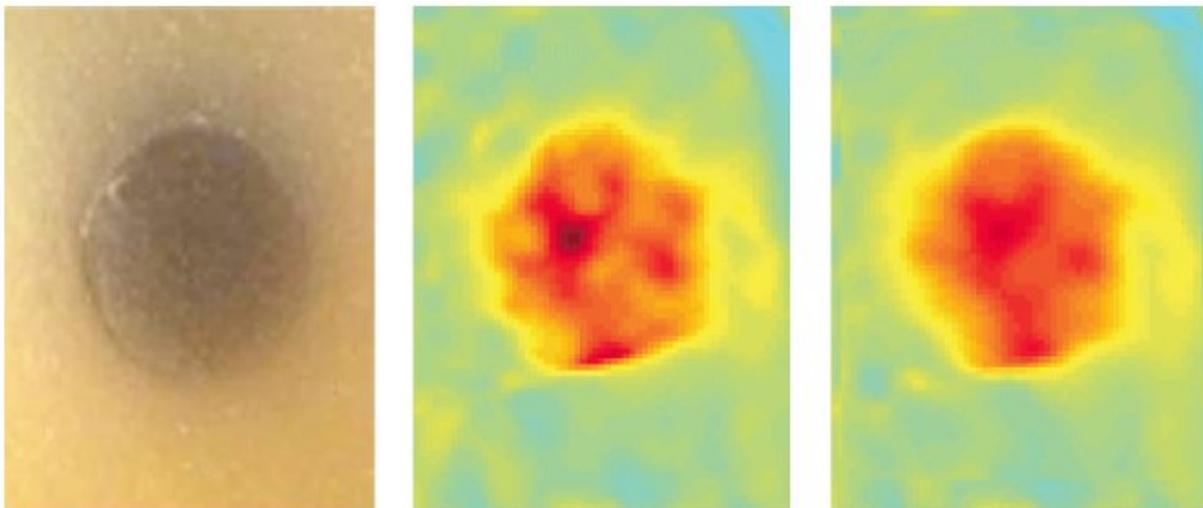


Figure VII-5: Carte d'élasticité du gel hétérogène obtenue avec une seule expérience (milieu), avec moyennage par compound (droite) et comparée avec une photo de la zone d'étude du gel.

Le compound mécanique apparaît donc comme une solution élégante pour améliorer la qualité et la robustesse de l'estimation d'élasticité obtenue par SSI.

VII.B. Applications In Vivo

La deuxième étape pour mener à bien l'étude et la validation de SSI pour le diagnostic médical est de vérifier son adaptabilité aux conditions *in vivo*. C'est l'objet de cette section. Deux points doivent être, dans cette perspective, examinés: Il faut d'une part vérifier que la technique satisfait les normes sanitaires en terme d'énergie acoustique délivrée de manière à ce qu'elle ne représente pas de danger pour la santé humaine. Il faut d'autre part s'assurer que le mode d'excitation choisi, basé sur la force de radiation, est capable de générer dans des organes humains des ondes de cisaillement propagatives exploitables pour l'estimation de cartes élastiques. Une fois les conditions sanitaires vérifiées, nous avons donc mené une étude *in vivo* sur des seins sains de volontaires pour s'assurer de la viabilité de la technique.

VII.B.1. Normes et limitations pour l'application médicale

Les effets secondaires d'un champ acoustique sur un tissu biologique sont bien moindres que ceux induits par d'autres techniques d'imagerie et de diagnostic telles que la mammographie. Il ne faut cependant pas les négliger, d'autant que les compagnies industrielles n'hésitent pas à augmenter de plus en plus les puissances acoustiques délivrées par les transducteurs pour améliorer la qualité des images. Beaucoup d'études sont aujourd'hui menées pour comprendre les effets des ultrasons de grande amplitude sur la dynamique cellulaire [114]. Sans attendre leurs résultats, la Food and Drug Administration (FDA) aux Etats-Unis a défini des normes au-delà desquelles l'exposition aux ultrasons est considérée comme nocive pour l'homme. Ces normes dépendent bien évidemment de l'application pour laquelle l'appareil échographique est utilisé (vasculaire, cardiaque, obstétrique etc...). La FDA définit ainsi trois indices et leur impose des limites qui ne doivent pas être dépassées par un échographe commercial médical :

- **I_{SPPA}** (Intensity, spatial-peak pulse-average)

Elle est définie comme la valeur de l'intensité moyenne du train d'onde acoustique au point du champ acoustique où celle-ci est maximale. Elle s'exprime en $W.cm^{-2}$. Précisons que l'intensité moyenne du train d'onde acoustique (ou I_{PA}) est l'intégrale de l'énergie acoustique sur la durée du train d'onde normalisée par la durée de ce dernier. Dans notre cas I_{SPPA} peut s'exprimer de la façon suivante :

$$I_{SPPA} = \frac{p_0^2}{2\rho c}$$

où p_0 est la surpression maximale créée par le champ acoustique, ρ la densité du milieu et c la vitesse de propagation des ultrasons. Pour l'imagerie ultrasonore d'organes humains tels que le sein, le foie ou la prostate, I_{SPPA} doit rester inférieure à $190 W.cm^{-2}$. Cette valeur limite est à considérer dans un milieu où l'atténuation ultrasonore est de $0.3 dB/cm/MHz$. Afin d'estimer le champ de pression créé par la barrette

ultrasonore liée à l'échographe ultrarapide et utilisée lors des expériences élastographiques, une mesure de champ de pression induit dans l'eau par un faisceau ultrasonore focalisé a été réalisée avec un hydrophone calibré (Golden Lipstick, PVDF, 0.4 mm de diamètre de surface active, SEA). L'expérience est résumée sur le schéma Figure VII-6. La barrette est immergée dans un cuve d'eau dégazée et le faisceau ultrasonore est focalisé à une profondeur de 30 mm (profondeur typiquement utilisée en SSI). Le train d'onde envoyée par les éléments de la barrette est le signal temporel quasi monochromatique typique d'une expérience de pression de radiation : une train d'onde de 100 μ s à 4.3 MHz.

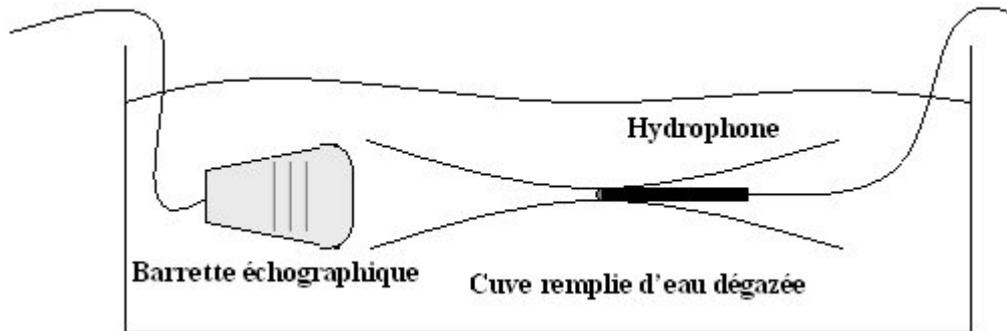


Figure VII-6: Mesure du champ de pression créé par un faisceau ultrasonore focalisée à 30 mm

Le maximum spatio-temporel du champ de pression créé par la barrette ultrasonore a été mesuré à 40 bars dans l'eau, où l'atténuation ultrasonore est supposée quasi nulle. On en déduit le maximum de pression générée dans les mêmes conditions dans un milieu dont l'atténuation est de 0.3 dB/cm/MHz :

A 4.3 Mhz, $\alpha = 0.3 \times 4.3 = 5,16$ dB et donc $p_{\max} = 22$ bars.

On en déduit la valeur de l' I_{SPPA} créée par notre matériel :

$$I_{SPPA} = 160 \text{ W.cm}^{-2} < 190 \text{ W.cm}^{-2}.$$

La valeur est donc bien inférieure à la limite imposée par la FDA. Notons que cette limite n'est pas caractéristique de la séquence de palpation, puisque la valeur du champ de pression produit au foyer ne dépend pas de la longueur du train d'onde focalisé. Elle limite donc autant les séquences d'imagerie que celles de palpation.

- **MI** (Mechanical index)

Cet indice fixe la limite énergétique pour éviter la cavitation, souvent dévastatrice, dans le milieu. Il est défini comme le maximum de pression négatif le long du faisceau normalisé par la racine carrée de la fréquence centrale du train d'onde acoustique. Il n'a pas d'unité. Dans notre cas, on peut écrire :

$$MI = \frac{P_0}{\sqrt{f}} = 0.96 \text{ à } 4.3 \text{ MHz.}$$

La valeur limite étant fixée à 1.9, l'échographe ultrarapide est largement en dessous des normes aussi bien pour l'imagerie que pour la palpation.

$$MI = 0.96 < 1.9$$

- I_{SPTA} (Intensity, spatial-peak temporal-average)

Cet indice est défini comme la moyenne temporelle de l'intensité acoustique en un point de l'espace. C'est une grandeur qui prend donc en compte la durée d'illumination. On la déduit directement de l' I_{SPPA} selon l'expression suivante :

$$I_{SPTA} = I_{SPPA} * \frac{\Delta t}{1s}$$

Δt étant la longueur du train d'onde acoustique. Pour une séquence typique de palpation, celle-ci est de 100 μs et la valeur de l' I_{SPTA} atteint 16 $mW.cm^{-2}$ ce qui est largement inférieur aux 720 $mW.cm^{-2}$ imposés par la FDA.

$$I_{SPTA} = 16 mW.cm^{-2} \ll 720 mW.cm^{-2}.$$

Un calcul correct de l' I_{SPPA} doit également prendre en compte la séquence d'imagerie qui suit la palpation. Celle-ci, dans le cas de l'imagerie ultrarapide, a le gros avantage d'être très peu coûteuse en énergie acoustique puisqu'elle consiste en l'émission d'ondes planes (donc non focalisées). Les conditions de la FDA limitent ainsi le nombre de séquences de palpation typiques à environ 50 par seconde en un endroit donnée. Ceci valide non seulement le couple de séquences palpation-imagerie mais également le mode supersonique qui ne nécessite qu'entre 3 et 20 séquences de palpation étalées à des endroits différents du milieu. Enfin signalons que l'index thermique (TI), paramètre quantifiant l'échauffement des tissus soumis à un éclairage ultrasonore est lui aussi très en deçà des normes. Des simulations sortant du cadre de ces travaux ont été menées et prévoient un échauffement tissulaire de l'ordre de 0.1 à 0.2 °C pour une séquence supersonique typique. Ce qui est tout à fait négligeable.

Cette étude montre que l'utilisation d'un échographe satisfaisant les normes imposées par l'imagerie peut sans aucune restriction sanitaire effectuer des séquences de SSI, qui sont finalement très peu coûteuses en terme d'énergie acoustique délivrée dans le corps. Ces caractéristiques contrastent avec celles de techniques similaires comme l'ARFI (cf. chapitre IV) où les séquences de palpation, beaucoup plus nombreuses (128 par seconde par image échographique), sont couplées avec des séquences d'imagerie classique avec émissions focalisées. Le tout étant très coûteux énergétiquement et entraînant un échauffement des tissus non négligeable [85](de l'ordre de 1.5°C pour chaque image).

VII.B.2. Validation in vivo : Seins sains

Une fois certains que la technique était sans risque pour l'homme, nous nous sommes attachés à la tester *in vivo* sur des seins sains de jeunes volontaires. Les résultats obtenus sur les seins de deux volontaires, respectivement de 25 et 23 ans, sont montrés ici. Dans chacune des expériences une source supersonique (de l'ordre de Mach 10) a été créée et l'onde de cisaillement résultante imagée. La Figure VII-7 montre le film de l'onde de cisaillement acquis sur le sein droit de la patiente de 25 ans. On constate que la génération d'ondes planes de cisaillement est possible dans des tissus biologiques humains. La rapidité d'acquisition de la technique (propagation en 15 ms) la rend insensible aux artéfacts potentiels de

mouvement tels que la respiration de la patiente ou ses mouvements naturels. Les déplacements engendrés par ce régime supersonique à nombre de Mach élevé (les ondes planes sont parallèles) sont de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$ dans la zone de la source et décroissent jusqu'à $1\ \mu\text{m}$ aux extrémités de la zone imagée, mettant en lumière la valeur élevée de l'atténuation de cisaillement dans les organes humains tel que le sein.

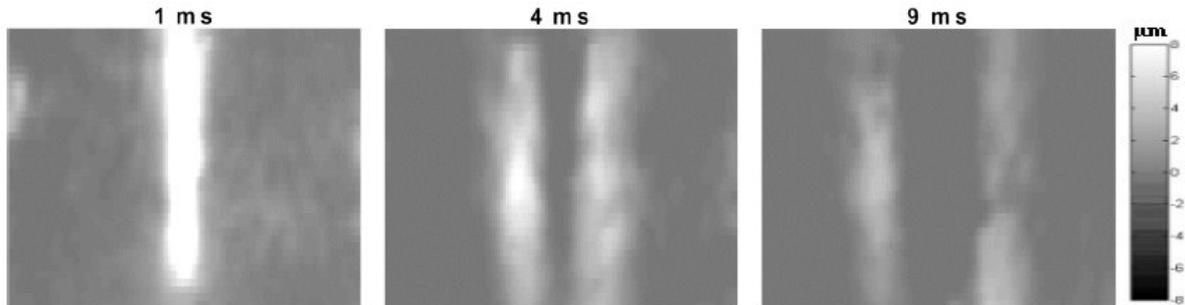


Figure VII-7: film de l'onde de cisaillement acquis sur le sein d'une volontaire de 25 ans.

Cette expérience montre que le régime supersonique est indispensable pour mener à bien une expérience de SSI in vivo et pour générer des ondes de cisaillement dont la profondeur de pénétration est suffisante pour étudier l'ensemble du milieu imagé par la barrette échographique. L'image échographique du sein et la carte d'élasticité calculée à partir du film des déplacements axiaux ci-dessus sont montrés Figure VII-8. On constate une carte d'élasticité avec quelques hétérogénéités. La valeur moyenne du module de cisaillement est de $1.4\ \text{kPa}$. La variance sur l'ensemble de la carte de $20\ \%$. Les hétérogénéités, responsables de cette variance élevée correspondent très probablement à des structures réelles dans le sein, sans qu'il y ait un moyen scientifique de le prouver (On peut juste remarquer une corrélation entre les structures dures et les zones plus échogènes sur l'image échographique).

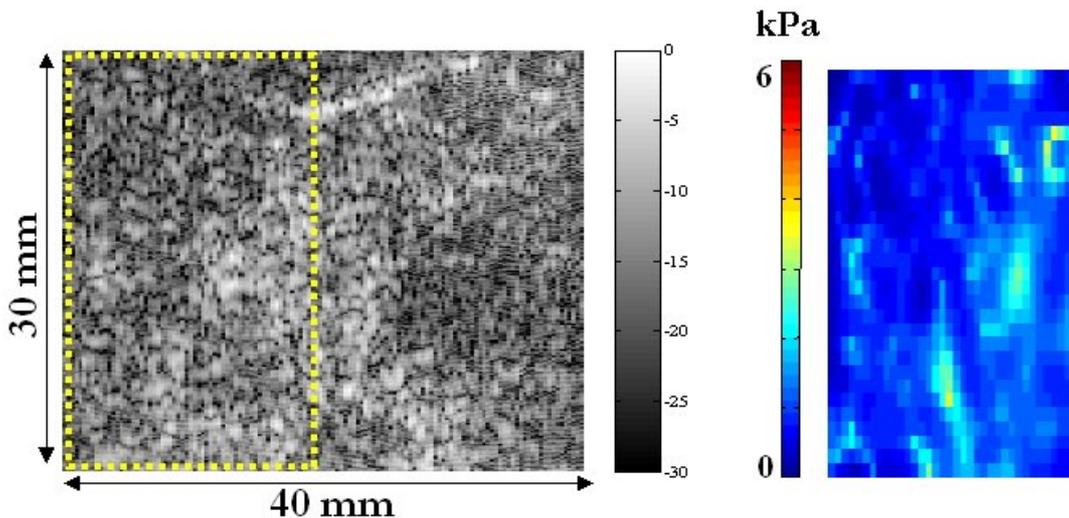


Figure VII-8: image échographique et carte d'élasticité de la zone délimitée par les pointillés issues de l'expérience sur la volontaire de 25 ans

La Figure VII-9 montre l'image échographique obtenue à partir des données acquises sur la deuxième volontaire de 23 ans. On constate un sein mécaniquement plus homogène (12 % de variance, pas de structure visible) et sensiblement plus mou (0.9 kPa d'élasticité moyenne). Ces deux résultats donnent des valeurs d'élasticité moyennes assez similaires à celles obtenues par Sinkus et al. en élastographie par RMN.

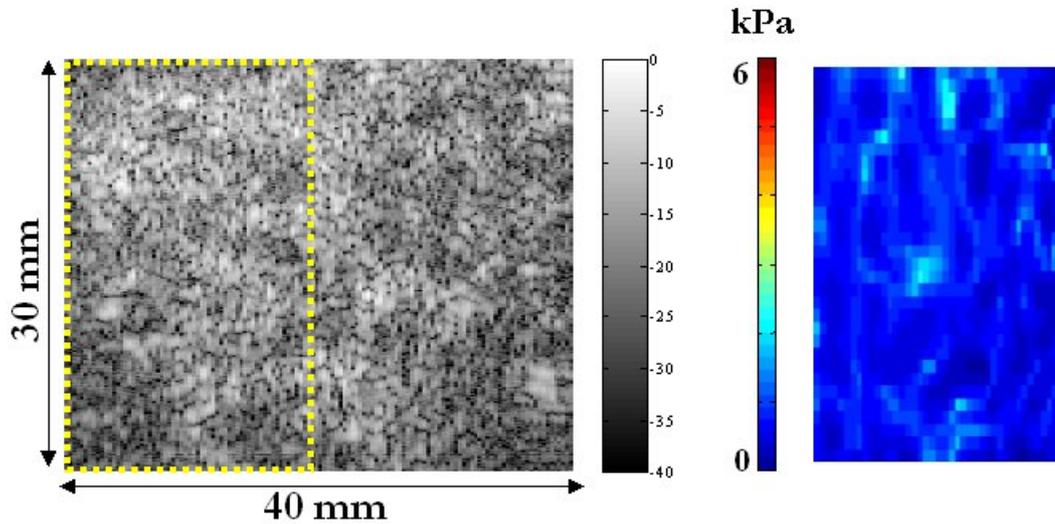


Figure VII-9: image échographique et carte d'élasticité de la zone délimitée par les pointillés issues de l'expérience sur la deuxième volontaire de 23 ans

VII.B.3. Première étude sur des nodules

Cette série d'expériences sur des volontaires ayant eu des résultats positifs, une discussion avec l'institut Curie s'est engagée pour construire une nouvelle collaboration et un nouveau protocole expérimental. Ce projet est en cours et devrait aboutir dans les prochains mois sur une validation de la technique de Supersonic Shear Imaging pour la détection de nodule cancéreux dans le sein en conditions cliniques. Cette étude étant bien évidemment à comparer, tant du point de vue de la lourdeur du protocole que sur la qualité et la robustesse des résultats, à celle menée pour l'Elastographie Impulsionnelle et présentée au chapitre V. En attendant cette validation, quelques expériences ont été effectuées sur des volontaires présentant des lésions bénignes en présence du médecin Martine Meunier. Nous présentons un résultat assez représentatif des difficultés pouvant être rencontrées dans des cas cliniques. L'expérience décrite ci-dessous a été menée sur une volontaire de 45 ans présentant une lésion bénigne palpable de 10 mm de diamètre assez superficielle. La Figure VII-10 montre une image échographique du sein en question où l'on peut visualiser le nodule, celui-ci étant hypo-échogène. Le film résultant du déplacement supersonique vertical d'une source mécanique sur l'axe central de l'image est également montré Figure VII-10. Nous observons tout d'abord sur l'image échographique que le sein étudié est dans son ensemble assez hétérogène, présente des structures tissulaires complexes qui contrastent nettement avec les caractéristiques des seins jeunes testés précédemment.

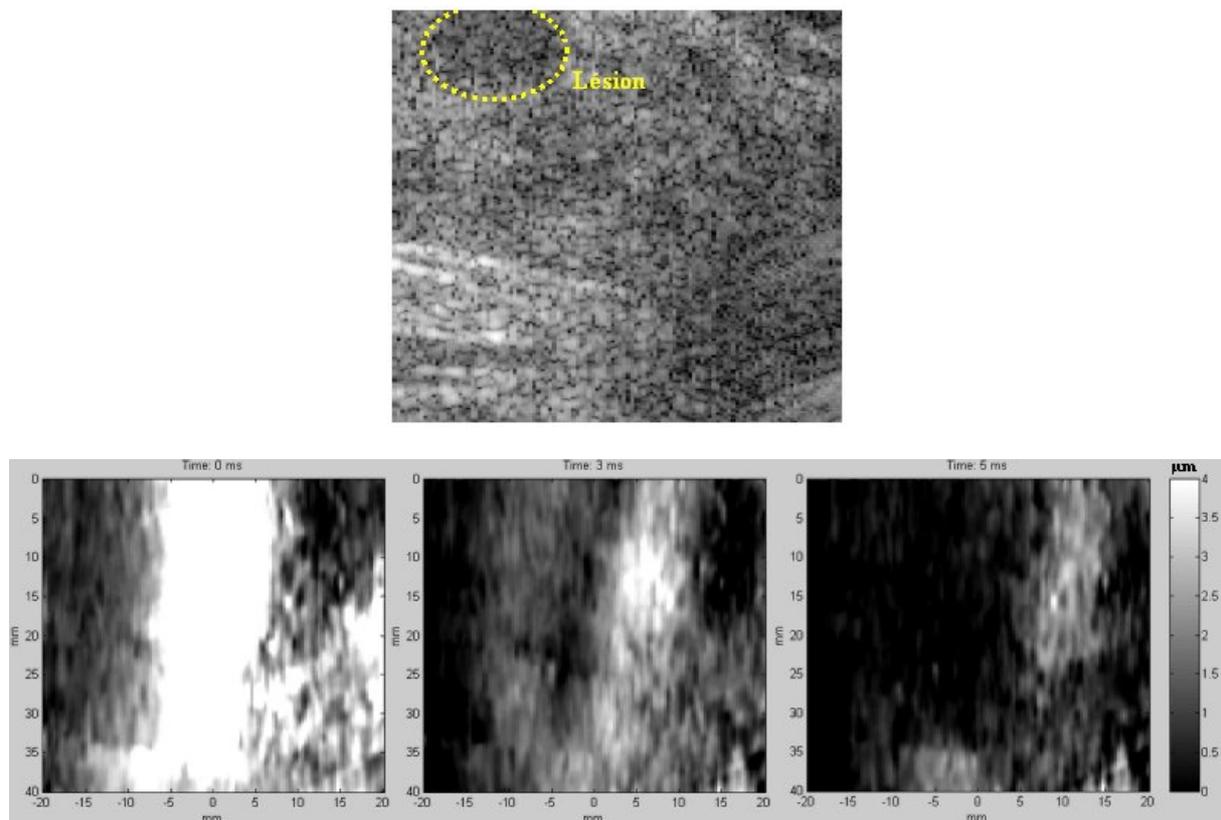


Figure VII-10: image échographique du sein présentant une lésion bénigne superficielle et film de l'onde de cisaillement correspondant.

D'autre part, le film de l'onde de cisaillement, assez bruité dans l'ensemble, montre que cette dernière est très fortement réfléchi par le nodule plus dur, empêchant l'information mécanique d'y pénétrer. Le champ du côté de la lésion est quasiment nul empêchant toute estimation d'élasticité. La détection de la lésion semble donc très difficile ici par SSI, la seule solution étant d'accroître très significativement la puissance acoustique émise donc d'amplifier le champ de cisaillement induit. Au-delà de ce cas précis, ceci met en lumière les limites de la technique actuelle concernant la détection de nodules bénins. En effet, comme mentionné au chapitre IV, ceux-ci ont la particularité d'être souvent très durs, très compacts et isolés du tissu environnant par une paroi très bien définie, voire entourée de liquide. Ils sont ainsi souvent mobiles à l'intérieur du sein lors d'un examen de palpation manuelle (ce qui était le cas chez la patiente étudiée). Ceci laisse très peu de chance, même en augmentant la puissance acoustique émise, à l'onde de cisaillement d'y pénétrer, suggérant de modifier ou d'adapter la technique à ces caractéristiques. Une option serait, non pas d'appliquer un algorithme d'inversion, mais plutôt de réaliser une sorte de tomographie mécanique du sein en cartographiant par exemple l'amplitude des déplacements engendrés par force de radiation. L'absence totale de déplacement serait alors la signature d'un nodule bénin très dur ou d'un kyste. Ceci reste un champ d'investigation ouvert pour les futurs développements de la technique. La technique, dans sa version actuelle, semble plus adaptée à la détection de tumeurs malignes, souvent

diffuses et ancrées dans les tissus mammaires. Cela était déjà le cas de l'Elastographie Impulsionnelle, où toutes les lésions détectées étaient des carcinomes. Une deuxième remarque à souligner est que, comme nous l'avons mis en évidence pour l'Elastographie Impulsionnelle, l'échographe ultrarapide possède une électronique et une technologie vieillissantes limitant très sérieusement la dynamique des mesures et la qualité des expériences. Cette limite se révèle être un enjeu crucial pour les applications *in vivo*, le franchissement d'une barrière technologique pouvant se révéler clé pour une amélioration significative des résultats. Le Laboratoire Ondes et Acoustique a donc adopté une stratégie consistant à développer un nouvel échographe ultrarapide plus performant avant de lancer la validation *in vivo* de la technique de Supersonic Shear Imaging.

VII.C. Couplage avec l'hyperthermie

VII.C.1. Principe

En amont de la validation *in vivo* de la technique, nous nous sommes intéressés à l'une des applications les plus intéressantes de la SSI : son couplage avec les méthodes de thérapie ultrasonore. L'utilisation d'ultrasons focalisés haute intensité (HIFU) est une solution très prometteuse en chirurgie non-invasive, en particulier pour le traitement de cancers. La focalisation d'ondes ultrasonores permet de chauffer les tissus localement et de les nécroser à distance sans endommager les tissus environnants. Déjà développée à l'échelle industrielle en Chine et en Israël, le traitement par HIFU souffre d'un manque de technique d'imagerie robuste et simple pour contrôler le processus. Deux axes complémentaires doivent être développés pour contrôler pleinement le processus de thérapie par ultrasons :

- le suivi de l'élévation de température pendant le traitement.
- la détection de l'apparition de la nécrose ainsi que sa caractérisation.

Le suivi de température est aujourd'hui une technique bien maîtrisée en IRM. La société israélienne Insightech propose ainsi un appareil de thérapie ultrasonore couplée à une IRM. Le développement de techniques de contrôle complètement basées sur les ultrasons est d'un intérêt économique considérable compte tenu de la différence de prix et de portabilité entre un échographe et une IRM. Un des grands axes de recherche du Laboratoire Ondes et Acoustique est donc le développement en parallèle de techniques de thérapie ultrasonore et de méthodes de contrôle originales basées sur l'échographie. Une technique de suivi de température basée sur les ultrasons a été développée dans le cadre de la thèse de M. Pernot au LOA [40]. Basée sur l'imagerie échographique et le compound ultrasonore, elle fournit des cartes de température quantitative en dessous du seuil de nécrose, mais devient inadaptée au-delà de ce seuil. Une solution, proposée par plusieurs équipes, pour détecter l'apparition de nécroses est l'étude des propriétés mécaniques des tissus, les tissus nécrosés étant généralement plus durs que les tissus sains. Plusieurs travaux proposent l'utilisation de l'Elastographie statique pour le contrôle des thérapies par ultrasons [115-119]. Des résultats *in vivo* sur des prostatites humaines ont été rapportés [120]. Comme nous l'avons souligné au chapitre IV, cette technique est toutefois plus difficile à mettre en œuvre sur des organes

difficiles d'accès comme le cerveau ou le foie. Ses capacités de contrôle en temps réel restent aussi à prouver. D'autres approches basées sur l'Elastographie Dynamique ou la force de radiation sont en cours d'étude [121-124]. Nous proposons dans cette section de tester les capacités de SSI à contrôler une séquence de thérapie ultrasonore et détecter l'apparition d'une nécrose [125]. Notre étude a été réalisée *in vitro* sur un morceau de blanc de poulet. Le principe consiste donc à coupler les dispositifs de thérapie et d'imagerie ultrasonore développés au LOA dans le but de chauffer les tissus et d'y induire une nécrose tout en contrôlant le processus par SSI.

VII.C.2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour mener à bien cette étude est montré Figure VII-11.

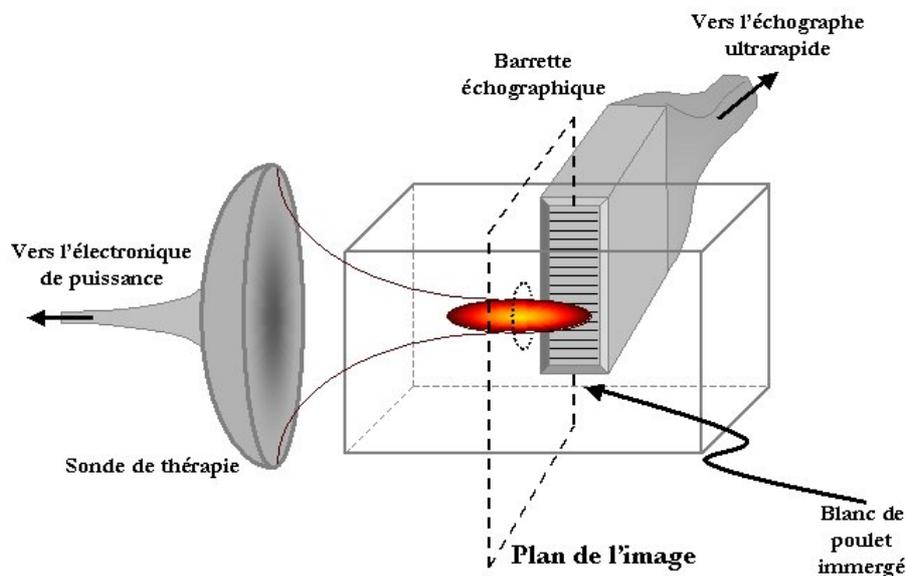


Figure VII-11: Dispositif expérimental mixant la thérapie et l'imagerie ultrasonores.

Un échantillon frais de blanc de poulet est placé dans une cuve remplie d'eau. L'eau ainsi que le morceau de poulet sont dans un premier temps soigneusement dégazés pour éviter la cavitation. La sonde de thérapie, composée de 60 transducteurs de puissance, est placée sur un côté de la cuve. Perpendiculairement à celle-ci, la barrette ultrasonore liée à l'échographe ultrarapide est positionnée à la profondeur de focalisation de la sonde thérapeutique pour réaliser des coupes transversales de l'échantillon traité. Les deux électroniques (thérapie et imagerie) ont été synchronisées de manière à assurer le couplage des expériences de chauffe et d'imagerie de contrôle. Nous décrivons ci-dessous l'ensemble des outils utilisés pour cette étude expérimentale.

- **Système de thérapie**

La sonde de thérapie utilisée pour cette étude est un réseau annulaire fourni par les Laboratoires Philips composé de 60 transducteurs de puissance de fréquence centrale 1.5 MHz. L'intensité délivrée à la focale

peut atteindre 1000 W.cm^{-2} . Les caractéristiques géométriques de la tache focale sont de 1.7 mm de diamètre dans le plan focal et de 7.5 mm de longueur axiale. La Figure VII-12 montre une photo de la sonde ainsi qu'une coupe du champ de pression engendrée par la sonde à la profondeur de la focale. L'électronique contrôlant cette sonde est composée de 200 voies indépendantes et programmables (dont 60 furent utilisées pour cette expérience) et d'un voltage crête-crête de 80 V.

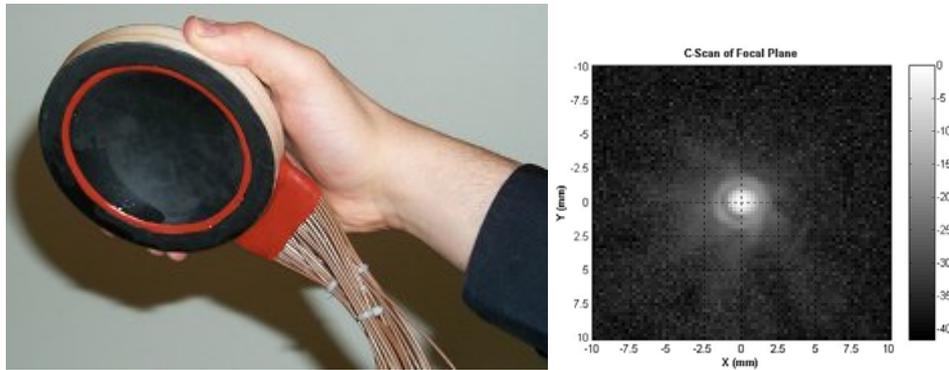


Figure VII-12: photo de la sonde de thérapie et coupe du champ de pression qu'elle induit à sa focale

- **Système d'imagerie**

Le système d'imagerie est composé d'une simple barrette linéaire ultrasonore (Vermon, 128 élément, 4.3 MHz) liée à l'échographe ultrarapide. Il est capable de fournir plusieurs types d'informations pour étudier la séquence de thérapie : des images échographiques classiques, une imagerie quantitative de température ainsi que des cartes d'élasticité par SSI. La Figure VII-13 montre la façon dont les cartes d'élasticité sont acquises : la barrette échographique génère une onde plane de cisaillement dans le plan focal transverse de la sonde de thérapie.

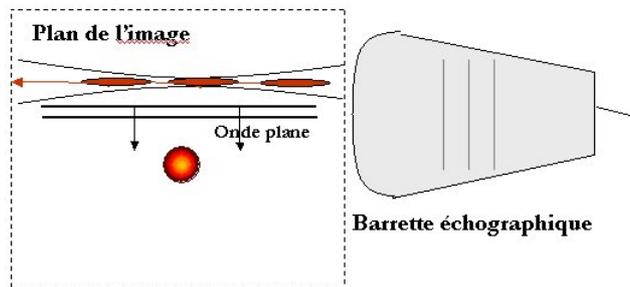


Figure VII-13: Génération d'une onde plane de cisaillement dans le plan focale de la sonde thérapeutique pour étudier l'élasticité au cours du traitement.

Cette onde basse fréquence se propage dans le milieu et passe notamment à travers la tache focale de chauffe, ce qui permet ainsi d'étudier l'évolution de l'élasticité au cours de l'échauffement du tissu.

- **Protocole expérimental**

Deux séries d'expériences ont été menées. La première était destinée à comprendre l'évolution de l'élasticité des tissus au cours de l'échauffement des tissus avant d'atteindre le seuil de nécrose. L'objectif étant de comprendre si la variation du module de cisaillement est un paramètre intéressant pour contrôler un processus de chauffe. Plusieurs séquences HIFU ont ainsi été réalisées avec des temps d'application variables : de 5s à 50s par pas de 5s. L'intensité acoustique au foyer a été fixée à 250 W.cm^{-2} . Après chaque séquence de chauffe la température induite dans les tissus est calculée par la technique ultrasonore d'imagerie de température développée et validée au LOA. Une carte d'élasticité est également déduite par SSI. Une séquence typique couplée thérapie-imagerie pour cette première série d'expériences est montrée Figure VII-14. Tout d'abord une image échographique de référence est acquise. La séquence de HIFU choisie est ensuite lancée et suivie d'une série d'acquisitions d'images échographiques ultrarapides de manière à pouvoir réaliser des cartes de température et d'élasticité.

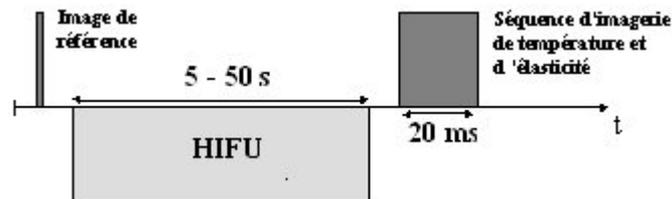


Figure VII-14: séquence mixte thérapie-imagerie

Dans une seconde série d'expériences, les capacités de SSI à détecter une nécrose induite par HIFU sont testées. L'intensité du faisceau de thérapie est alors fixée à son maximum (1000 W.cm^{-2}) et la séquence HIFU rallongée pour s'assurer de la génération d'une nécrose tissulaire. 10 insonifications de 5s à puissance maximale sont induites dans l'échantillon de poulet. Une carte d'élasticité est calculée par SSI à la fin de la séquence de thérapie.

VII.C.3. Résultats

- **Première série d'expériences : variation de l'élasticité en fonction de la température**

Dans cette première série, l'induction d'une nécrose a volontairement été évitée de manière à pouvoir contrôler l'échauffement par la technique d'imagerie de température ultrasonore (celle-ci n'étant plus valable au-delà du seuil de nécrose). Une image de température typique obtenue lors d'un des processus de chauffe (durée d'insonification de 30 s) est montrée Figure VII-15 (gauche). Celle-ci a été superposée sur l'image échographique de l'échantillon. On observe clairement une zone d'échauffement correspondant à la tache focale induite par la sonde de thérapie. Les différentes durées des séquences HIFU ont échauffé les tissus graduellement et de manière réversible sur une fenêtre de variation de température de $30 \text{ }^\circ\text{C}$ (de 20 à $50 \text{ }^\circ\text{C}$ par pas de $5 \text{ }^\circ\text{C}$). Au cours de ces séquences aucune variation notable d'élasticité n'a été détectée. La Figure VII-15 (droite) donne une carte d'élasticité typique (correspondant aussi à la séquence

de chauffe de 30s) obtenue par SSI. La carte est assez homogène avec une élasticité moyenne de 4 kPa et une variance de 4%.

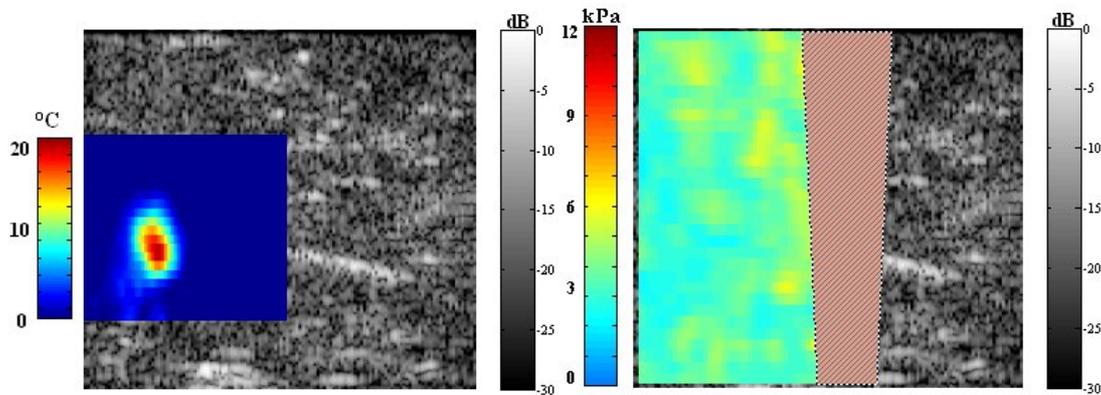


Figure VII-15: carte de température et d'élasticité pour une séquence HIFU de 30 s.

La Figure VII-16 donne la variation de la valeur moyenne de la carte d'élasticité dans la zone de chauffe en fonction du maximum de température induit par chaque séquence.

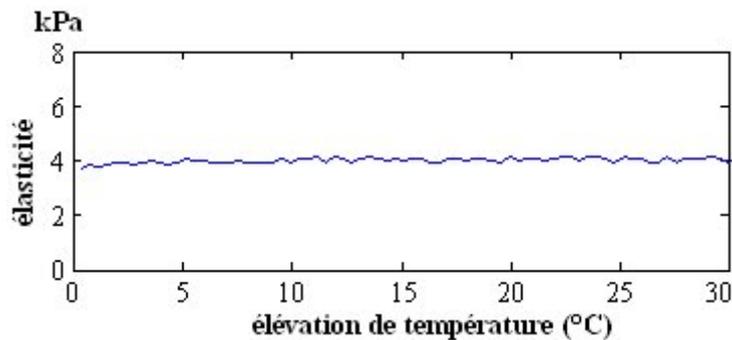


Figure VII-16: évolution de l'élasticité dans la zone de chauffe de la température

La courbe met clairement en évidence une absence de variation de module de cisaillement avec la température. Ces résultats, en accord avec d'autres publications sur la gamme de température étudiée [126], montre que l'étude des variations de module de cisaillement n'est pas intéressante pour contrôler un processus d'échauffement pré-nécrotique. La variation du module de compression, qui est à la base de l'imagerie de température par ultrasons, semble être un paramètre beaucoup plus pertinent.

- **Deuxième série d'expériences : détection d'un nécrose par SSI**

La seuil de nécrose a cette fois été franchi grâce à la séquence HIFU haute puissance. La Figure VII-17 (à gauche) montre une photo de l'échantillon de blanc de poulet après traitement. La zone imagée par la barrette échographique est représentée par un rectangle noir. La nécrose, blanche, circulaire, de diamètre 5 mm, s'y distingue clairement sur le coté gauche de la zone imagée. L'image échographique acquise juste

après le traitement par HIFU est également montrée Figure VII-17 (en haut à droite). La zone nécrotique présente un fort caractère échogène dû à la présence de bulles créées par les ultrasons de haute intensité. Ces bulles s'étalent sur une zone plus large que la nécrose elle-même et ont un caractère temporaire puisqu'elles disparaissent au bout de quelques secondes. Ceci met en évidence les lacunes de l'imagerie échographique simple pour contrôler un processus thérapeutique ultrasonore. La carte d'estimation de température n'a pas été calculée puisque l'algorithme ne peut s'accommoder de la décorrélation du speckle entraînée par la présence de la nécrose. La carte d'élasticité obtenue par SSI sur l'échantillon nécrosé est montrée Figure VII-17 (en bas à droite). Elle met en évidence une forte corrélation entre les variations d'élasticité et les variations de propriétés optiques dues à la présence de la nécrose (voir photo de l'échantillon): la zone nécrosée apparaît nettement plus dure que les tissus environnants (dont l'élasticité est toujours en moyenne de 4 kPa).

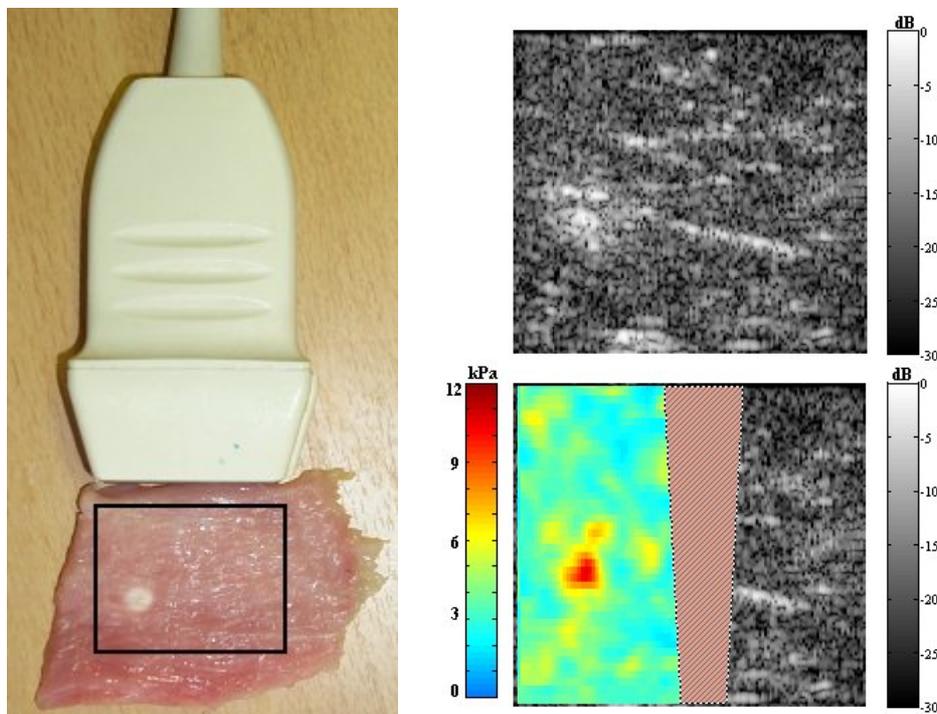


Figure VII-17: Photo, image échographique et carte d'élasticité de la zone nécrosée

Afin d'évaluer de manière plus précise la qualité de l'information fournie par SSI, la carte d'élasticité est comparée avec la géométrie réelle de la nécrose induite. On peut raisonnablement supposer que la géométrie de la nécrose peut être simplement évaluée en quantifiant les variations de propriétés optiques du tissu : la zone nécrosée, donc cuite, est blanche, sa couleur contrastant nettement avec le rose du tissu intact. La photo de l'échantillon a donc été convertie en niveau de gris et normalisée par rapport à son maximum de brillance. Les cartes d'élasticité et de niveau de brillance optique ont été comparées selon deux axes perpendiculaires montrés Figure VII-18.

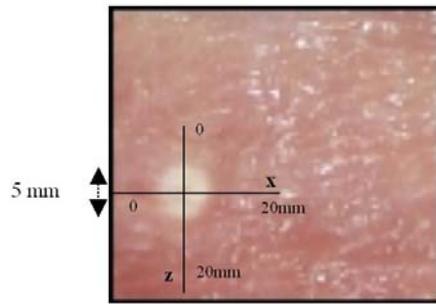


Figure VII-18: zoom sur la photo. Les traits noirs indiquent les axes où les variations d'élasticité et de brillance optique ont été comparées.

La Figure VII-19 montre les variations d'élasticité et de brillance optique selon les deux axes considérés. Précisons que, pour que la comparaison soit possible, les variations d'élasticité ont été centrées par rapport à la valeur moyenne de l'élasticité dans les zones intactes de l'échantillon (4 kPa) puis normalisées par rapport à la valeur maximale mesurée sur l'axe étudié. Il en est de même pour les variations de niveau de gris reflétant la brillance optique de l'échantillon.

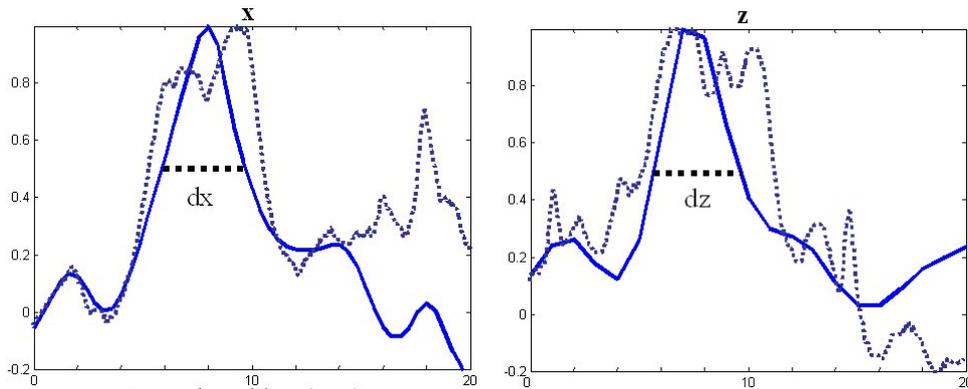


Figure VII-19: variations d'élasticité (trait plein) et de brillance optique (pointillés) selon les deux axes x et z.

La taille de la nécrose selon chacun des axes est définie, sur les deux courbes, comme la largeur à -6 dB (ou à mi hauteur). Le diamètre réel de la nécrose est de 5 mm alors que la zone de grande élasticité a, selon les définitions choisies, une largeur de 4.1 ± 0.1 mm selon l'axe x et une longueur de 4.3 ± 0.2 mm selon l'axe z. Les résultats montrés Figure VII-19 confirment la très forte corrélation qu'il y a entre la géométrie réelle de la nécrose et les caractéristiques de la carte d'élasticité. La carte d'élasticité donne, cependant, une taille de nécrose légèrement sous-estimée possédant un gradient aux frontières moins élevé que celui observé sur la courbe des variations de brillance optique. Nous avons déjà souligné ce phénomène lors de la validation *in vivo* de l'Elastographie Impulsionnelle, où les tumeurs détectées apparaissaient plus petites sur la carte d'élasticité que sur l'image échographique. Ceci s'explique par

l'inexactitude de l'algorithme d'inversion sur les bords d'une hétérogénéité. Rappelons qu'une des hypothèses fondatrices de la formulation de l'algorithme est de supposer le milieu homogène par parties. L'estimation de l'élasticité est donc fautive sur les bords de la nécrose. Cette erreur est de plus légèrement étalée sur une distance de l'ordre du millimètre et le gradient d'élasticité atténué à cause du filtrage spatial effectué sur le champ des déplacements lors de l'application de l'algorithme d'inversion. Ces deux remarques expliquent l'atténuation du gradient d'élasticité et la sous-estimation de la taille de la zone nécrosée. Notons que l'erreur relative sur la géométrie, due à la présence des bords, doit diminuer avec la taille de la nécrose à détecter. Enfin, une fois les bords définis, la valeur moyenne de l'élasticité à l'intérieur de la nécrose peut être estimée. Elle vaut 10.5 ± 0.2 kPa. Le contraste d'élasticité entre les tissus sains et nécrosés est de 2.6 ce qui est relativement cohérent avec les résultats obtenus par d'autres groupes de recherche.

VII.C.4. Discussion

Confirmée sur plusieurs autres échantillons de tissus biologiques, la capacité de la SSI à détecter la présence de zones nécrotiques induites par HIFU est ici démontrée. Son intérêt pour suivre l'échauffement des tissus est en revanche inexistant. Elle se positionne ainsi comme une technique complémentaire de l'imagerie de température par ultrasons. L'association de ces deux techniques offre un système complet de contrôle de traitements thérapeutiques par HIFU uniquement basé sur les ultrasons. L'expérience présentée montre que la SSI est capable de détecter l'apparition de nécroses tout en quantifiant leur élasticité en quelques millisecondes. Cette rapidité d'acquisition offre la possibilité de faire du contrôle temps réel de traitements par HIFU, ce qui n'est pas le cas de la majorité des techniques élastographiques proposées jusqu'à présent. La petite taille de la nécrose détectée met en lumière les capacités d'hyper-résolution de la technique discutée au chapitre V : alors que la longueur d'onde des ondes de cisaillement engendrées dans l'échantillon était de 2 cm, la taille de la lésion détectée est de 5mm (c'est-à-dire un quart de la longueur d'onde de l'onde mécanique).

Le LOA développe actuellement un prototype mixte combinant astucieusement les deux sondes d'imagerie et de thérapie. La sonde de thérapie, annulaire, est composée de 192 transducteurs de haute puissance (de surface 0.3 cm^2) pouvant générer chacun jusqu'à 4 W.cm^{-2} . Ce système est capable de focaliser électroniquement des faisceaux ultrasonores en 3D. Il possède en son centre une ouverture rectangulaire permettant de placer une barrette linéaire d'imagerie. Cette barrette, spécialement conçue pour ce système mixte possède une fréquence centrale de 4 MHz et peut être directement reliée à l'échographe ultrarapide. La Figure VII-20 montre une photo du système mixte. Entièrement basé sur les ultrasons, il permettra la réalisation de traitements par HIFU tout en contrôlant le processus par un système d'imagerie capable de fournir des images échographiques, des cartes de température et des cartes d'élasticité, le tout en temps réel. Les premiers tests sur ce prototype sont prévus très prochainement.



Figure VII-20: Prototype mixte de thérapie-imagerie

TROISIEME PARTIE

ETUDE DE LA VISCOSITE

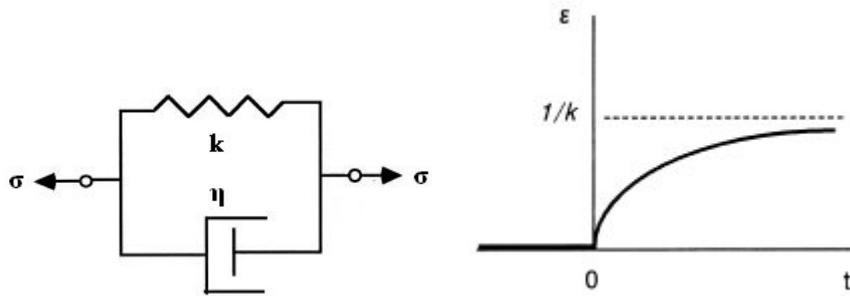
Les travaux présentés dans la deuxième partie de ce manuscrit ont décrit le comportement des ondes mécaniques dans des tissus biologiques en assimilant ces tissus à des solides purement élastiques vis-à-vis des ondes de cisaillement. Les phénomènes de dissipation de l'énergie mécanique ont pourtant une importance non négligeable dans la dynamique des tissus biologiques. Un des mécanismes principaux expliquant cette dissipation est la présence d'effets visqueux, c'est-à-dire de pertes énergétiques associées aux mouvements relatifs des particules ou molécules du milieu lors du passage de l'onde. Le milieu ne doit plus alors être considéré comme un solide élastique mais viscoélastique. L'objectif de cette partie est double :

- d'une part comprendre et modéliser le rôle de ces effets visqueux sur les fronts d'ondes impulsionnels créés par force de radiation (chapitre IX)
- d'autre part d'étudier si la viscosité est une grandeur que l'on peut cartographier par SSI au même titre que l'élasticité (chapitre X). Cela peut s'avérer d'un grand intérêt clinique puisque la cartographie de l'élasticité seule ne suffit pas à la caractérisation de lésions (seulement la détection).

Ces deux études seront précédées d'un chapitre introductif (chapitre VIII), explicitant la notion de viscoélasticité et présentant divers outils expérimentaux utilisés par la suite.

CHAPITRE VIII

INTRODUCTION A LA VISCOELASTICITE



Le modèle de Kelvin-Voigt : une bonne approximation de la rhéologie des tissu mous.

Sommaire :

VIII.A.	GENERALITES.....	182
VIII.B.	VISCOELASTICITE	182
VIII.B.1.	ETUDE PHENOMENOLOGIQUE	182
VIII.B.2.	QUELQUES MODELES RHEOLOGIQUES LINEAIRES	184
VIII.B.3.	APPLICATIONS AUX TISSUS BIOLOGIQUES.....	187
VIII.C.	ETUDE RHEOLOGIQUE DES TISSUS BIOLOGIQUES PAR ELASTOGRAPHIE TRANSITOIRE.	
	188	
VIII.C.1.	PROTOCOLE EXPERIMENTAL.....	188
VIII.C.2.	MODELISATION DE L'EXPERIENCE	190
VIII.C.3.	RESULTATS.....	191
VIII.C.4.	DISCUSSION	192
VIII.D.	VARIATION ET MESURE DE LA VISCOSITE.	192
VIII.D.1.	MESURE DE LA VISCOSITE D'UN GEL	192
VIII.D.2.	REALISATION DE GELS VISQUEUX.....	193

VIII. INTRODUCTION A LA VISCOELASTICITE

VIII.A. Généralités

La plupart des techniques d'élastographie considèrent les tissus biologiques comme des solides purement élastiques et négligent les effets visqueux pouvant affecter les mesures de déplacements mécaniques. Pourtant ces effets semblent bien jouer un rôle dans la dynamique des tissus mous. Taylor *et al* ont, par exemple, mis en évidence une diminution du contraste des images calculées par Sonoélastographie due à la présence d'effets visqueux [127]. En Elastographie Impulsionnelle comme en SSI, ces effets peuvent, en atténuant l'amplitude du front d'onde de cisaillement, altérer la qualité de l'estimation de la carte d'élasticité. Plus généralement, toute sollicitation dynamique des tissus fait intervenir les propriétés viscoélastiques des tissus. La grande majorité des techniques élastographiques est donc concernée (exceptée l'élastographie statique) par ces phénomènes. Ce chapitre introduit donc la notion de viscoélasticité et trouve un modèle permettant de prendre en compte ces phénomènes dans les tissus biologiques. Ces éléments serviront de base théorique pour les chapitres suivants, destinés à comprendre et à quantifier le rôle de la viscosité dans la technique de SSI.

VIII.B. Viscoélasticité

VIII.B.1. Etude phénoménologique

Expérimentalement, il est possible de mettre en évidence et de caractériser les propriétés viscoélastiques des matériaux en utilisant quelques protocoles expérimentaux simples. Nous décrivons ici les plus communs en les illustrant par des exemples simples.

VIII.B.1.a) Mesures statiques

- *Fluage, recouvrance*

L'expérience de fluage consiste à appliquer une contrainte constante sur l'échantillon étudié et à suivre l'évolution de la déformation en fonction du temps. On définit alors la compliance du matériau, rapport de la déformation à la contrainte imposée.

$$C(t) = \frac{\varepsilon(t)}{\sigma_0}$$

La Figure VIII-1 montre une courbe de compliance d'un solide viscoélastique linéaire en échelle logarithmique. On remarque la réponse instantanée du matériau C_g dès l'application de la contrainte, caractéristique de ses propriétés élastiques. Le solide évolue alors vers un état de déformation maximale, définie par une compliance constante C_r . L'évolution temporelle entre la valeur initiale C_g et son état d'équilibre C_r , représentée par un temps caractéristique τ , caractérise ses propriétés visqueuses.

Une expérience de fluage peut être suivie d’une expérience de recouvrance au cours de laquelle on étudie l’évolution de la déformation après suppression de la contrainte.

- *Relaxation*

Un autre expérience typique caractérisant les solides viscoélastiques est l’expérience de relaxation. Elle consiste à appliquer une déformation constante au solide et à suivre l’évolution de la contrainte en fonction du temps. On définit, par analogie avec la compliance, un module de relaxation, rapport de la contrainte à la déformation imposée.

$$G(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0}$$

L’évolution du module de relaxation en fonction du temps est donné Figure VIII-2 en échelle logarithmique. On retrouve les deux valeurs limites (E_g et E_r) ainsi que le temps d’évolution entre les deux, caractéristiques des matériaux solides viscoélastiques linéaires.

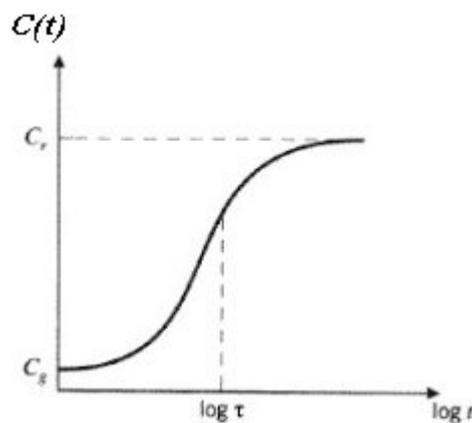


Figure VIII-1: Compliance d’un matériau viscoélastique. (Source [128])

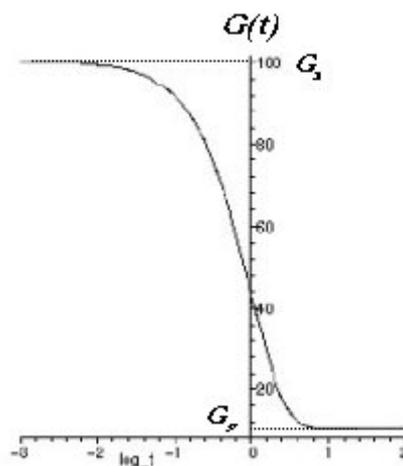


Figure VIII-2: Module de relaxation en fonction du temps. (Source [128])

VIII.B.1.b) Mesures dynamiques

Les deux tests précédents permettent surtout d'étudier la réponse viscoélastique des matériaux sur des temps long (au-delà de la minute). L'étude de la viscoélasticité sur des échelles de temps plus courtes (inférieure à la seconde) se fait généralement en sollicitant le matériau avec une contrainte sinusoïdale à la fréquence désirée. La réponse en déformation, dans le cas de matériau linéaire, est une sinusoïde de même fréquence dont l'amplitude et la phase reflètent les propriétés élastiques et visqueuses. Pour les quantifier on définit le module d'élasticité complexe :

$$G^* = \frac{\sigma^*}{\varepsilon^*} = G' + jG''$$

La caractérisation viscoélastique d'un matériau peut alors se faire en étudiant l'évolution des modules G' et G'' , respectivement module de conservation et module de perte, en fonction de la fréquence de sollicitation.

VIII.B.1.c) Propagation d'ondes

Les rhéomètres classiques permettent de caractériser la réponse viscoélastique dynamique des matériaux sur une gamme de fréquences relativement restreinte : entre 0.1 Hz et 30 Hz typiquement. Les études rhéologiques à des fréquences plus élevées, très intéressantes dans le cas de solides viscoélastiques, sont plus difficiles à mettre en œuvre. Une solution intéressante consiste à étudier la propagation d'ondes mécaniques monochromatiques (de compression ou de cisaillement) dans le milieu. Leurs propriétés, la vitesse de propagation et le coefficient d'atténuation, sont directement reliées aux caractéristiques viscoélastiques des tissus. L'évolution de la vitesse et de l'atténuation (de compression ou de cisaillement) en fonction de la fréquence peut alors se faire sur des gammes de fréquences bien plus élevées (jusqu'à plusieurs MHz, les valeurs maximales dépendant du type de matériau examiné).

VIII.B.2. Quelques modèles rhéologiques linéaires

La mise en équation des comportements observés expérimentalement peut se faire à l'aide de modèles rhéologiques [129]. Les comportements élastiques et visqueux se modélisent, dans le cadre de la théorie linéaire, par les équations constitutives suivantes :

- La loi de Hooke reliant linéairement la contrainte à la déformation via le module d'élasticité k :

$$\sigma = k\varepsilon$$

- La loi de Newton reliant linéairement la contrainte à la dérivée temporelle de la déformation via la viscosité η .

$$\sigma = \eta \frac{d\varepsilon}{dt}$$

On les représente généralement à l'aide d'un ressort de raideur k et d'un amortisseur de viscosité η comme montré sur la Figure VIII-3.



Figure VIII-3: Représentation des comportements élastique et visqueux

La modélisation d'un comportement viscoélastique réel revient à créer des combinaisons de ces éléments de base. Voici les modèles les plus courants :

- *Maxwell*

Le modèle de Maxwell est constitué d'un ressort et d'un amortisseur en série. Son équation constitutive s'écrit :

$$\sigma + \frac{\eta}{k} \frac{d\sigma}{dt} = \eta \frac{d\varepsilon}{dt}$$

On en déduit sa fonction de fluage :

$$\varepsilon = \frac{1}{k} \left(\frac{t}{\tau} + 1 \right) \text{ avec } \tau = \eta/k$$

Le schéma du modèle ainsi que sa réponse en fluage sont donnés Figure VIII-4. Ce modèle représente généralement un comportement de fluide visqueux puisque le milieu soumis à une contrainte constante tend à s'écouler. Il modélise par exemple assez bien le comportement de polymères thermoplastiques aux temps longs.

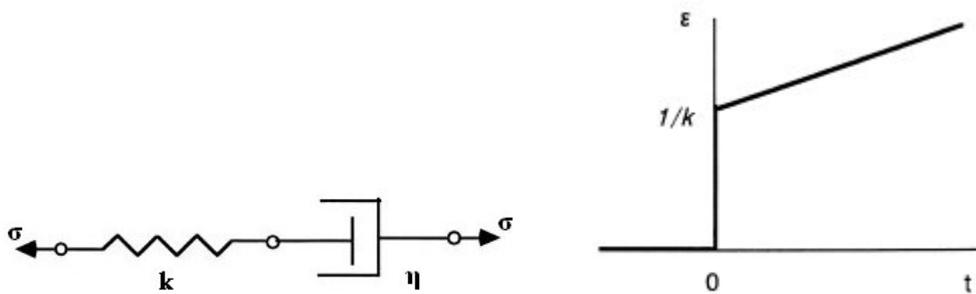


Figure VIII-4: Modèle de Maxwell. Schéma et réponse en fluage.

- *Kelvin-Voigt*

Le modèle de Kelvin Voigt se compose d'un ressort et d'un amortisseur en parallèle. Son équation constitutive s'écrit :

$$\sigma = k\varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt}$$

et sa fonction de fluage :

$$\varepsilon = \frac{1}{k} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right]$$

Son schéma ainsi que sa réponse en fluage sont montrés Figure VIII-5.

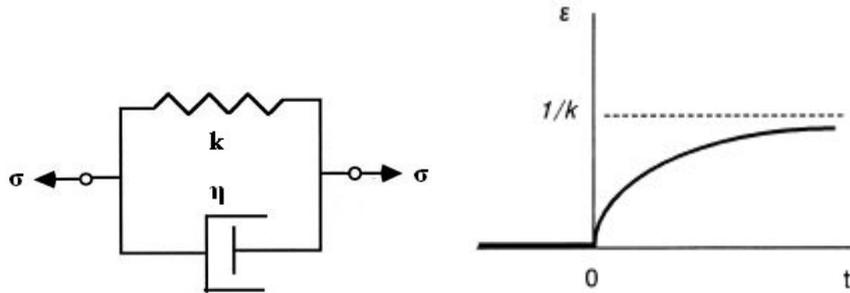


Figure VIII-5: Modèle de Kelvin-Voigt. Schéma et réponse en fluage.

Dans ce modèle, il n'y a pas de réponse instantanée à l'application de la contrainte mais le système tend vers un état d'équilibre où la déformation est maximale. Le comportement est donc plus proche d'un solide que d'un liquide. C'est la solution la plus simple pour modéliser un solide viscoélastique.

- Standard linéaire

Le modèle standard linéaire généralise le modèle de Voigt en lui ajoutant un ressort en série. Cela permet de modéliser une réponse mécanique instantanée. Son schéma est donné Figure VIII-6. On se retrouve alors avec des fonctions de fluage similaires à la fonction expérimentale présentée Figure VIII-1.

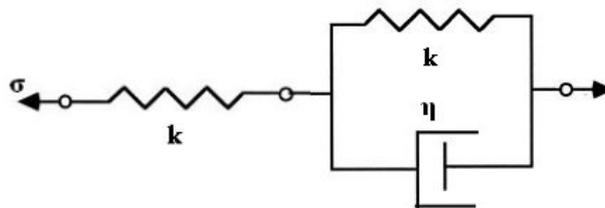


Figure VIII-6: schéma du modèle standard linéaire

- Modèles Généralisés

Le comportement des matériaux et en particulier des solides viscoélastiques ne peut généralement pas se décrire à l'aide d'une seule constante de temps comme le font les modèles les plus simples présentés plus haut. Un solide viscoélastique se comporte généralement de manière différente selon l'échelle de temps à laquelle on l'observe. Il est donc nécessaire, pour pouvoir modéliser la dynamique du matériau sur une large gamme spectrale, de généraliser la méthode en concaténant plusieurs de ces modèles de base. La Figure VIII-7 montre un modèle de Maxwell généralisé, où plusieurs constantes de temps sont définies pour modéliser la dynamique matériau à différentes échelles.

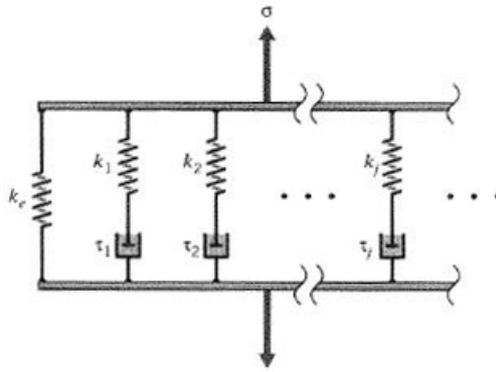


Figure VIII-7: Modèle de Maxwell généralisé

Une autre approche pour modéliser proprement les comportements des matériaux est non pas de complexifier le modèle mais de généraliser la loi de Newton : la contrainte n'est plus proportionnelle à la dérivée première de la déformation mais à une dérivée fractionnaire de celle-ci. Ainsi, le modèle est fixé (par exemple le modèle de Voigt pour les solides viscoélastiques) et le degré fractionnaire de la dérivée est un paramètre ajustable pour coller au mieux aux comportements dynamiques du matériau étudié. Cette approche, développée par Szabo [44], donne des résultats assez probants sur une large gamme de solides viscoélastiques.

VIII.B.3. Application aux tissus biologiques.

L'objectif de ces travaux n'est pas de comprendre et de modéliser la viscoélasticité pour l'ensemble des solides viscoélastiques mais de trouver un modèle rhéologique adapté aux tissus biologiques et capable d'expliquer la dynamique des tissus lors d'une expérience d'élastographie. Ce modèle doit se révéler satisfaisant sur l'ensemble de la gamme fréquentielle exploitée par les techniques élastographiques dynamiques, c'est-à-dire entre 10 et 2000 Hz (nous ne prenons pas en compte l'élastographie statique qui n'est sensible qu'au module d'élasticité). Notre stratégie a été de choisir le modèle le plus simple possible puis de le confronter à l'expérience élastographique. Les tissus biologiques étant assimilés à des solides viscoélastiques mous, deux modèles simples peuvent être envisagés : celui de Maxwell et celui de Kelvin-Voigt. Bien que le premier soit plutôt proche des liquides visqueux sur des temps d'observation longs, il peut quand même s'avérer pertinent, compte tenu du caractère mou des tissus et de la gamme de fréquences élevées exploitées par l'élastographie. La section suivante présente une étude rhéologique sur les tissus biologiques menée au laboratoire par S. Catheline [130] et confronte les prédictions de ces deux modèles aux résultats expérimentaux obtenus en étudiant la propagation d'ondes de cisaillement monochromatiques.

VIII.C. Etude rhéologique des tissus biologiques par Elastographie transitoire.

VIII.C.1. Protocole expérimental

L'expérience consiste à étudier la propagation d'ondes planes de cisaillement en utilisant l'échographe ultrarapide. Les ondes planes de cisaillement sont créées sur le milieu d'étude par une large plaque en aluminium (11 par 17 cm) liée à un vibreur Bruel&Kjaer et oscillant transversalement à une fréquence choisie par l'expérimentateur (entre 50 et 500 Hz). Les déplacements transverses induits dans le gel sont calculés en imageant le milieu à une cadence ultrarapide (3000 Hz) avec la barrette ultrasonore Vermon (128 éléments, 4.3 Mhz) liée à l'échographe ultrarapide, et en corrélant les images speckle deux à deux avec l'algorithme d'intercorrélation 1D. La zone imagée est un plan de 40x40 mm² perpendiculaire à la plaque en aluminium. L'ensemble du protocole expérimental est montré Figure VIII-8.

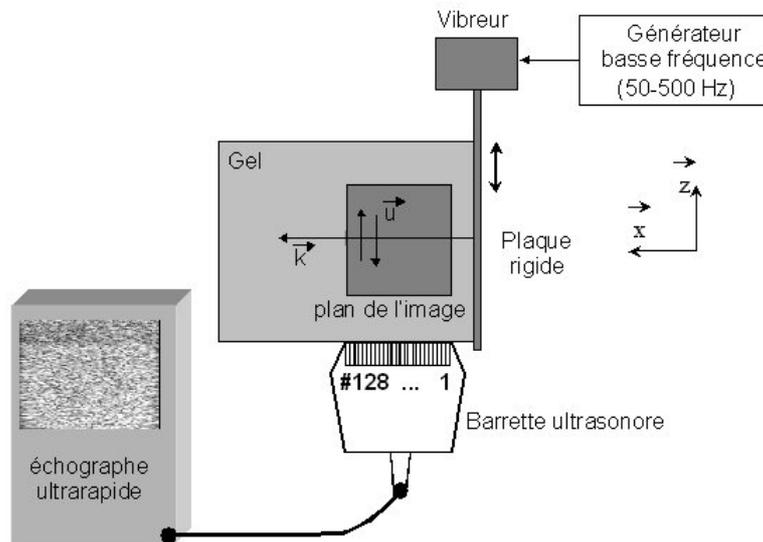


Figure VIII-8: Protocole expérimental

La Figure VIII-9 montre le film de déplacements, imagés par l'échographe ultrarapide pour une excitation mécanique monochromatique de 100 Hz. On constate que l'onde est bien plane, permettant ainsi de s'affranchir de la diminution d'amplitude du front d'onde due aux effets de diffraction. Cette configuration permet une analyse plus simple des propriétés viscoélastiques des tissus puisque la décroissance de l'amplitude de l'onde n'est due qu'aux phénomènes visqueux. De ce front d'onde on peut déduire la vitesse de propagation ainsi que le coefficient d'atténuation des ondes de cisaillement dans le milieu à la fréquence considérée. Ceux-ci sont calculés en estimant la pente des droites représentant respectivement l'évolution de la phase et de l'amplitude de l'onde en fonction de la profondeur de propagation. On mesure ainsi $v = 2.26 \pm 0.003 m.s^{-1}$ et $\alpha = 23 \pm 1 m^{-1}$. Notons que l'erreur sur l'estimation de l'atténuation est nettement plus grande que celle sur la vitesse, la décroissance de l'amplitude du front d'onde étant plus bruitée.

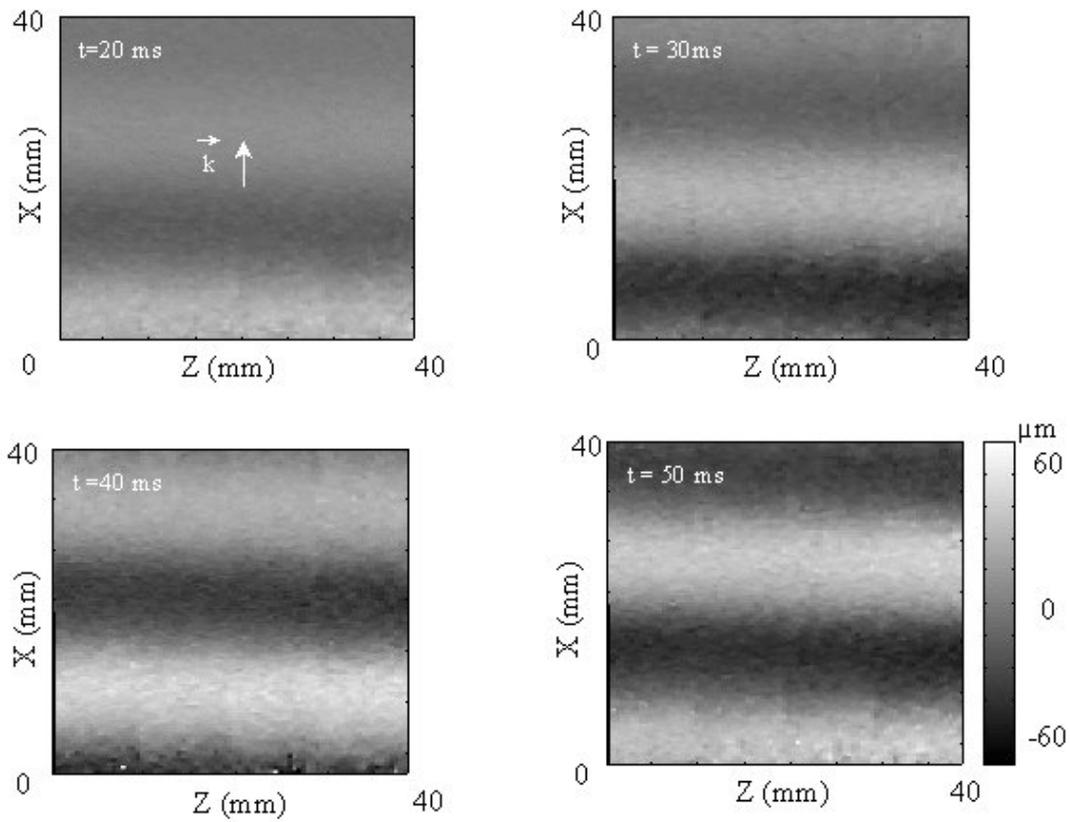


Figure VIII-9: Onde plane de cisaillement expérimentale dans un gel de gélatine

Le protocole présenté ci-dessus est répété en faisant varier la fréquence d'excitation mécanique sur une gamme allant de 50 à 500 Hz par pas de 25 Hz. Au-delà de 500 Hz, l'atténuation est trop forte pour pouvoir effectuer la mesure.

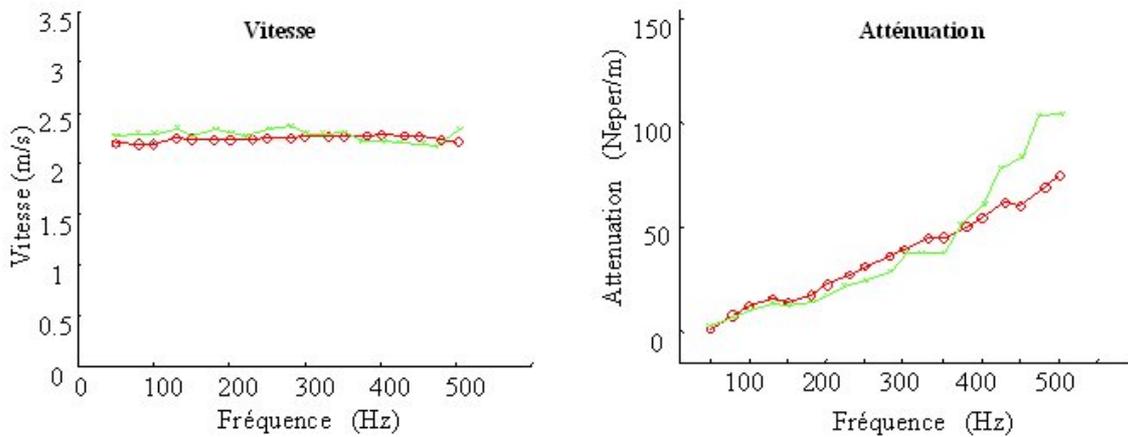


Figure VIII-10: Evolution de la vitesse et de l'atténuation de l'onde en fonction de sa fréquence

On en déduit l'évolution de la vitesse de propagation et de l'atténuation en fonction de la fréquence de l'onde de cisaillement pour deux expériences similaires montrées Figure VIII-10. On observe une vitesse quasiment constante sur la gamme de fréquence étudiée mais une variation assez prononcée de l'atténuation en fonction de la fréquence.

VIII.C.2. Modélisation de l'expérience

La propagation des ondes planes monochromatiques de cisaillement peut se modéliser par l'équation unidimensionnelle de Helmholtz. Dans le domaine de Fourier celle-ci s'écrit:

$$\Delta u_z(x,t) + k^2 u_z(x,t) = 0$$

où $k = k_r - j\alpha$ est le nombre d'onde complexe. $c = \frac{\omega}{k_r}$ est la vitesse de phase et α l'atténuation de ces ondes.

Selon le modèle rhéologique choisi pour l'équation du mouvement, le vecteur d'onde complexe k s'exprime différemment. Le système d'équation ci-dessous donne l'expression de k respectivement pour le modèle de Voigt et le modèle de Maxwell :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\rho \omega^2}{(\mu_1 + i\omega \mu_2)} U = 0 \\ \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\rho \omega^2 (\mu_1 + i\omega \mu_2)}{i\omega \mu_1 \mu_2} U = 0 \end{array} \right.$$

μ_1 et μ_2 étant respectivement l'élasticité et la viscosité de cisaillement. On en déduit les valeurs de la vitesse de phase et de l'atténuation pour chacun des modèles (où l'on note les indices V pour Voigt et M pour Maxwell):

$$\left\{ \begin{array}{l} c^V = \sqrt{\frac{2(\mu_1^2 + \omega^2 \mu_2^2)}{\rho(\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega^2 \mu_2^2})}} \\ c^M = \sqrt{\frac{2\mu_1}{\rho(1 + \sqrt{1 + \frac{\mu_1^2}{\omega^2 \mu_2^2}})}} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha^V = \sqrt{\frac{\rho \omega^2 (\sqrt{\mu_1^2 + \omega^2 \mu_2^2} - \mu_1)}{2(\mu_1^2 + \omega^2 \mu_2^2)}} \\ \alpha^M = \sqrt{\frac{\rho \omega^2 (\sqrt{1 + \frac{\mu_1^2}{\omega^2 \mu_2^2}} - 1)}{2\mu_1}} \end{array} \right.$$

VIII.C.3. Résultats

Il est ainsi possible de comparer les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques des deux modèles. La Figure VIII-11 montre ces courbes théoriques de l'évolution de la vitesse et de l'atténuation en fonction de la fréquence, superposées aux résultats expérimentaux.

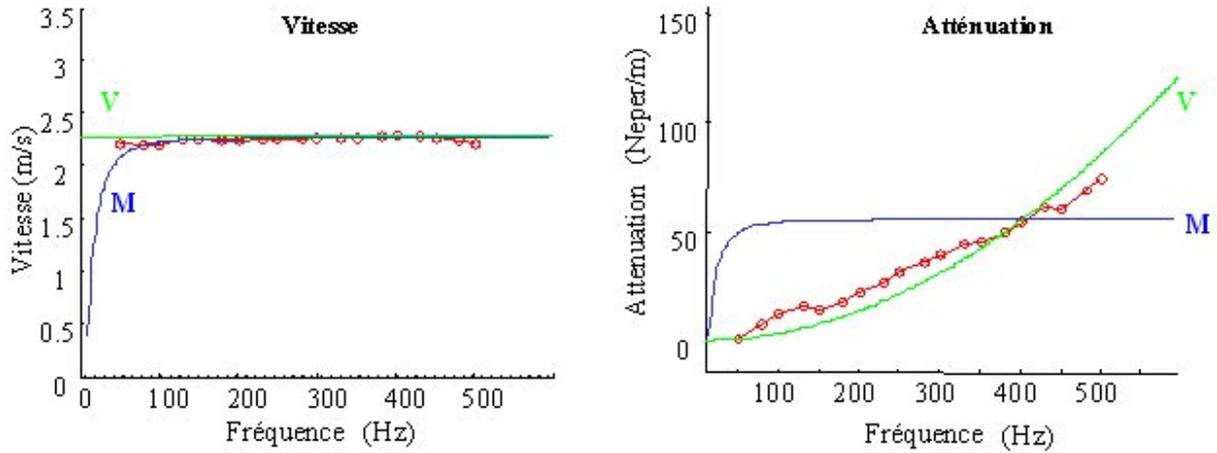


Figure VIII-11: Comparaison théorie-expérience pour les deux modèles rhéologiques sur un gel de gélatine (V= Voigt, M= Maxwell).

Si les variations de vitesse sont identiques pour les deux modèles excepté aux très basses fréquences, les courbes de l'atténuation montrent clairement que le modèle de Voigt colle assez bien aux données expérimentales alors que celui de Maxwell en est loin. Afin de vérifier cette assertion, non pas dans un gel de gélatine mais dans les tissus biologiques, la même série d'expériences a été réalisée *in vitro* sur un échantillon de viande. Les résultats sont montrées Figure VIII-12.

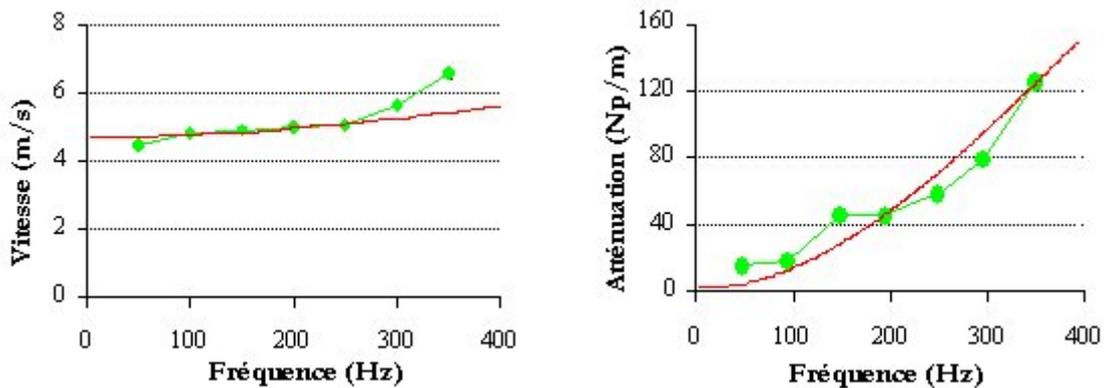


Figure VIII-12: Comparaison théorie-expérience pour les deux modèles rhéologiques sur un morceau de viande.

Les courbes montrent une bonne concordance entre les résultats sur l'échantillon de viande et les prévisions théoriques données par le modèle de Voigt et ce sur une gamme de fréquence allant de 50 à 400 Hz. On observe, contrairement au cas du gel de gélatine, une variation de vitesse avec la fréquence (de l'ordre de 15 %) mettant en valeur les effets de dispersion.

VIII.C.4. Discussion

La dynamique des tissus biologiques semble donc être correctement modélisée par le modèle de Kelvin-Voigt sur la gamme de fréquences concernées par les techniques d'élastographie. Nous répondons ainsi à une question importante pour la modélisation de la viscosité dans les tissus biologiques. C'est sur ces résultats que nous avons basé nos travaux présentés dans les deux prochains chapitres. Des analyses expérimentales plus poussées et des modèles rhéologiques plus complexes peuvent être envisagés pour modéliser plus finement l'ensemble des tissus biologiques et toutes les gammes de fréquences. Cela n'est pas ici notre objectif. Nous supposerons donc le modèle de Voigt suffisant et l'adopterons pour l'étude de la viscosité en SSI. La qualité des résultats de notre étude nous indiquera si ce choix est judicieux.

VIII.D. Variation et mesure de la viscosité.

VIII.D.1. Mesure de la viscosité d'un gel

Le protocole expérimental proposée par S. Catheline pour étudier la rhéologie des tissus peut également être utilisé pour mesurer leur viscosité d'un milieu homogène. Rappelons que l'atténuation s'exprime selon la formule :

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho\omega^2(\sqrt{\mu_1^2 + \omega^2\mu_2^2} - \mu_1)}{2(\mu_1^2 + \omega^2\mu_2^2)}}$$

Si l'on considère que les effets de dispersion sont faibles, ce qui est le cas dans la majorité des tissus, alors

$$\frac{\omega^2\mu_2}{\mu_1} \ll 1 \text{ et donc:}$$

$$\alpha \cong \frac{\omega^2\mu_2}{2\rho c^3} = \frac{\omega^2\nu}{2c^3}$$

où $c = \sqrt{\frac{\mu_1}{\rho}}$ est défini comme la vitesse thermodynamique de l'onde et est assimilée en première approximation à la vitesse de propagation du front d'onde (ce qui est le cas si les effets de dispersion sont nuls). L'atténuation est donc une fonction quadratique de fréquence dans le cadre du modèle de Voigt. L'interpolation des données expérimentales par une fonction quadratique permet une estimation de la viscosité globale du milieu étudié. Ainsi l'estimation de la viscosité dans le gel utilisé dans l'expérience décrite au paragraphe précédent peut être estimé à 0.2 Pa.s et celle du morceau de viande à 3 Pa.s. Nous

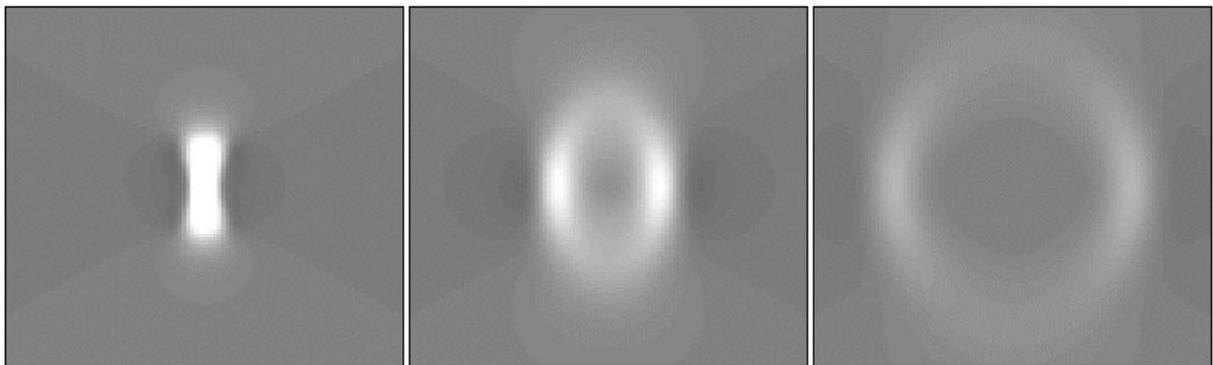
utiliserons donc cette approche au cours de nos études pour avoir des mesures de référence de la viscosité globale des milieux étudiés.

VIII.D.2. Réalisation de gels visqueux

Afin de mener à bien nos études sur la viscosité, nous avons été amenés à fabriquer des gels de viscosité différentes. Une variation contrôlée de l'élasticité des gels d'Agar gélatine est assez facile à faire. Il suffit d'augmenter le pourcentage de gélatine, donc la quantité de liaisons hydrogènes responsables du caractère élastique du gel. Il est nettement plus difficile de faire varier de façon contrôlée la viscosité de ces gels. Nous avons donc débuté une collaboration avec le Laboratoire de Biorhéologie et d'Hydrodynamique Physicochimique de l'université de Paris VII de manière à être capable de fabriquer des gels adaptés à l'élastographie et dont les paramètres visqueux et élastiques peuvent être choisis par l'expérimentateur. L'intérêt commun résidant dans le fait de pouvoir proposer à terme des moyens de caractérisation rhéologique des milieux mous complémentaires (la SSI étudiant les milieux à beaucoup plus haute fréquence que les rhéomètres). Une des premières solutions envisagées a été de changer la viscosité du substrat liquide servant à fabriquer les gels de gélatine : à la place de l'eau, une solution liquide de viscosité plus grande était utilisée pour réaliser le mélange Agar-Gélatine. De la gomme de Xanthane sous forme de poudre est donc ajoutée à l'eau pour augmenter la viscosité de la solution. Le gel de gélatine est ensuite réalisé de la même manière que dans l'expérience précédente. Deux gels ont été réalisés selon ce protocole : l'un sans Xanthane, avec 5 % de gélatine et 1% d'agar, l'autre avec une solution de 0.1 % de Xanthane et les mêmes concentrations en gélatine et agar. Les propriétés viscoélastiques de ces deux gels homogènes ont été mesurées selon la méthode décrite ci-dessus. On mesure une élasticité de 2.2 kPa et une viscosité de 0.1 Pa.s pour le gel classique alors que ces grandeurs sont de 2.1 kPa et 0.3 Pa.s pour le gel contenant du Xanthane. On augmente bien la viscosité du gel en augmentant le pourcentage de Xanthane tout en ne faisant pratiquement pas varier l'élasticité. Ce protocole a cependant des limites. Il ne permet pas de faire varier la viscosité sur des fenêtres très larges. Une augmentation trop importante de la concentration en Xanthane rend la solution trop visqueuse et empêche l'établissement des liaisons hydrogènes. Le gel ne prend pas et reste à l'état liquide. Des viscosités au-delà de 0.8 Pa.s ne peuvent être dépassées. Des solutions avec des gels chimiques sont actuellement envisagées. Dans l'attente d'une solution plus robuste et adaptée, cette approche reste tout de même intéressante pour fabriquer des gels viscoélastiques hétérogènes et mener à bien l'étude sur la viscosité par SSI.

CHAPITRE IX

L'INFLUENCE DE LA VISCOSITE SUR LES ONDES DE CISAILLEMENT: ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE



Simulation d'une onde de cisaillement induite par pression de radiation dans un milieu mou viscoélastique

Publications associées:

J. Bercoff, M. Tanter, M. Muller and M. Fink, "The role of viscosity in the impulse diffraction field of elastic waves induced by the acoustic radiation force" *IEEE Transactions for Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, , 2004.

Sommaire :

IX.A.	DERIVATION DE LA FONCTION DE GREEN VISCOELASTIQUE	196
IX.B.	SIMULATION DE GREEN EN MILIEU VISCOELASTIQUE : VALIDATION THEORIQUE ET EXPERIMENTALE	202
IX.B.1.	ETUDE DE LA SOLUTION DE GREEN VISCOELASTIQUE.....	202
IX.B.2.	VALIDATION THEORIQUE ET LIMITE DE LA SIMULATION.....	204
IX.B.3.	VALIDATION EXPERIMENTALE IN VITRO	207
IX.C.	DISCUSSION.....	211
IX.C.1.	INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DE LA SOURCE MECANIQUE	211
IX.C.2.	INFLUENCE DU TERME DE COUPLAGE.....	212
IX.C.3.	INFLUENCE DE LA VISCOSITE.....	213
IX.C.4.	METHODE DE MESURE DE LA VISCOSITE BASEE SUR LA FONCTION DE GREEN VISCOELASTIQUE.....	214
IX.C.5.	CONCLUSION	215

IX. L'INFLUENCE DE LA VISCOSITÉ SUR LES ONDES DE CISAILLEMENT: ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE

Ce chapitre étudie l'influence de la viscosité sur les ondes mécaniques impulsionnelles créées par pression de radiation. Nous avons vu au chapitre VI qu'il était possible de modéliser la propagation de ces ondes en utilisant la fonction de Green du champ de déplacement dans un solide purement élastique. Des différences sur l'amplitude ainsi que sur la forme du champ entre la modélisation et l'expérience ont pourtant été mises en évidence. Nous proposons ici de généraliser cette approche en tenant compte des effets visqueux, l'objectif étant de parvenir à une modélisation et à une compréhension très propres de l'ensemble des effets influençant la propagation des ondes mécaniques dans les tissus biologiques. Dans la première partie de ce chapitre (IX.A), nous dérivons, en se calquant sur le formalisme d'Aki et Richards [109], la fonction de Green du champ de déplacements dans un solide supposé visqueux et élastique. L'expression analytique obtenue servira de base à la création d'une simulation 3D modélisant la réponse d'un milieu viscoélastique homogène à une sollicitation mécanique quelconque. Nous utiliserons cette simulation pour valider notre théorie aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental (IX.B). La dernière partie (IX.C) étudie et isole l'influence des différents paramètres responsables de la forme du front d'onde de cisaillement généré par pression de radiation dans les milieux mous (diffraction, géométrie de la source, viscosité...), de manière à atteindre une compréhension très fine de la propagation des ondes mécaniques dans les tissus. Nous montrons ainsi que notre modèle fournit une description très proche de la dynamique réelle des milieux mous et peut servir de support à l'étude d'un algorithme d'inversion viscoélastique développé au chapitre X.

IX.A. Dérivation de la fonction de Green viscoélastique

Nous décrivons ici les grandes lignes du calcul de la fonction de Green du champ de déplacement dans un solide viscoélastique. Les calculs ne sont détaillés que s'ils sont novateurs et se démarquent de la formulation d'Aki dans le cas d'un solide élastique.

Considérons un solide homogène, infini et isotrope. Nous modélisons le comportement viscoélastique de ce solide en utilisant le modèle de Voigt. Quatre paramètres doivent donc être définis : λ et μ les coefficients de Lamé élastiques définis au chapitre VI ainsi que η_p et η_s les viscosités de compression et de cisaillement. La densité du milieu est notée ρ . On suppose l'existence d'une force volumique extérieure $\vec{f}(\vec{r}, t)$ excitant le milieu viscoélastique. Le champ de déplacement $\vec{u}(\vec{r}, t)$ vérifie alors l'équation de Navier :

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{u}(\vec{r}, t) = (\bar{\lambda} + \bar{\mu}) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}(\vec{r}, t)) + \bar{\mu} \Delta \vec{u}(\vec{r}, t) + \vec{f}(\vec{r}, t)$$

avec $\bar{\lambda} = \lambda + \eta_p \frac{\partial}{\partial t}$ et $\bar{\mu} = \mu + \eta_s \frac{\partial}{\partial t}$. La résolution analytique de cette équation donnant la réponse du

tissu à une sollicitation extérieure quelconque peut se faire en adoptant le formalisme de Green.

Supposons donc que la force extérieure est un Dirac spatio-temporel situé au point de coordonnées \vec{r}_0 ,

ayant lieu à t_0 et dont la direction est fixée par le vecteur \vec{a} :

$$\vec{f}_0(\vec{r}, t) = \vec{a} \delta(t - t_0) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$$

Le milieu étant considéré comme infini et homogène, on peut le supposer invariant par translation dans l'espace et dans le temps. On peut donc supposer, sans réduire la généralité de notre formulation, que la

source est située à l'origine de notre repère spatio-temporel ($\vec{r}_0 = \mathbf{0}$, $t_0=0$). On peut donc réécrire

l'équation de Navier sous la forme suivante :

$$(\lambda + \mu + (\eta_p + \eta_s) \frac{\partial}{\partial t}) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}_0(\vec{r}, t)) + (\mu + \eta_s \frac{\partial}{\partial t}) \Delta \vec{u}_0(\vec{r}, t) - \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{u}_0(\vec{r}, t) = -\vec{a} \delta(t) \delta(\vec{r})$$

avec les conditions initiales suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} \vec{u}(\vec{r}, 0) = \mathbf{0} \\ \vec{u}(\vec{r}, 0) = \mathbf{0} \end{array} \right. \quad (\forall \vec{r}, \forall t \leq 0)$$

La force volumique s'écrivant alors $\vec{f}_o(\vec{r}, t) = \vec{a} \delta(\vec{r}) \delta(t)$, $a = \|\vec{a}\|$ est son amplitude et $\vec{a}/\|\vec{a}\|$ sa

direction. En appliquant le théorème de Lamé, il est possible de décomposer le champ de déplacements et

le champ de force en une somme de deux champs, respectivement à rotationnel et à divergence nuls :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \vec{f} = \nabla \varphi_f + \nabla \times \vec{\psi}_f & \nabla \cdot \vec{\psi}_f = 0 \\ \vec{u} = \nabla \varphi_u + \nabla \times \vec{\psi}_u & \nabla \cdot \vec{\psi}_u = 0 \end{array} \right.$$

φ_u , $\vec{\psi}_u$ et φ_f , $\vec{\psi}_f$ sont respectivement les couples de potentiels de Helmholtz pour le champ de

déplacements et pour le champ de force. L'avantage de cette décomposition est que l'équation de Navier

se réduit pour les potentiels de Helmholtz du champ de déplacements à de simples équations d'onde:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \varphi_u}{\partial t^2} = \frac{\varphi_f}{\rho} + (c_p^2 + v_p \frac{\partial}{\partial t}) \Delta \varphi_u \\ \frac{\partial^2 \vec{\psi}_u}{\partial t^2} = \frac{\vec{\psi}_f}{\rho} + (c_s^2 + v_s \frac{\partial}{\partial t}) \Delta \vec{\psi}_u \end{array} \right.$$

$c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ et $c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ sont respectivement les vitesses des ondes de compression (ondes P) et de

cisaillement (ondes S), $v_p = \frac{\eta_p + 2\eta_s}{\rho}$ et $v_s = \frac{\eta_s}{\rho}$ étant définies comme les viscosités cinématiques de compression et de cisaillement.

La méthode pour résoudre ces équations se décompose alors en trois étapes : (i) calculer les potentiels de Helmholtz pour le champ de force, (ii) résoudre les équations d'ondes vérifiées par les potentiels du champ de déplacements, (iii) déduire le champ de déplacements à partir de l'expression de ces potentiels.

(i) *Calcul des potentiels*

Ce calcul ne dépendant pas des éventuelles caractéristiques visqueuses du solide, nous nous référons donc au calcul dérivé par Aki et en donnons juste le résultat. Pour une source impulsionnelle $\vec{f}_o(\vec{r}, t) = a\delta(\vec{r})\delta(t)\vec{e}_1$ dirigée selon l'axe \vec{e}_1 , les potentiels s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_f = -\frac{a\delta(t)}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right) \\ \vec{\psi}_f = \frac{a\delta(t)}{4\pi} \left(0, \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right), -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right) \right) \end{array} \right.$$

Remarquons qu'une source ponctuelle a des potentiels de Helmholtz étendus dans l'espace, c'est-à-dire non nuls en dehors de la région de la source. Ceci souligne le caractère artificiel de la décomposition, montrant que les potentiels calculés, s'il permettent une simplification de la résolution mathématique, n'ont aucun sens physique.

(ii) *Résolution des équations d'ondes vérifiées par les potentiels du champ de déplacements.*

Résoudre les équations vérifiées par φ_u et $\vec{\psi}_u$ revient d'abord à trouver la fonction de Green vérifiant les équations :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} g_i(\vec{r}, t) - \left(c_i^2 + v_i \frac{\partial}{\partial t} \right) \Delta g_i(\vec{r}, t) = \delta(\vec{r})\delta(t) \quad i = p, s$$

où i est l'indice caractérisant les termes de compression ou de cisaillement. Cette fonction de Green sera ensuite convoluée par les termes sources (c'est-à-dire les potentiels du champ de force) pour en déduire l'expression mathématique des potentiels φ_u et $\vec{\psi}_u$ du champ de déplacements.

Compte tenu des hypothèses faites (milieu infini, homogène), on peut supposer, en considérant le problème à symétrie sphérique, que la variation spatiale de la solution aux équations précédentes ne dépend que de la valeur absolue de la distance à la source $r = |\vec{r}|$. En exprimant l'opérateur Laplacien et la distribution de Dirac en coordonnées sphériques, on peut réécrire les équations précédentes :

$$\frac{\partial^2 g_i}{\partial t^2} - \left(c_i^2 + v_i \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial^2 g_i}{\partial r^2} = \frac{\delta(r)}{4\pi r^2} \delta(t) \quad i = p, s$$

En introduisant la notation $g_{ri} = r \cdot g_i$, cette équation peut se réécrire pour $\vec{r} \neq 0$:

$$\frac{\partial^2 g_{ri}}{\partial t^2} - \left(c_i^2 + v_i \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 g_{ri}}{\partial r^2} = 0 \quad i = p, s$$

C'est une équation différentielle aux dérivées partielles avec deux variables r et t . Pour la résoudre, nous effectuons tout d'abord une transformée de Fourier dans le domaine spatial que l'on définit de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} F(k, t) = \int_r f(r) e^{+jkr} dr \\ f(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_k F(k, t) e^{-jkr} dk \end{array} \right.$$

Dans l'espace dual (k, t) , l'équation différentielle se réécrit :

$$(IX-1) \quad \frac{\partial^2 G_{ri}}{\partial t^2} + k^2 v_i \frac{\partial G_{ri}}{\partial t} + k^2 c_i^2 G_{ri} = 0 \quad i = p, s$$

où G_{ri} est la transformée de Fourier spatiale de g_{ri} .

Nous devons faire à ce stade du calcul une hypothèse qui va fixer les limites de validité de notre expression mathématique finale : on suppose que les effets visqueux sont un ordre de grandeur en dessous des effets élastiques. Mathématiquement :

$$c_i \gg k v_i$$

Ceci revient à supposer que la viscosité influence peu la vitesse de propagation, c'est-à-dire qu'elle induit une dispersion négligeable. Une autre façon de voir les choses est d'exprimer cette hypothèse avec la distance d'atténuation de l'onde :

$$c_i \gg k v_i \Leftrightarrow Latt = \frac{1}{\alpha_s} = \frac{2c_i^3}{\omega^2 v_i} \propto \frac{\lambda^2 c_i}{v_i} \gg \lambda$$

puisque $k \propto \frac{1}{\lambda}$. α_s est le coefficient d'atténuation, λ la longueur d'onde et ω la fréquence.

La distance d'atténuation est donc supposée nettement plus grande que la longueur d'onde, ce qui implique que les effets visqueux sont suffisamment faibles pour permettre aux ondes mécaniques de se propager au moins sur une longueur d'onde. Nous discuterons des conséquences théoriques et expérimentales de cette hypothèse dans la section suivante (IX.B).

Avec cette hypothèse, la résolution de cette équation différentielle du second ordre peut se faire de manière très classique (calcul du déterminant...). La solution s'écrit alors :

$$G_{ri}(k, t) = e^{-\frac{1}{2}k^2 v_i t} e^{-jkc_i t}$$

Soulignons que si l'on suppose le milieu purement élastique, alors $G_{ri} = e^{-jkc_it}$ dont la transformée de Fourier spatiale inverse est un Dirac propagatif, conformément aux résultats d'Aki présentés au chapitre VI. La solution de Green viscoélastique se calcule en prenant la transformée de Fourier spatiale inverse de G_{ri} :

$$g_{ri}(r, t) = \mathbf{F}^{-1} \left\{ e^{-\frac{1}{2}k^2 v_i t} e^{-jkc_it} \right\} = \mathbf{F}^{-1} \left\{ H(k) e^{-jkc_it} \right\} = h(r - c_i t)$$

où $H(k) = e^{-\frac{1}{2}k^2 v_i t}$ et $h(r) = \mathbf{F}^{-1} \{ H(k) \}$.

En utilisant la relation mathématique classique suivante :

$$\mathbf{F}^{-1} \left\{ e^{-ak^2} \right\} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\frac{\pi^2 r^2}{a}}$$

On déduit la solution de Green :

$$g_{ri}(r, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi v_i t}} e^{-\frac{\left(t - \frac{r}{c_i}\right)^2 c_i^2}{2v_i t}}$$

La fonction de Green solution de l'équation (IX-1) s'écrit alors :

$$g_i(r, t) = \frac{1}{4\pi r c_i} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi v_i t}} e^{-\frac{\left(t - \frac{r}{c_i}\right)^2 c_i^2}{2v_i t}}$$

En comparant ce résultat aux solutions de Green des équations classiques [131], on peut interpréter cette solution comme étant une fonction de Green « propagative » de l'équation de diffusion.

La fonction de Green, solution des équations de propagation vérifiées par les potentiels de Helmholtz du champ de déplacements étant calculée, on peut déduire ces derniers en convoluant ce résultat par les fonctions sources que sont les potentiels du champ de force. La solution de l'équation :

$$\frac{\partial^2 \varphi_u}{\partial t^2} - \left(c_p^2 + v_p \frac{\partial}{\partial t} \right) \Delta \varphi_u = \frac{\varphi_f}{\rho} = -a \frac{\delta(t)}{4\pi\rho} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right)$$

s'écrit :

$$\varphi_u = -\frac{a c_p}{4\pi\rho} \frac{1}{\sqrt{2\pi v_p t}} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right) \int_0^{\frac{r}{c_p}} \tau e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_p^2}{2v_p t}} d\tau$$

On déduit de même, le calcul détaillé étant indentique à celui présenté par Aki :

$$\vec{\psi}_u = \frac{a c_s}{4\pi\rho} \frac{1}{\sqrt{2\pi v_p t}} \left(0, \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right), -\frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{1}{|\vec{r}|} \right) \right) \int_0^{\frac{r}{c_s}} \tau e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_s^2}{2v_s t}} d\tau$$

(iii) Reconstruction du champ de déplacements à partir de l'expression des potentiels de Helmholtz

Les axes du repère spatial sont notés \vec{e}_i avec $i = 1, 2, 3$. Les trois composantes du vecteur position \vec{r} s'écrivent dans ce repère (x_1, x_2, x_3) et la distance à l'origine r est donnée par $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$. Le vecteur unitaire du vecteur position se note $\vec{e}_r = (\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ avec $\gamma_i = x_i / r$. De la même manière, le vecteur \vec{a} donnant l'amplitude et la direction de la force se note $\vec{a} = (a_1, a_2, a_3)$. Le repère spatial ainsi que l'orientation des différents vecteurs définis ci-dessus sont représentés Figure IX-1. L'orientation de la force est choisie selon l'axe z .

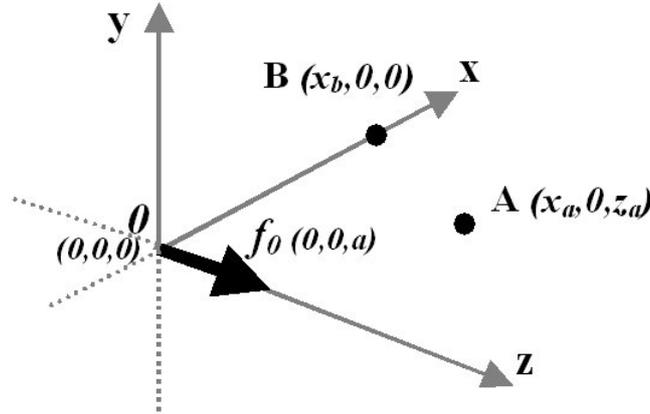


Figure IX-1: repère spatial

La composante j de la fonction de Green du champ de déplacements dans un solide viscolélastique engendrée par un Dirac de force de direction i peut s'écrire, en se basant sur les méthodes de calcul de Aki :

$$g_{ij}(\vec{r}, t) = a_i (g_{ij}^p(\vec{r}, t) + g_{ij}^s(\vec{r}, t) + g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t))$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} g_{ij}^p(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho c_p} \frac{1}{\sqrt{2\pi v_p t}} \gamma_i \gamma_j \frac{1}{r} e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_p^2}{2v_p t}} \\ g_{ij}^s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho c_s} \frac{1}{\sqrt{2\pi v_s t}} \frac{\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j}{r} e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_s^2}{2v_s t}} \\ g_{ij}^{ps}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \rho} (3\gamma_i \gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} \left[c_p \frac{1}{\sqrt{2\pi v_p t}} \int_0^{\frac{r}{c_p}} \tau e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_p^2}{2v_p t}} d\tau - c_s \frac{1}{\sqrt{2\pi v_s t}} \int_0^{\frac{r}{c_s}} \tau e^{-\frac{(t-\tau)^2 c_s^2}{2v_s t}} d\tau \right] \end{array} \right.$$

δ_{ij} représente le symbole de Kronecker où $\delta_{ij}=1$ si $i=j$ et 0 sinon. Comme pour la fonction de Green élastique, la solution viscoélastique se décompose en trois termes : $g_{ij}^p(\vec{r},t)$ le terme de compression, $g_{ij}^s(\vec{r},t)$ celui de cisaillement et $g_{ij}^{ps}(\vec{r},t)$ le terme de couplage entre deux types d'ondes. Une expression plus explicite du terme de couplage peut se déduire en utilisant la relation :

$$\int x e^{-b(a-x)^2} dx = -\frac{e^{-b(a-x)^2}}{2b} - \frac{a\sqrt{\pi}\text{Erf}\left[\sqrt{b}(a-x)\right]}{2\sqrt{b}}$$

où $\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ est définie classiquement comme la fonction d'erreur. Le terme de couplage s'exprime alors :

$$g_{ij}^{ps}(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij}) \frac{1}{r^3} [I_p(r,t) + I_s(r,t)]$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} I_p(r,t) = \frac{\sqrt{v_p t}}{\sqrt{2\pi} c_p} \left[e^{-\frac{t^2 c_p^2}{2v_p t}} - e^{-\frac{\left(t-\frac{r}{c_p}\right)^2 c_p^2}{2v_p t}} \right] + \frac{t}{2} \left[\text{Erf}\left(\frac{c_p t}{\sqrt{2vt}}\right) - \text{Erf}\left(\frac{c_p \left(t-\frac{r}{c_p}\right)}{\sqrt{2vt}}\right) \right] \\ I_s(r,t) = \frac{\sqrt{v_s t}}{\sqrt{2\pi} c_s} \left[e^{-\frac{t^2 c_s^2}{2v_s t}} - e^{-\frac{\left(t-\frac{r}{c_s}\right)^2 c_s^2}{2v_s t}} \right] + \frac{t}{2} \left[\text{Erf}\left(\frac{c_s t}{\sqrt{2vt}}\right) - \text{Erf}\left(\frac{c_s \left(t-\frac{r}{c_s}\right)}{\sqrt{2vt}}\right) \right] \end{array} \right.$$

La section suivante étudie les aspects physiques du champ de déplacements déduit de l'expression analytique calculée ci-dessus et teste la validité de cette approche théorique aussi bien en simulation qu'en expérience.

IX.B. Simulation de Green en milieu viscoélastique : Validation théorique et expérimentale

IX.B.1. Etude de la solution de Green viscoélastique

Le calcul de la fonction de Green décrit dans la section précédente peut être utilisé pour déduire le champ de déplacements engendré par n'importe quelle source volumique dans un solide viscoélastique en convoluant dans l'espace et dans le temps la fonction source $\vec{f}(\vec{r},t)$ avec la solution de Green. Par définition, on peut écrire :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \int_{\tau} d\tau \iiint_V \vec{f}(\vec{\xi}, \tau) \vec{g}(\vec{r} - \vec{\xi}, t - \tau) d\vec{\xi}$$

Comme dans le cas élastique, nous avons développé un code de simulation 3D basé sur l'expression mathématique de la fonction de Green viscoélastique permettant de simuler le champ de déplacement induit par n'importe quel type de source mécanique. Afin de comprendre les différences entre les solutions de Green élastique et viscoélastique, le champ de déplacements créé par un point source émettant un Dirac temporel a été simulé avec notre nouvel outil et comparé au champ purement élastique. Les comportements temporels des deux champs au point A (voir repère Figure IX-1) sont comparés Figure IX-2. Les paramètres utilisés pour cette simulation viscoélastique ont été les suivants : la viscosité de cisaillement a été fixée à 0.2 Pa.s, celle de compression considérée comme nulle (ce qui est le cas à l'échelle d'observation). Les vitesses de propagation des ondes de compression et de cisaillement ont été respectivement fixées à 40 m.s⁻¹ et 1 m.s⁻¹. La vitesse des ondes de compression a volontairement été sous-estimée (par rapport aux valeurs typiques dans les tissus mous qui sont de l'ordre de 1500 m.s⁻¹) de manière à pouvoir visualiser le pic de compression sur la courbe. Les deux courbes ont été normalisées par le valeur maximum du déplacement dans le cas élastique.

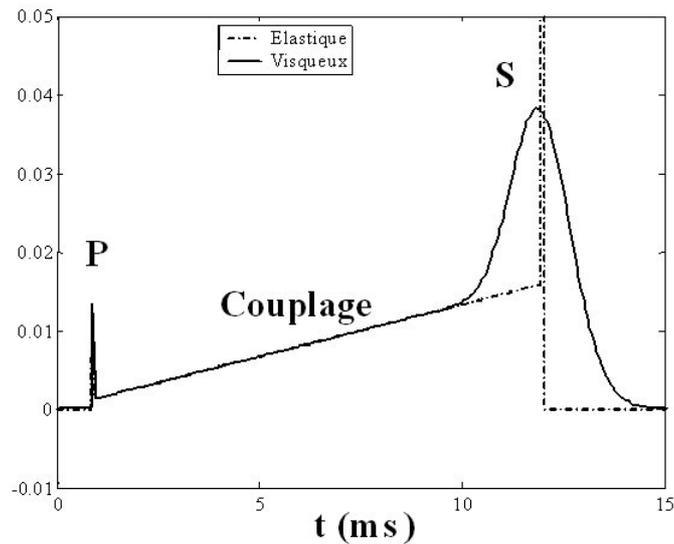


Figure IX-2: évolution temporelle du champ de déplacements au point A dans le cas élastique (pointillés) et viscoélastique (trait plein)

Si les deux pics de compression sont identiques, le terme de cisaillement a une amplitude plus faible et une forme plus large et arrondie. Ces effets sont caractéristiques de la viscosité, qui a tendance à agir comme un filtre basse fréquence, atténuant l'amplitude et étalant le pic temporellement. Le terme de couplage est une rampe linéaire (identique au cas élastique) sauf au voisinage du terme de cisaillement où il a une forme arrondie faisant le lien avec le champ de cisaillement. L'aspect spatial du champ à un temps donné (10 ms), étudié dans le plan (x,z), est montré Figure IX-3. De la même façon, la distribution spatiale du champ de

déplacements est plus large et arrondie dans le cas viscoélastique que dans le cas élastique. La viscosité, tout comme l'étendue de la source dans le cas d'une source volumique, tend à accroître la longueur d'onde de l'onde de cisaillement.

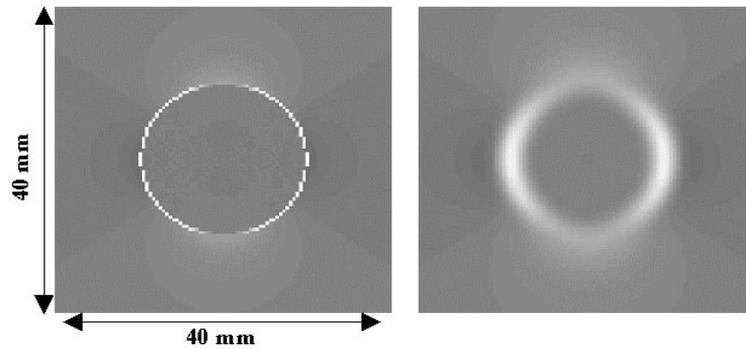


Figure IX-3: aspect spatial des champs élastique (gauche) et viscoélastique (droite) au temps $t=10\text{ms}$

IX.B.2. Validation théorique et limite de la simulation

Afin de valider l'algorithme d'un point de vue physique et de comprendre les limites de validité de notre simulation, principalement dues à l'hypothèse faite dans la section précédente, une série de simulations a été menée dont les paramètres se calquent sur l'expérience de S. Catheline présentée au chapitre précédent pour estimer la viscosité de cisaillement des gels de gélatine. Nous considérons donc un milieu infini, homogène et viscoélastique dans lequel une onde plane mécanique monochromatique se propage. Cette onde plane de cisaillement est générée par une plaque très large située dans le milieu et induisant un mouvement de cisaillement pur à une fréquence donnée. La configuration de la simulation est montrée Figure IX-4.

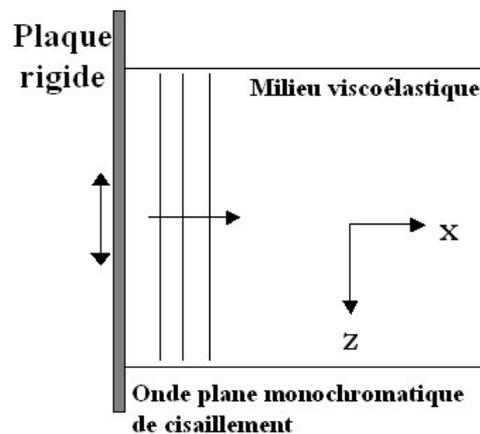


Figure IX-4: configuration de la simulation pour la propagation d'ondes planes monochromatique dans le milieu

On considère une plaque bien plus large que le milieu d'étude (délimité Figure IX-4) de manière à engendrer une onde non diffractante dans le champ proche de la source. La décroissance globale de l'amplitude de l'onde (sans tenir compte des oscillations d'amplitude dues au champ proche) n'est alors due qu'aux phénomènes visqueux. On peut, dans cette configuration, modéliser la propagation de cette onde par l'équation de Helmholtz (toujours en utilisant le modèle de Voigt):

$$\Delta u_z(x,t) + k^2 u_z(x,t) = 0$$

où $k = k_r - j\alpha$ est le vecteur d'onde complexe prenant en compte le coefficient d'atténuation α . Le champ de déplacements vérifiant cette équation peut s'écrire :

$$u_z(x,t) = u_0 e^{j(\omega t - kx)} = u_0 e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - k_r x)} \text{ et donc } |u_z(x,t)| = u_0 e^{-\alpha x}$$

Par conséquent, si notre simulation est physiquement cohérente, l'onde plane monochromatique simulée devrait présenter une décroissance exponentielle de son amplitude caractérisée par le coefficient α d'atténuation, lui-même fonction de la fréquence de l'onde ω et de la valeur de la viscosité de cisaillement du milieu ν :

$$\alpha_s = \frac{\omega^2 \nu}{2c_s^3}$$

c_s étant définie comme la vitesse thermodynamique des ondes de cisaillement dans le milieu ($c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$).

Pour vérifier ce point, nous avons donc réalisé plusieurs simulations correspondant à des propagations d'ondes planes de fréquences ω différentes. La fenêtre de fréquences étudiée va de 0 à 2000 Hz par pas de 50 Hz. Dans toutes les simulations la vitesse des ondes de cisaillement a été fixée à 1 m.s⁻¹ et la viscosité à 0.5 Pa.s (valeur typique de viscosité dans les tissus biologiques tels que le sein). La décroissance en amplitude a ensuite été calculée puis interpolée par une fonction exponentielle pour en déduire le coefficient d'atténuation α . Ceci étant réalisé à chaque fréquence. La Figure IX-5 montre un exemple de courbe de décroissance déduite d'une simulation d'onde plane de cisaillement.

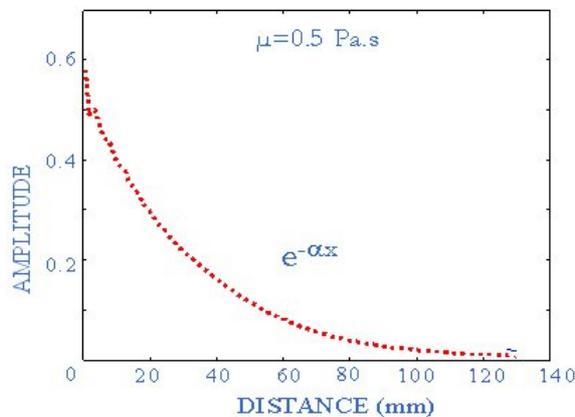


Figure IX-5: courbe d'atténuation de l'amplitude de l'onde (normalisée) à une fréquence donnée.

Le résultat sur l'ensemble des simulations permet de déduire la variation du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence de l'onde plane de cisaillement. La courbe correspondante est montrée Figure IX-6 et comparée avec l'évolution théorique de α avec fréquence prédite par le modèle de Voigt.

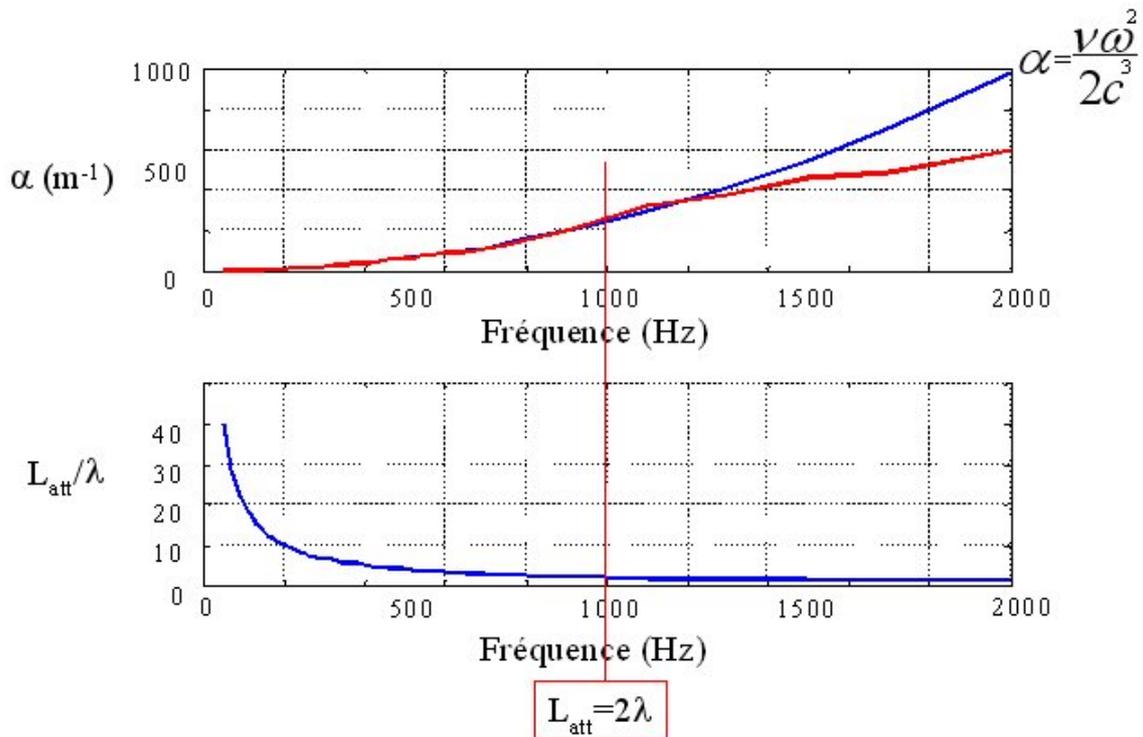


Figure IX-6: évolution du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence simulée et théorique (haut). Evolution de la longueur d'atténuation (l/α) normalisée par la longueur d'onde λ en fonction de la fréquence (bas)

On constate que les résultats de la simulation collent parfaitement aux prédictions théoriques dans la gamme de fréquences [0-1000] Hz. Au-delà, la courbe simulée décroche et l'éventuel calcul de la viscosité de cisaillement donnerait une sous-estimation par rapport à sa vraie valeur. Ce décrochage est dû à l'hypothèse faite dans la section précédente selon laquelle les effets de viscosité n'influent pas sur la vitesse de propagation de l'onde. Dans la configuration choisie pour ces simulations, cette hypothèse n'est plus vraie au-delà de 1000 Hz, et les ondes simulées ne correspondent pas à celles qui devraient se propager dans un milieu viscoélastique vérifiant le modèle de Voigt. De façon à quantifier la limite de validité de la simulation de manière plus générale (la valeur de la fréquence limite dépend des caractéristiques viscoélastiques du milieu), le rapport de la longueur d'atténuation α par la longueur d'onde λ de l'onde de cisaillement a été tracé en fonction de la fréquence (toujours Figure IX-6). Nous constatons que la simulation est cohérente physiquement tant que la longueur d'atténuation est supérieure à 2λ . Ceci quantifie de manière précise les limites de notre simulation. Les conséquences de ces limites sur une onde de cisaillement transitoire induite par force de radiation ne devraient cependant pas être très marquées. En

effet, les fréquences mal simulées sont tout de suite atténuées dans le milieu et l'erreur devrait s'annuler dès que l'on s'écarte de quelques millimètres de la source. Ces considérations seront discutées ci-dessous conformément aux résultats expérimentaux.

IX.B.3. Validation expérimentale *in vitro*

Nous étudions dans cette section les capacités de notre outil de simulation à modéliser proprement des fronts d'ondes impulsionnels générés expérimentalement par pression de radiation dans un gel viscoélastique homogène. C'est une manière de valider expérimentalement notre algorithme tout en analysant de manière précise les phénomènes physiques en jeu dans la génération d'ondes de cisaillement par pression de radiation, étape de base de la technique de Supersonique Shear Imaging. Pour mener cette étude nous utilisons le même gel que celui utilisée au chapitre VI : un gel homogène viscoélastique d'Agar-gélatine. La vitesse des ondes de cisaillement y est de 1.5 m.s^{-1} et la viscosité, mesurée par la méthode des ondes planes proposée par S. Catheline (voir chapitre VIII), de 0.1 Pa.s . Nous réalisons dans ce gel une expérience consistant à générer une onde de cisaillement bipolaire en focalisant un faisceau ultrasonore à une profondeur de 30 mm pendant $100 \mu\text{s}$. Le champ des déplacements axiaux induits est imagé selon la méthode présentée au chapitre VI (imagerie ultrarapide, beam-forming, corrélation).

Simulation des conditions expérimentales

Afin de simuler l'expérience à l'aide de notre outil basé sur la fonction de Green viscoélastique, nous supposons, comme dans le cas élastique (chapitre VI), que l'amplitude de la force est proportionnelle au carré du champ de pression induit par le faisceau ultrasonore focalisé. La distribution spatiale du maximum du champ de pression créée par le faisceau est calculée à l'aide du logiciel SimulPA. La fonction temporelle de la force est un créneau de $100 \mu\text{s}$. L'expression de la force de radiation

$$F(\vec{r}, t) = \frac{2\alpha p_0^2(\vec{r})}{\rho c^2} \times \text{rect}(T)$$

est injectée comme terme source dans la simulation viscoélastique. Les

paramètres viscoélastiques du milieu fixés dans la simulation correspondent aux mesures expérimentales données ci-dessus (1.5 m.s^{-1} , 0.1 Pa.s). On en déduit le champ de déplacements axiaux simulé induit par cette source que l'on compare avec les résultats expérimentaux, une fois les deux champs normalisés par rapport à leur maximum spatio-temporel..

Comparaison simulation – expérience dans le domaine temporel

Considérons l'évolution du champ de déplacements en deux points distincts du milieu A et B situés dans le plan de l'image. Le point A de coordonnées ($x_a = 15 \text{ mm}$, $y_a = 0$, $z_a = 5 \text{ mm}$) est proche de l'axe transverse x , suffisamment éloigné de la source pour être considéré dans le champ lointain et situé au voisinage du maximum du diagramme de rayonnement de la source. Le point B de coordonnées ($x_b = 1 \text{ mm}$, $y_b = 0$, $z_b = 5 \text{ mm}$) est à l'intérieur de la source mécanique (donc en champ proche) et plutôt orienté selon l'axe vertical par rapport au centre de la source. L'évolution temporelle du champ de

déplacements expérimental induit en ces deux points est montré Figure IX-7 et comparé aux résultats des simulations élastique et viscoélastique. Au point A, le champ expérimental est très bien modélisé par la simulation viscoélastique (avec une viscosité de 0.1 Pa.s) alors que la simulation élastique surestime l'amplitude du front de cisaillement tout en lui donnant une forme plus piquée donc plus riche spectralement. Les effets de filtre basse fréquence dus à la viscosité sont ainsi essentiels pour modéliser correctement le champ expérimental en ce point. Au point B, situé dans la source, les deux simulations (élastique et viscoélastique) collent bien à l'expérience, montrant que la viscosité dans ce gel n'agit pas de manière significative en champ proche mais plutôt sur un front d'onde s'étant déjà propagé sur quelques longueurs d'onde. Précisons que cela n'est pas forcément vrai pour des milieux nettement plus visqueux, où la viscosité peut agir sur la taille de la source mécanique effective contribuant au champ de déplacements en 1 point donné.

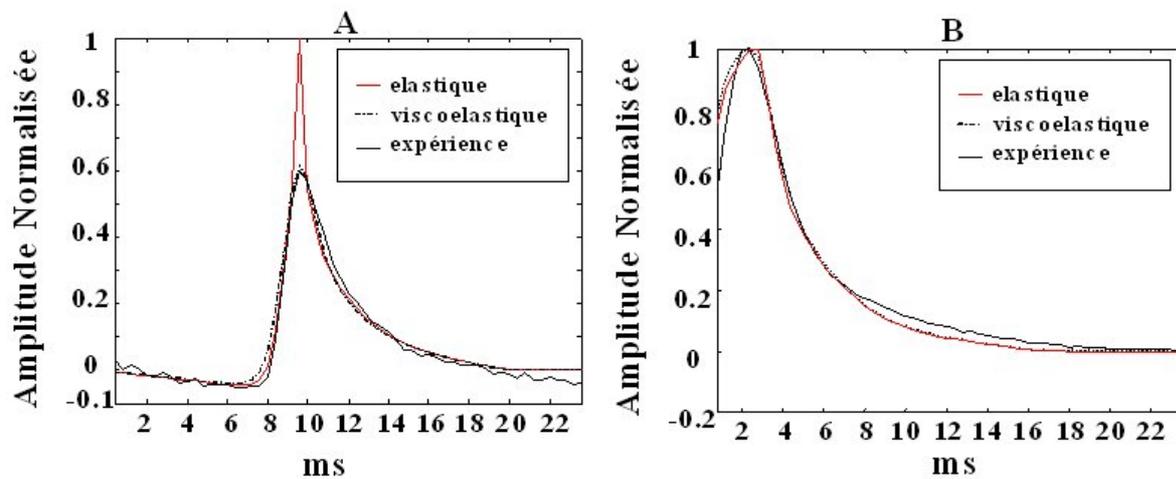


Figure IX-7: variations temporelles du champ de déplacements aux points A (gauche) et B (droite). Tous les champs sont normalisés par rapport à leur maximum spatio-temporel. Puis renormalisés par rapport au maximum temporel du champ simulé élastique au point considéré.

Comparaison simulation – expérience dans le domaine spatial

Il est également possible de comparer le champ expérimental et simulé d'un point de vue spatial. La Figure IX-8 montre les distributions spatiales du champ de déplacements dans le plan de l'image ultrasonore à un temps donné (10 ms). De manière analogue, on constate que la simulation viscoélastique modélise très bien le champ de déplacements engendré par pression de radiation, et ce dans l'ensemble du plan imagé par la barrette ultrasonore. La Figure IX-9 montre une coupe de ces distributions spatiales le long de l'axe horizontal x , montrant clairement que la forme du front d'onde de cisaillement ainsi que son amplitude sont nettement mieux modélisées par la simulation viscoélastique. Cela met en évidence le rôle non négligeable de la viscosité dans la dynamique du milieu.

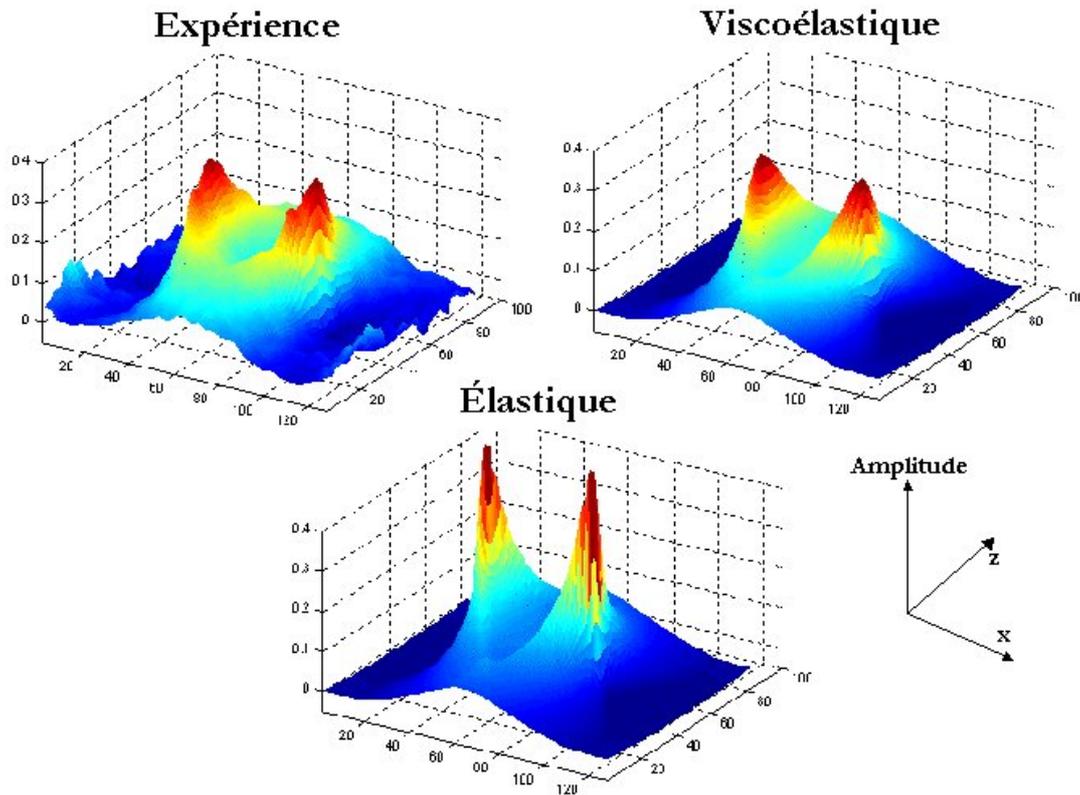


Figure IX-8: distributions spatiales des champs de déplacements dans le plan de l'image au temps $t=10$ ms. Chaque champ est normalisé par rapport à son maximum spatio-temporel.

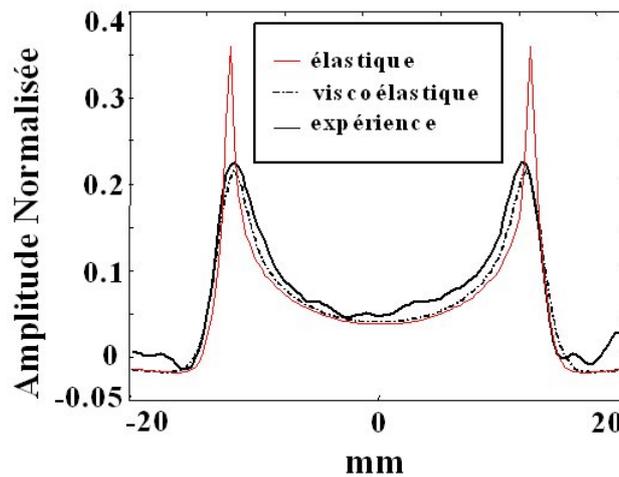


Figure IX-9: Variations spatiales des champs à $t=10$ ms selon l'axe x.

Etude de l'atténuation de l'onde de cisaillement

Enfin, l'atténuation de l'amplitude de l'onde de cisaillement en fonction de la distance de propagation a été étudiée. La Figure IX-10 montre la décroissance du maximum temporel du champ de déplacements le long de l'axe x. Alors que la simulation élastique sous-estime l'atténuation de l'onde, la courbe viscoélastique est très proche de l'expérience. Rappelons que cette décroissance est non seulement due à la

viscosité du milieu mais également à la diffraction du champ dans tout le volume du milieu. La bonne modélisation de cette décroissance par la simulation viscoélastique, mise en évidence Figure IX-10 et couplée aux résultats précédents, montre non seulement que les effets visqueux ont bien été pris en compte mais également que la diffraction et la géométrie de la source ont été correctement modélisées. Nous discuterons de ces considérations dans la section suivante.

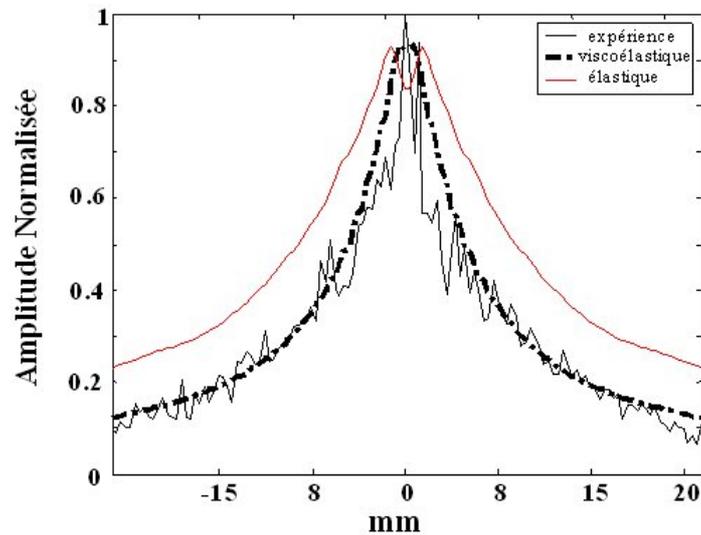


Figure IX-10: décroissance du maximum temporel du champ de déplacements le long de l'axe horizontal x .

L'ensemble de ces résultats montre que l'on est capable de modéliser très finement tous les aspects du champ de déplacements engendré par pression de radiation en utilisant un outil de simulation basé sur la fonction de Green viscoélastique. Ceci valide notre modèle théorique et prouve sa consistance dans des gels viscoélastiques équivalents aux tissus mous. On peut également conclure que les limites de la simulation, mises en évidence d'un point de vue théorique au IX.B et dues à l'hypothèse faite lors du calcul de la fonction de Green viscoélastique, n'influencent pas la qualité de la modélisation de l'expérience *in vitro*. Ceci s'explique par le fait que les ondes mécaniques haute fréquence, que l'on n'est pas capable de modéliser correctement avec la simulation viscoélastique, sont instantanément atténuées par la viscosité du milieu, devenant négligeables en champ lointain. Elles n'influencent donc pas la forme du front d'onde de cisaillement imagé. Elles peuvent jouer un rôle dans le champ très proche de la source. L'expérience montrée Figure IX-2 présente des différences très minimales entre la simulation et l'expérience au point B (situé en champ très proche), démontrant que même en champ proche, ces erreurs sont négligeables.

IX.C. Discussion

Notre modèle étant validé expérimentalement, il peut nous servir de support pour étudier et comprendre les phénomènes importants mis en jeu lors d'une expérience de génération d'ondes mécaniques par pression de radiation. Nous étudions et quantifions ici l'influence de tous les paramètres physiques sur le champ de déplacements mesuré dans le gel viscoélastique.

IX.C.1. Influence de la géométrie de la source mécanique

La taille et la géométrie de la source mécanique ont une influence très importante sur l'aspect du champ de déplacements, en particulier sur la forme du front d'onde de cisaillement. Pour illustrer ce point nous avons réalisé deux simulations viscoélastiques avec des géométries de sources différentes. Dans la première, nous supposons que la force de radiation est essentiellement localisée dans la tache focale du faisceau ultrasonore. Nous choisissons donc de négliger les éventuelles contributions venant de zones où le champ de pression créé par le faisceau est faible. Cela peut paraître d'autant plus légitime que l'amplitude la force est proportionnelle au carré du champ de pression. La distribution spatiale de la force $\vec{f}(\vec{r}, t)$ responsable de la vibration mécanique, correspond donc à la tache focale du faisceau focalisé coupée à -12 dB. Dans la deuxième simulation l'ensemble du faisceau a été considéré comme source mécanique. Ceci est illustré Figure IX-11.

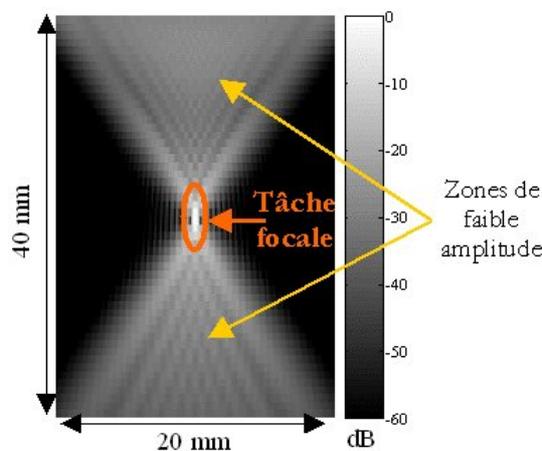


Figure IX-11: géométrie de la source mécanique. La zone rouge correspond à la tache focale.

La Figure IX-12 montre l'évolution temporelle du champ de déplacements au point A pour les deux simulations et pour la mesure expérimentale présentée dans la section précédente. On constate que, si la simulation ne prend que la tache focale du faisceau comme source, l'estimation du temps de relaxation du champ de déplacement est complètement erronée et la rampe négative aux temps courts surestimée. Ceci démontre la grande importance des zones de faible pression acoustique sur le comportement du champ de déplacements mécanique, ainsi que la nécessité de modéliser très finement la géométrie de la source sous peine de faire des erreurs d'interprétation sur la dynamique du milieu. La qualité de la modélisation

obtenue, dans le cas de la source entière, démontre également que les hypothèses faites pour déduire l'expression de la source de cisaillement sont correctes. En particulier, l'hypothèse consistant à considérer le champ ultrasonore focalisé comme quasi plan pour calculer la force de radiation n'était pas forcément évidente. Cette hypothèse, qui conditionne directement la géométrie de la source mécanique puisqu'elle permet de démontrer que la force induite est proportionnelle au carré du champ de pression du milieu, se révèle tout à fait cohérente.

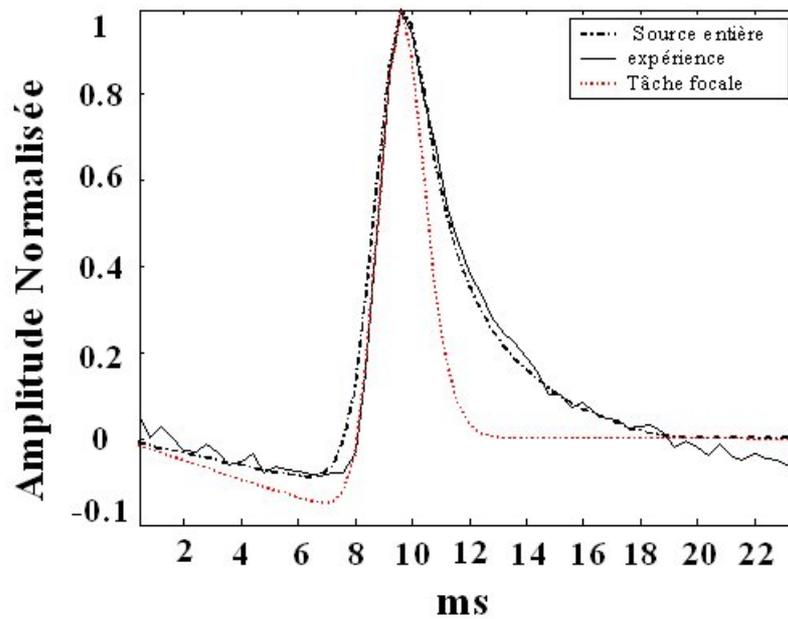


Figure IX-12: Influence de la géométrie de la source sur les variations temporelles du champ au point A

IX.C.2. Influence du terme de couplage

Si le champ de déplacements dans le milieu est essentiellement engendré par la propagation de l'onde de cisaillement bipolaire, il est intéressant d'analyser et quantifier l'influence du terme de couplage sur ce champ. Les simulations estimant l'évolution temporelle du champ de déplacements aux points A et B ont été relancées en supposant le terme de couplage constamment nul. Les résultats sont montrés Figure IX-13. Au point A, situé proche de l'axe horizontal et en champ lointain (10 mm), l'onde de cisaillement est prédominante et le terme de couplage n'est responsable que de la rampe négative du champ précédent l'arrivée du front d'onde de cisaillement. Dans le cas du point B, on constate que l'influence relative du couplage par rapport au cisaillement est nettement plus grande qu'au point A. Ceci est dû au fait que le point B se situe à l'intérieur de la source (donc en champ très proche) et le long de l'axe de la source c'est-à-dire dans une zone où le terme de cisaillement est très faible, comme démontré au chapitre VI. En résumé, le terme de couplage ne possède une influence notable que le long de l'axe de la source (z) ou en champ très proche de la source.

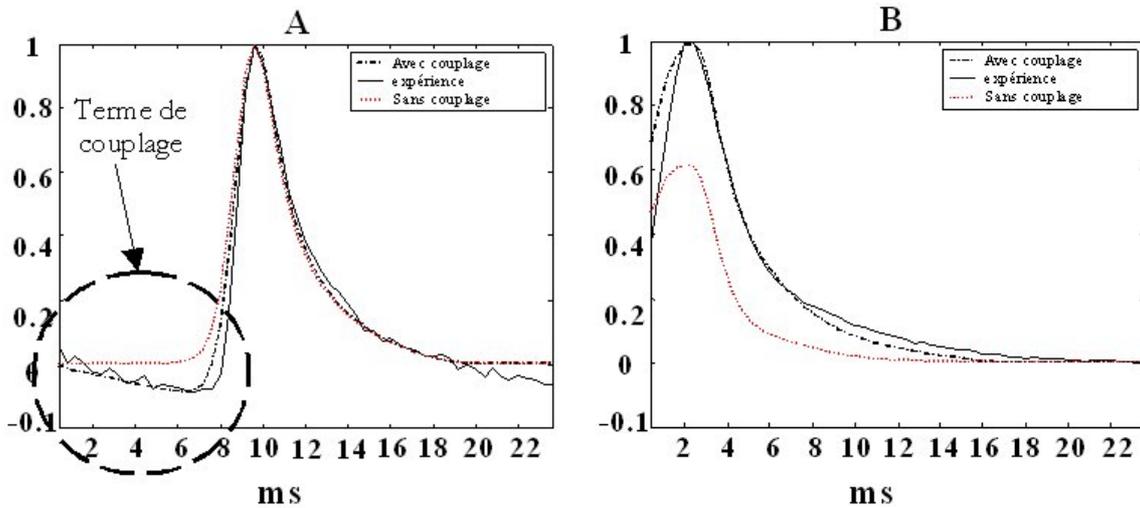


Figure IX-13: influence du terme de couplage sur le champ de déplacements aux points A et B

IX.C.3. Influence de la viscosité

Une fois les influences de géométrie de la source et du terme de cisaillement comprises et correctement modélisées, il est possible d'étudier les effets directs de la viscosité sur la propagation des ondes mécaniques engendrées par pression de radiation, tout autre paramètre étant resté constant. Pour ce faire nous avons élaboré deux gels de viscosités différentes mais de même élasticité selon le protocole décrit au chapitre VIII. Le premier est celui étudié dans les paragraphe précédent. Il possède une viscosité de 0.1 Pa.s. Le deuxième, plus visqueux, a été réalisé par addition d'une solution de Xanthane dans le mélange eau-gélatine et possède une viscosité de 0.3 %, estimée par la méthode des ondes planes de S. Catheline. L'évolution temporelle au point A dans ces deux gels a été mesurée et simulée. Les courbes sont montrées Figure IX-14.

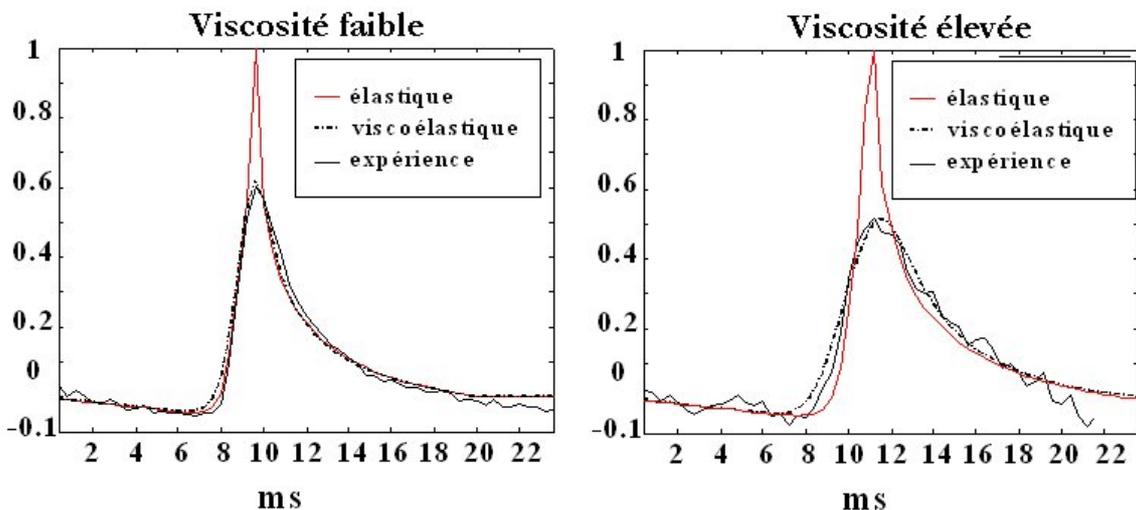


Figure IX-14 : évolution temporelle au point A pour deux gels de viscosités différentes.

La simulation viscoélastique est capable de modéliser correctement la dynamique du tissu dans les deux gels. Le front d'onde de cisaillement est plus atténué (valeur relative par rapport à la simulation purement élastique) et plus large dans le gel plus visqueux. Remarquons que si, dans le gel peu visqueux, la solution élastique estimait bien la pente de la rampe de montée ainsi que le temps de relaxation du front de cisaillement, cela n'est plus le cas dans le gel plus visqueux. Cela traduit l'apparition de phénomènes de dispersion dus à la viscosité du gel.

IX.C.4. Méthode de mesure de la viscosité basée sur la fonction de Green viscoélastique

Les valeurs de viscosité utilisées dans les différentes simulations viscoélastiques présentées ci-dessus ont été fixées par les valeurs de référence mesurées dans les gels étudiés par la méthode des ondes planes. Le problème peut être désormais considéré à l'envers : sachant que l'on dispose d'un outil de simulation validé expérimentalement et que l'on est capable de simuler correctement une expérience de génération d'ondes mécaniques par pression de radiation, peut-on grâce à la simulation viscoélastique mesurer la viscosité des milieux étudiés ? Pour ce faire, nous avons simulé le champ induit en chaque point d'une zone d'étude montrée Figure IX-15 tout en faisant varier la valeur de la viscosité injectée dans la simulation. Précisons que nous ne prétendons pas proposer ici une nouvelle méthode de mesure de viscosité (ce sera le cas au chapitre suivant) mais uniquement vérifier la robustesse et la cohérence de notre simulation par fonction de Green.

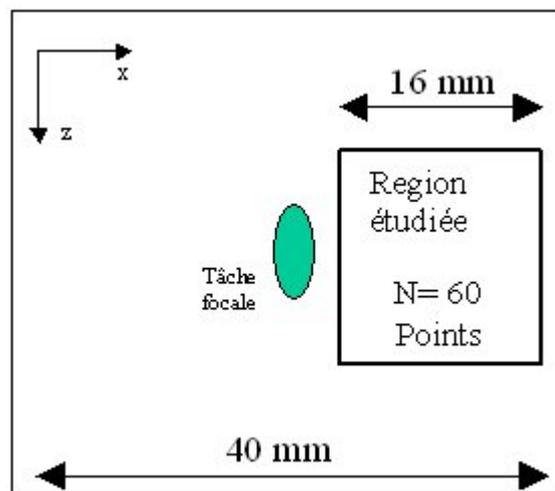


Figure IX-15: zone d'étude pour l'estimation de la viscosité

L'évolution temporelle du champ simulé est comparée en chacun des points de la zone d'étude avec les mesures expérimentales obtenues dans les deux gels de viscosités différentes (0.1 et 0.3 Pa.s), et ce pour chaque valeur de viscosité utilisée dans les simulations. Pour chaque viscosité, on peut alors définir un pourcentage d'erreur reflétant la différence entre le champ spatio-temporel simulé et expérimental. Cette erreur se définit mathématiquement comme la moyenne temporelle de la somme sur l'ensemble des points

de la zone d'étude de la différence entre les champs mesurés et simulés. Ceci s'exprime de la façon suivante :

$$Erreur(\eta) = \frac{1}{T} \int \left| \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U_{simulation}(n, t, \eta) - U_{expérience}(n, t) \right| dT$$

où U représente le champ des déplacements axiaux et η la viscosité. L'évolution de cette erreur en fonction de la valeur de viscosité utilisée dans la simulation est une fonction de coût spatio-temporel dont l'abscisse du minimum donne une estimation de la viscosité réelle du milieu étudié. Ces fonctions, calculées pour chacune des expériences, sont montrées Figure IX-16. Elles exhibent clairement des minimums à 0.1 Pa.s et 0.3 Pa.s respectivement pour le gel peu visqueux et le gel visqueux. Ces valeurs, estimées grâce à la simulation viscoélastique, sont en accord avec les valeurs de référence données par la méthode des ondes planes.

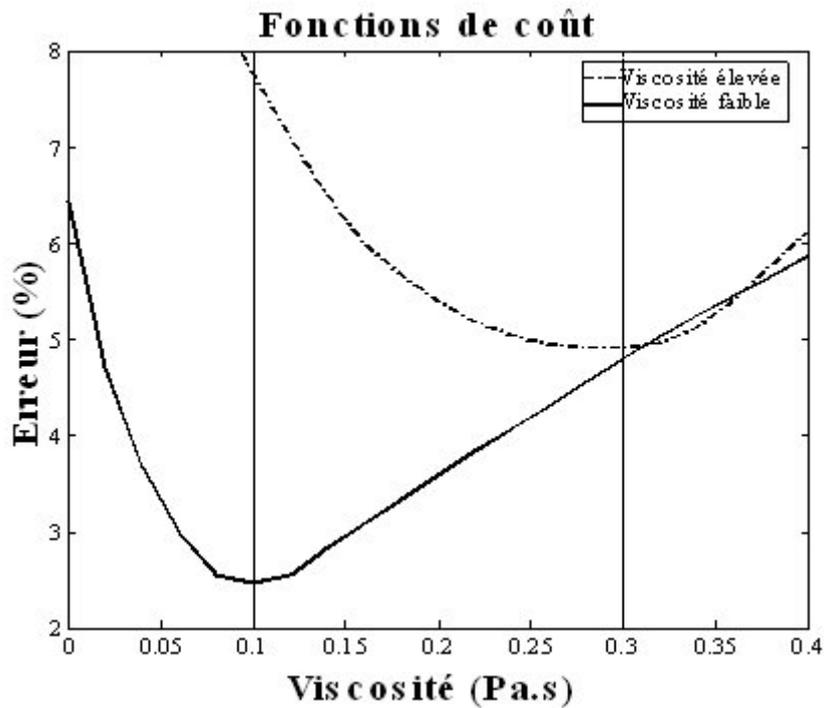


Figure IX-16: Fonction coût pour les deux gels de viscosités différentes.

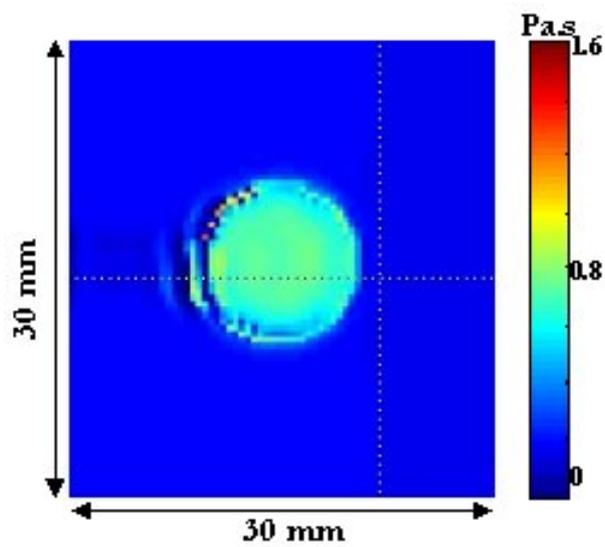
IX.C.5. Conclusion

Cette étude a permis une compréhension très fine des mécanismes, en particulier des effets dus à la viscosité, influençant la forme des ondes impulsionnelles se propageant dans les milieux mous. Menée dans le cadre d'une génération d'ondes par pression de radiation, cette étude peut très bien se généraliser à n'importe quel type d'onde mécanique basses fréquences se propageant dans les tissus. La qualité de la modélisation obtenue permet également d'affirmer que le choix du modèle de Voigt était judicieux et suffisant pour prendre en compte la dynamique des tissus aux échelles de temps imposées par les

techniques élastographiques. Le chapitre suivant étudie, toujours dans le cadre du modèle de Voigt, la capacité de la technique de Supersonic Shear Imaging à estimer localement l'influence des effets visqueux, c'est-à-dire à fournir un carte de viscosité des tissus biologiques.

CHAPITRE X

IMAGERIE DE LA VISCOELASTICITE DES TISSUS MOUS



Carte de viscosité d'une inclusion cylindrique visqueuse simulée.

Publication associée:

J. Bercoff, M. Tanter, M. Fink, "Local inversion of transient shear wave propagation for elasticity and viscosity mapping in soft tissues : theoretical and experimental analysis", IEEE Ultrasonic Symposium, 2004.

Sommaire:

X.A. PROBLEME INVERSE VISCOELASTIQUE.....	220
X.A.1. BASE THEORIQUE	220
X.A.2. 1 ^{ERE} APPROCHE : INVERSION DIRECTE DE L'EQUATION D'ONDE.....	221
X.A.3. 2 ^{IE} ME APPROCHE : CORRELATIONS TEMPORELLES.....	225
X.B. APPLICATION A L'IMAGERIE DES PROPRIETES VISCOELASTIQUES	228
X.B.1. VALIDATION EN MILIEU HOMOGENE	228
X.B.2. VALIDATION EN MILIEU HETEROGENE.....	230
X.B.3. CAS DE MILIEUX VISCOELASTIQUES HETEROGENES	232
X.B.4. CONCLUSION	236

X. IMAGERIE DE LA VISCOELASTICITE DES TISSUS MOUS : ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE

Ce chapitre présente une généralisation de l’algorithme d’inversion détaillé au chapitre V. Nous considérons désormais le milieu comme un solide viscoélastique et cherchons à bâtir un algorithme capable d’extraire à la fois des cartes quantitatives de l’élasticité et de la viscosité des tissus. La tâche n’est pas évidente car, comme nous l’avons mis en évidence au chapitre précédent, la viscosité des tissus mous est un paramètre de faible amplitude. Son influence sur la forme et l’amplitude des ondes de cisaillement est subtile et se situe un ordre de grandeur en-dessous de celle d’autres paramètres tels que l’élasticité ou la forme de la source mécanique. Est-il malgré tout possible d’extraire cette information des films d’ondes de cisaillement fournis par la SSI ? Une fois la généralisation de l’algorithme présentée, sa robustesse et ses performances sont testées grâce à l’outil de simulation basé sur la fonction de Green viscoélastique, développé et validé au chapitre précédent. Tous les paramètres (élévation, bruit ...) pouvant affecter la qualité de la reconstruction sont analysés. Enfin les premiers résultats expérimentaux *in vitro* sont présentés et suivis d’une discussion sur la possibilité d’estimer localement la viscosité des tissus en SSI. Ces considérations permettront de mieux cerner les possibilités de la SSI pour cartographier la viscoélasticité des tissus en imagerie bidimensionnelle avant d’envisager dans la quatrième et dernière partie de ce manuscrit, une élastographie tridimensionnelle.

X.A. Problème inverse viscoélastique

X.A.1. Base théorique

A la lumière des études menées au chapitre précédent montrant le rôle de la viscosité sur les ondes de cisaillement, nous nous sommes naturellement intéressés à la possibilité de déduire de la propagation de ces ondes une estimation locale et quantitative non seulement de l’élasticité mais aussi de la viscosité. Nous considérons donc le milieu d’étude comme un solide viscoélastique. Rappelons qu’en utilisant le modèle rhéologique de Voigt, l’équation du mouvement dans un milieu viscoélastique s’écrit, d’après le chapitre précédent :

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{u}(\vec{r}, t) = (\bar{\lambda} + \bar{\mu}) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}(\vec{r}, t)) + \bar{\mu} \Delta \vec{u}(\vec{r}, t) + \vec{f}(\vec{r}, t)$$

où $\bar{\lambda} = \lambda + \eta_p \frac{\partial}{\partial t}$ et $\bar{\mu} = \mu + \eta_s \frac{\partial}{\partial t}$, η_p et η_s sont les viscosités de compression et de cisaillement du milieu, λ et μ les coefficients de Lamé.

Reprenant l'ensemble des hypothèses faites au chapitre V pour le problème inverse élastique, l'équation de mouvement du milieu peut se réduire à une simple équation de propagation d'ondes de cisaillement, où les trois composantes du champ de déplacements sont découplées. Celle-ci s'écrit pour la composante axiale :

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - (c_s^2 + \nu_s \frac{\partial \cdot}{\partial t}) \Delta u_z = 0$$

$\nu_s = \frac{\eta_s}{\rho}$ est la viscosité cinématique.

Cette équation, dans le domaine de Fourier, se réécrit :

$$-\omega^2 U_z - (c_s^2 + j\nu_s) \Delta U_z = 0$$

où U_z est la transformée de Fourier du champ de déplacements axial u_z .

X.A.2. 1^{ère} approche : inversion directe de l'équation d'onde

- **formulation**

La première solution que nous avons envisagée est l'inversion directe de l'équation d'onde. En posant

$R(x, z, \omega) = -\frac{\omega^2 U_z}{\Delta U_z}$, les paramètres mécaniques du tissus se déduisent selon les expressions :

$$\mu(x, z) = \rho \sum_{\omega} \text{Re}(R)$$

$$\eta(x, z) = \rho \sum_{\omega} \frac{1}{\omega} \text{Im}(R)$$

Le calcul des parties réelles et imaginaires de R permettent une estimation locale de l'élasticité et de la viscosité du milieu.

- **Validation**

La qualité et la robustesse de cet algorithme sont testées à l'aide de la simulation basée sur la fonction de Green viscoélastique présentée au chapitre précédent.

- *Inversion exacte.*

Nous simulons la propagation d'ondes mécaniques dans un milieu viscoélastique homogène d'élasticité 2.25 kPa et de viscosité 0.2 Pa.s. La source mécanique est une ligne verticale poussant le milieu dans la direction axiale (z). L'excitation temporelle est impulsionnelle. L'ensemble se rapproche ainsi d'une source supersonique typique de SSI à nombre de Mach élevé. Cette source induit principalement une onde plane de cisaillement qui se propage dans la direction latérale. Le champ de déplacements axiaux est calculé et montré dans le plan de la source Figure X-1. On procède ensuite à une inversion exacte de l'équation d'onde de cisaillement dans ce plan. Cela nécessite le calcul exact du Laplacien et en particulier de sa

composante élévationnelle $\frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2}$. Le champ des déplacements est donc calculé dans tout un volume et non pas uniquement dans le plan de la source mécanique, comme en expérience.

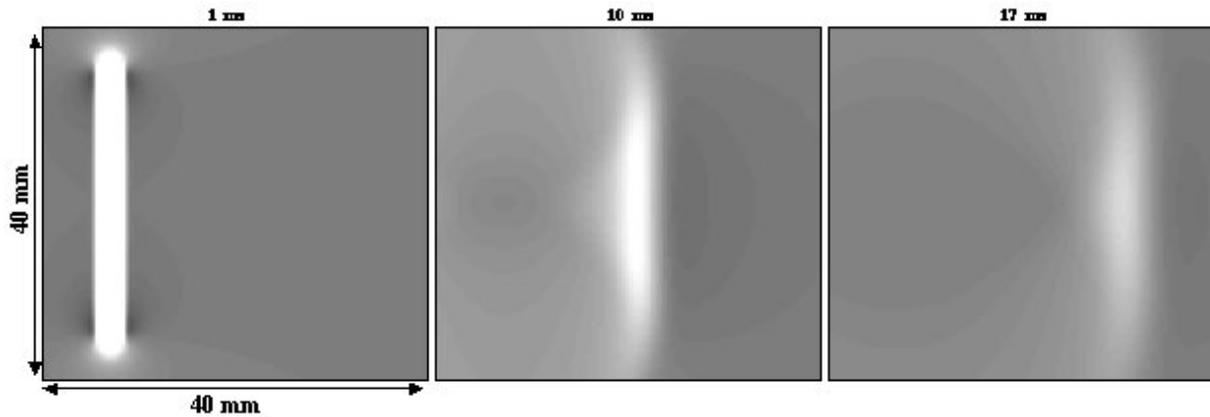


Figure X-1: simulation d'ondes mécaniques dans un milieu viscoélastique

Ce champ est utilisé pour calculer, via l'algorithme d'inversion viscoélastique, les cartes d'élasticité et de viscosité du milieu. Celles-ci sont montrées Figure X-2.

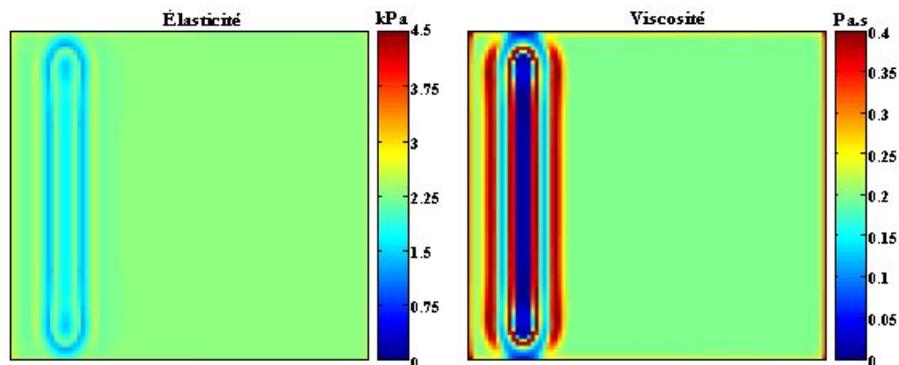


Figure X-2: Cartes d'élasticité et de viscosité déduites du film de déplacements mécaniques précédent.

Les estimations de l'élasticité et de la viscosité sont toutes les deux quantitatives dans tout le plan considéré, excepté dans la zone de la source mécanique. Cela démontre la pertinence de l'algorithme. Sa robustesse est mise en l'épreuve ci-dessous en simulant les conditions expérimentales imposées par la SSI.

- Influence du bruit

L'algorithme est appliqué à la même simulation, dans laquelle un bruit blanc de 5% par rapport au déplacement mécanique maximum a été rajouté. Ce niveau de bruit est assez représentatif de nos

expériences en SSI. Le champ de déplacements est filtré spatialement (comme en expérience) avant application de l'algorithme d'inversion. Les cartes d'élasticité et de viscosité calculées sont montrées Figure X-3.

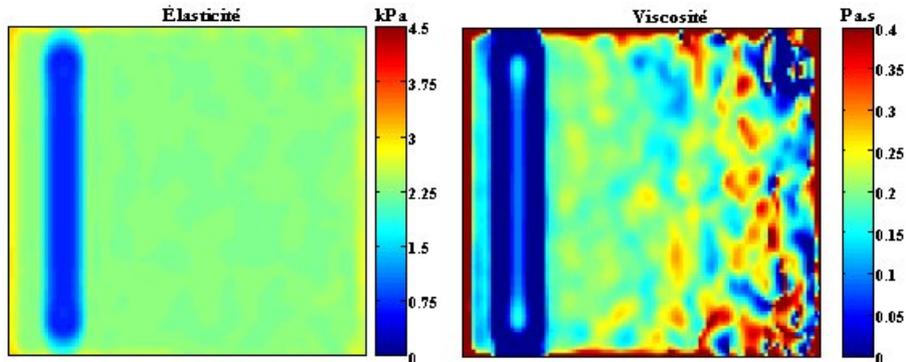


Figure X-3: Cartes d'élasticité et de viscosité en présence de bruit

Si la qualité de la carte d'élasticité n'est absolument pas affectée par le bruit blanc, il n'en est pas de même pour la carte de viscosité. La qualité de mesure est assez bonne près de la source où l'amplitude du champ mécanique est nettement supérieure au bruit mais se dégrade au fur et à mesure que le front d'onde de cisaillement se propage et s'atténue. Dès que le bruit dépasse 15 % de l'amplitude maximale du champ, l'estimation de la viscosité devient très difficile, la variance de la mesure étant trop grande. Ceci est une des grandes difficultés de la mesure de viscosité dans les tissus mous. Celle-ci étant un effet du second ordre, elle est très vite noyée dans le bruit potentiel de la mesure.

- Influence de l'élévation

Afin de se mettre dans des conditions identiques à une expérience de SSI, l'algorithme est testé dans une configuration où l'on n'a accès qu'à une mesure bidimensionnelle du champ de déplacements. Nous évaluons ainsi l'influence de la perte d'information due à l'imagerie bidimensionnelle sur la qualité de la reconstruction de la carte de viscosité. Cela revient à appliquer l'algorithme d'inversion avec une valeur approchée du Laplacien en négligeant sa composante élévationnelle :

$$\Delta u_z \cong \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}$$

Les cartes d'élasticité et de viscosité déduites de ce calcul approché sont montrées Figure X-4. L'élasticité n'est pas affectée par cette approximation en milieu homogène et reste toujours parfaitement quantitative dans le plan considéré (hors source). La viscosité est en revanche largement surestimée. Cela est d'autant plus gênant que cette surestimation varie en fonction de la distance à la source.

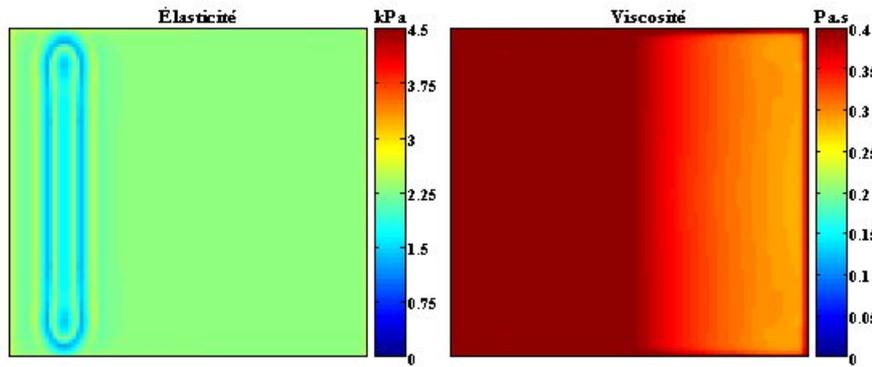


Figure X-4: Cartes d'élasticité et de viscosité calculées à partir de l'algorithme d'inversion bidimensionnel.

La valeur de la viscosité calculée sur une ligne horizontale du plan imagé est montrée Figure X-5 et comparé à la valeur simulée. La surestimation de la viscosité, dans le cas simple de la propagation d'une onde plane dans un milieu homogène, dépend exponentiellement de la distance à la source. D'une manière plus générale, cette surestimation, causée par une sous-estimation de l'amplitude imaginaire du Laplacien, est d'autant plus marquée que le front d'onde de cisaillement est courbé donc que l'on est plus proche de la source. Elle tend à s'atténuer en champ très lointain, mais rend très difficile toute cartographie de viscosité dans les zones d'études considérées en SSI (qui n'excèdent pas quelques longueurs d'onde de l'onde de cisaillement).

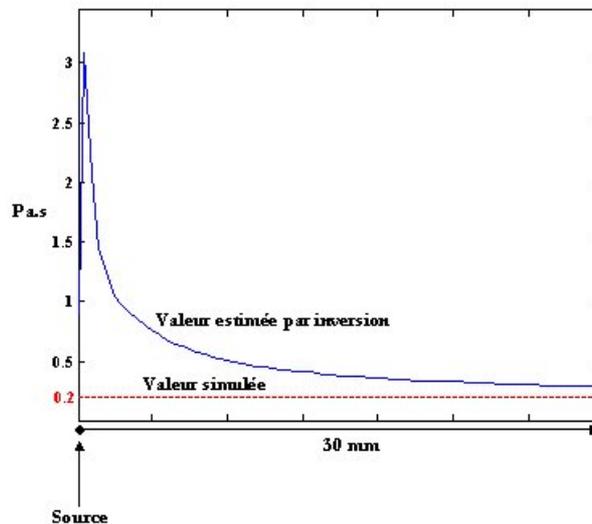


Figure X-5: valeur estimée de la viscosité en fonction de la distance à la source

L'inversion directe de l'équation d'onde viscoélastique est donc une méthode inadaptée à la SSI, cette dernière ne donnant qu'une estimation bidimensionnelle du champ de déplacements. Nous avons donc dû envisager une nouvelle méthode pour estimer la viscosité dans les tissus mous en utilisant la SSI.

X.A.3. 2^{ème} approche : corrélations temporelles

L'inversion directe présentée ci-dessus se base sur une estimation du rapport d'amplitude entre deux grandeurs : la dérivée seconde temporelle et le Laplacien du champ de déplacements. La partie réelle de ce rapport fournit une mesure l'élasticité et la partie imaginaire une mesure de la viscosité. La valeur de cette partie imaginaire étant assez faible dans les tissus mous, l'erreur faite sur la valeur du Laplacien dans le cas bidimensionnel biaise l'estimation de la viscosité. Une autre approche pour estimer la viscosité consiste non pas à comparer les amplitudes de ces deux grandeurs mais à mesurer leur déphasage temporel. Ce dernier est caractéristique de la présence d'effets visqueux dans le milieu. En effet, d'après l'équation de propagation des ondes de cisaillements en milieu viscoélastique, on peut écrire dans le domaine de Fourier:

$$\frac{\partial^2 U_z}{\Delta U_z} = c_s^2 + j\nu_s$$

Cette dernière équation pouvant se réécrire :

$$\frac{\partial^2 U_z}{\Delta U_z} = \sqrt{c_s^4 + \omega^2 \nu_s^2} \exp\left(j \arctan\left(\frac{\omega \nu_s}{c_s^2}\right)\right)$$

Si l'on suppose les effets visqueux un ordre de grandeur en-dessous des effets élastiques alors

$$\frac{\omega \nu_s}{c_s^2} \ll 1 \text{ et :}$$

$$\frac{\partial^2 U_z}{\Delta U_z} \cong c_s^2 \exp\left(j \frac{\omega \nu_s}{c_s^2}\right) = \frac{\mu}{\rho} \exp(j\omega\tau)$$

Cette expression permet d'écrire dans le domaine temporel :

$$\frac{\partial^2 u_z(x, z, t)}{\partial t^2} \cong \frac{\mu}{\rho} \Delta u_z(x, z, t - \tau)$$

Le rapport d'amplitude de ces deux grandeurs donne selon cette formulation une estimation du module d'élasticité alors que le déphasage temporel de ces deux fonctions n'est autre qu'une estimation du temps de relaxation τ des tissus. On en déduit alors une estimation locale de la viscosité : $\nu_s = c_s^2 \tau$

- *Validation et robustesse*

Ce nouvel algorithme est testé sur le champ de déplacements simulé montré Figure X-1. Les cartes de viscosité obtenue en 2D (calcul approché du Laplacien) et en 3D (calcul complet du Laplacien) sont montrées Figure X-6.

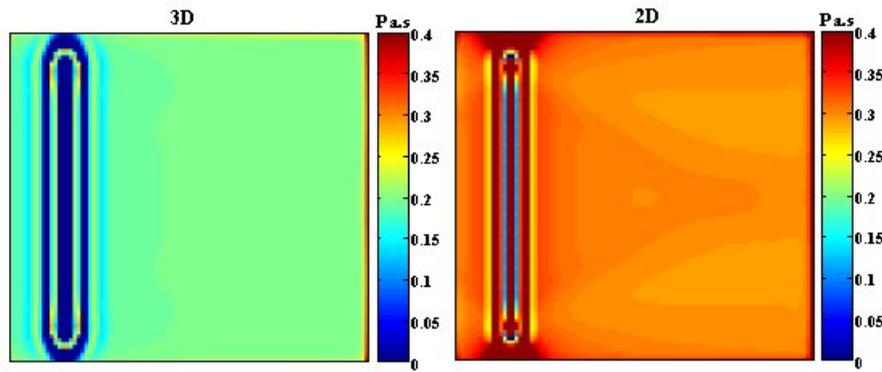


Figure X-6: Cartes de viscosité 3D (gauche) et 2D (droite) en utilisant le nouvel algorithme

La carte résultant de la reconstruction exacte (tridimensionnelle) valide ce deuxième algorithme, démontrant sa cohérence et son aspect quantitatif dans l'ensemble de la zone considérée (excepté dans la source). L'estimation de la carte de viscosité dans une configuration bidimensionnelle montre une surestimation globale de la valeur simulée (environ 0.3 Pa.s au lieu de 0.2 Pa.s) avec une très faible variation spatiale (déviations de 3 % au maximum). Ceci est un avantage indéniable de cette deuxième technique : la valeur de la surestimation ne dépend pratiquement pas de la distance à la source laissant la possibilité de reconstruire des cartes de viscosité de milieux hétérogènes cohérentes. Cette assertion est confirmée par la Figure X-7 où la valeur de la viscosité estimée le long d'une ligne horizontale est comparée avec la valeur réelle simulée et l'estimation de cette viscosité par le premier algorithme :

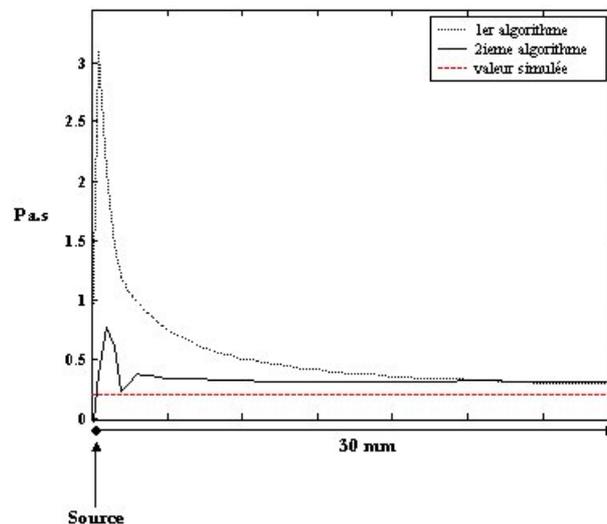


Figure X-7: évolution de la viscosité estimée le long d'une ligne horizontale de l'image

Le long de cette ligne, la valeur de la viscosité reste pratiquement constante, alors que le premier algorithme fournit une estimation fortement dépendante de la distance à la source. Cette surestimation globale a été étudiée en simulation. Elle ne dépend pas des caractéristiques élastiques du milieu. Elle est en

revanche directement proportionnelle à la valeur de la viscosité à estimer. Ceci est illustré Figure X-8, où la valeur moyenne de la surestimation sur l'ensemble de la zone étudiée est tracée en fonction des valeurs d'élasticité et de viscosité injectées dans la simulation viscoélastique.

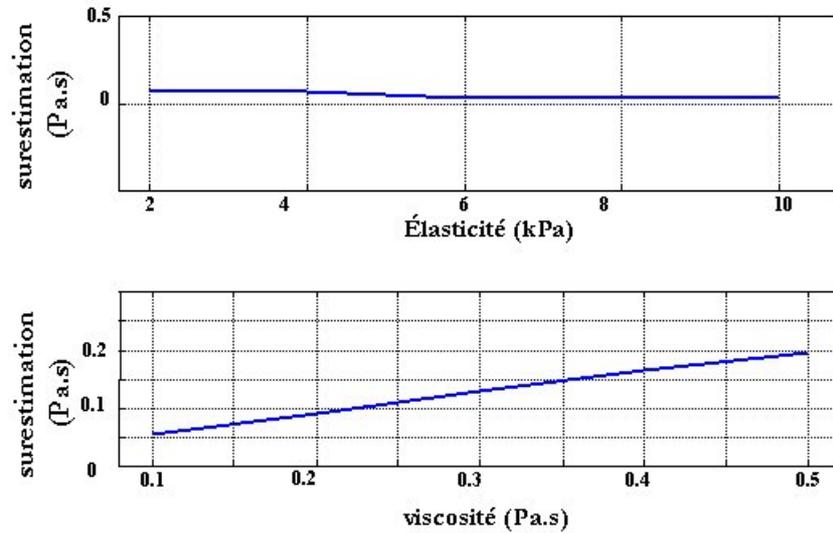


Figure X-8: surestimation globale des cartes de viscosité en fonction de l'élasticité (haut) et de la viscosité (bas) de la simulation

Ces courbes peuvent ainsi servir de référence pour évaluer la surestimation due à l'algorithme et servir à la compenser sur les cartes de viscosité expérimentales. C'est ce que nous ferons dans la section suivante (X.B).

- Influence du bruit

La sensibilité de l'algorithme au bruit est étudié de la même façon que pour la première méthode d'inversion. Le film des déplacements bruités (5 % de bruit blanc) (en 3D) est utilisé pour déduire les cartes d'élasticité et de viscosité. Comme pour la première méthode, la qualité de la carte d'élasticité n'est pas affectée par le bruit. Celle de viscosité est donnée Figure X-9 et comparée à celle obtenue avec le premier algorithme. Si la variance de la mesure est légèrement diminuée en utilisant le deuxième algorithme, l'estimation reste toujours très délicate dès que le bruit devient non négligeable. Ces résultats mettent en valeur la difficulté intrinsèque de l'estimation de la viscosité des tissus mous en SSI. Elle n'est pas due aux propriétés de l'algorithme d'inversion mais au fait que la viscosité est une grandeur d'amplitude très faible, compliquée à extraire de données expérimentales bruitées. D'où l'impact fort de la qualité des signaux enregistrés expérimentalement sur la capacité de la technique élastographique à fournir des estimations quantitatives de viscosité.

- Discussion

Nous avons donc présenté un algorithme destiné à fournir des estimations locales et quantitatives de la viscoélasticité des tissus tout en étant adapté aux conditions imposées par la SSI. Sa validation en milieu hétérogène et en conditions expérimentales est présentée dans la section suivante (X.B). Cet algorithme

possède cependant deux inconvénients potentiels qu'il convient de discuter. Premièrement sa formulation, contrairement à celle de l'algorithme d'inversion directe, se base sur une hypothèse. Celle-ci consiste à supposer les effets visqueux un ordre de grandeur en-dessous des effets élastiques. Précisons que cela est la plupart du temps vrai dans les tissus biologiques. C'est d'ailleurs sur cette même hypothèse que repose la dérivation de la fonction de Green viscoélastique présentée au chapitre précédent et validée expérimentalement dans les gels. Cela n'apparaît donc pas comme une limitation importante de l'algorithme mais plutôt comme une supposition adaptée et légitime dans les tissus mous. Deuxièmement, l'algorithme ne fournit pas une estimation directe de la viscosité mais une mesure du temps de relaxation τ du milieu. Le calcul de la carte de viscosité nécessite donc une estimation préalable de l'élasticité des tissus selon la formule :

$$\eta = \rho v_s = \rho c_s^2 \tau = \mu \tau$$

Cela peut s'avérer gênant dans des milieux hétérogènes aussi bien d'un point de vue élastique que visqueux. Nous étudierons de ce cas plus en détail au paragraphe X.B.2.

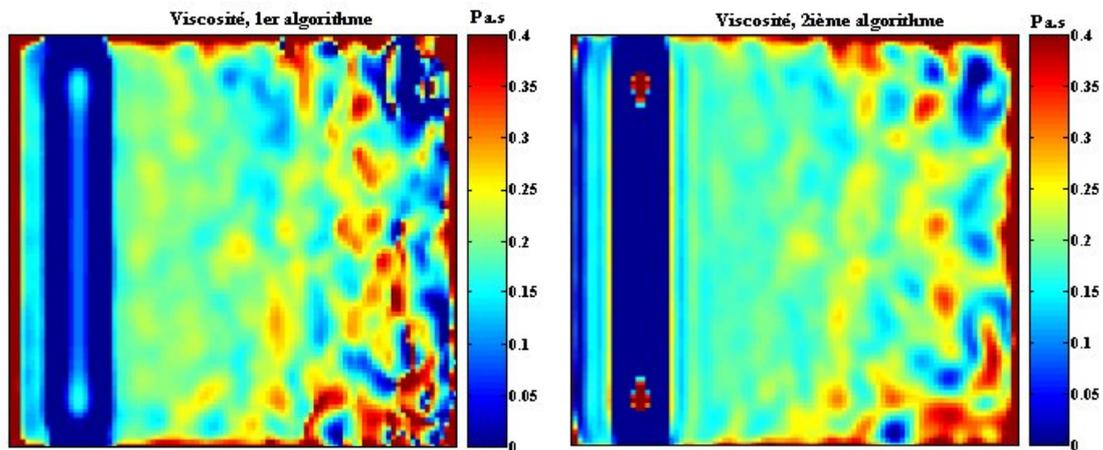


Figure X-9: Cartes de viscosité issues de données bruitées avec le premier algorithme (gauche) et celui considéré dans cette section (droite)

X.B. Application à l'imagerie des propriétés viscoélastiques

X.B.1. Validation en milieu homogène

Le cas du milieu homogène ayant déjà été abordé en simulation dans la section précédente, la première étape de validation de l'algorithme d'inversion est de le tester en conditions expérimentales dans des gels viscoélastiques homogènes. Nous utilisons pour cela les deux gels viscoélastiques étudiés dans le chapitre IX. Rappelons que le premier était composé de 5% de gélatine et de 1 % d'agar. Ses propriétés viscoélastiques, déterminées par la méthode de calibration des ondes planes présentée au chapitre VIII, lui conféraient un module de cisaillement μ de 2.2 kPa et une viscosité de 0.1 Pa.s. Le second, rendu plus

visqueux par l'addition d'une solution de 0.1% de Xanthane dans le même mélange eau-gélatine, avait un module de cisaillement de 2.1 kPa et une viscosité de 0.3 Pa.s. Ces deux gels ont permis la validation expérimentale de la fonction de Green viscoélastique et sont ici utilisés pour tester les capacités de l'algorithme d'inversion présenté ci-dessus. Une expérience, de configuration identique à celle simulée dans la section précédente, a été menée dans chacun de ces gels : une onde conique de cisaillement a été induite par une source supersonique sur un côté du gel. La propagation de l'onde est imagée par la barrette ultrasonore liée à l'échographe ultrarapide et les cartes de viscosité et d'élasticité sont déduites de ce film via notre nouvel algorithme. Le protocole expérimental est résumé Figure X-10.

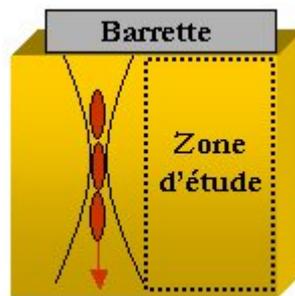


Figure X-10: protocole expérimental appliqué dans les deux gels de viscosités différentes pour la validation de l'algorithme d'inversion

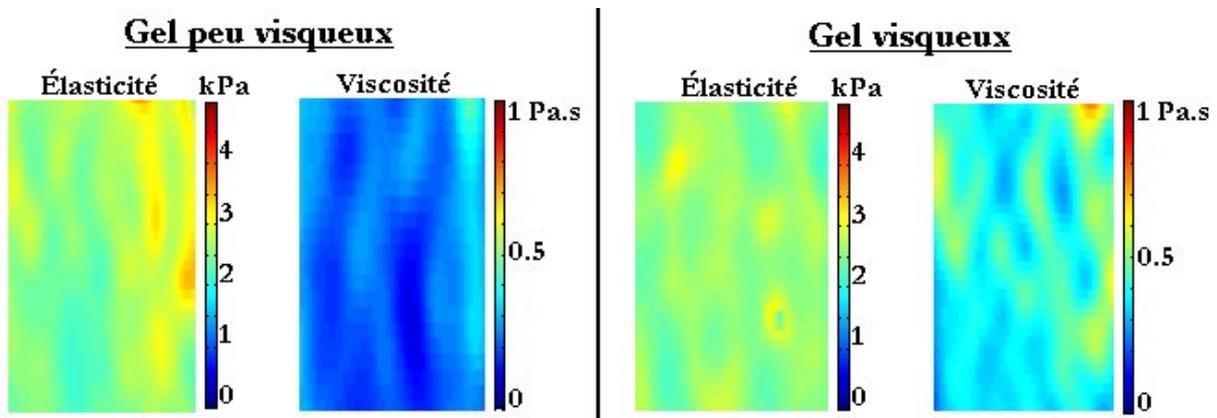


Figure X-11: Cartes d'élasticité et de viscosité pour le gel homogène peu visqueux (gauche) et le gel homogène visqueux (droite)

Les cartes d'élasticité et de viscosité des deux gels sont montrées Figure X-11. Dans les deux cas, l'élasticité est correctement estimée dans l'ensemble de la zone imagée. L'élasticité moyenne de la carte est de 2.3 kPa pour le gel peu visqueux et de 2.15 kPa pour le gel visqueux. La variance de la mesure est de l'ordre de 3% dans les deux cas. L'algorithme fournit également deux cartes de viscosité assez homogènes, présentant des valeurs moyennes, respectivement pour les gels peu visqueux et visqueux, de 0.22 Pa.s et 0.48 Pa.s. Les variances de mesure sont de 14 % et de 17 %. Ces valeurs moyennes doivent être corrigées

pour tenir compte de la surestimation due aux limites l'algorithme de mesure en 2D. Cela ramène les valeurs de viscosité moyennes, selon la courbe montrée Figure X-1, à 0.12 Pa.s et 0.31 Pa.s, qui sont des valeurs assez proches des viscosités réelles des gels. Ces expériences démontrent la possibilité d'estimer expérimentalement la viscosité des gels homogènes par SSI. L'algorithme permet une mesure quantitative des effets visqueux mais avec une variance nettement supérieure à celle des cartes d'élasticité. Cela est lié, comme cela a été souligné dans la section précédente, à la faible amplitude des effets visqueux dans les tissus mous.

X.B.2. Validation en milieu hétérogène

X.B.2.a) Simulation aux différences finies

Nous nous proposons dans un premier temps de vérifier en simulation la capacité de l'algorithme à fournir une estimation locale de viscosité. Ceci ne peut se faire à l'aide de la simulation de Green viscoélastique utilisée précédemment puisque l'expression analytique de la fonction de Green dérivée au chapitre précédent n'est valable qu'en milieu homogène. Nous utilisons par conséquent le logiciel de simulation aux différences finies ACEL développé au Laboratoire par Mickael Tanter permettant de calculer des champs ondulatoires élastiques dans n'importe quel type de milieu hétérogène viscoélastique. La viscoélasticité de cisaillement est prise en compte dans ce logiciel avec un modèle de Voigt. La Figure X-12 montre le champ de déplacements induit par une source mécanique linéaire identique à celle considérée Figure X-1. Le milieu de propagation est homogène d'un point de vue élastique (élasticité constante de 2.2 kPa) et possède une inclusion cylindrique visqueuse de 10 mm de diamètre. La viscosité de cisaillement à l'intérieur de l'inclusion est de 0.8 Pa.s et de 0.2 Pa.s à l'extérieur.

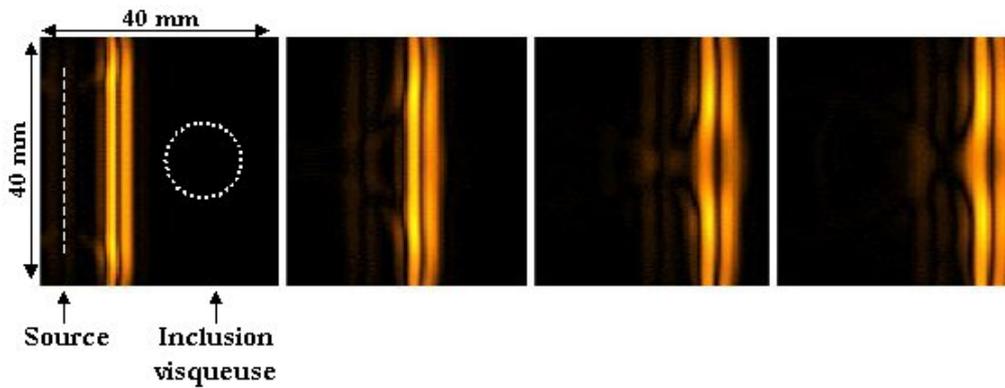


Figure X-12: Simulation de la propagation d'une onde de cisaillement à travers une inclusion visqueuse.

On voit clairement le champ de déplacements axiaux s'atténuer lors du passage du front d'onde dans l'inclusion visqueuse. Cette information est injectée dans l'algorithme d'inversion. La carte de viscosité qui

en résulte est montrée Figure X-13. Elle correspond à une zone carrée de 30 mm de côté autour de l'inclusion.

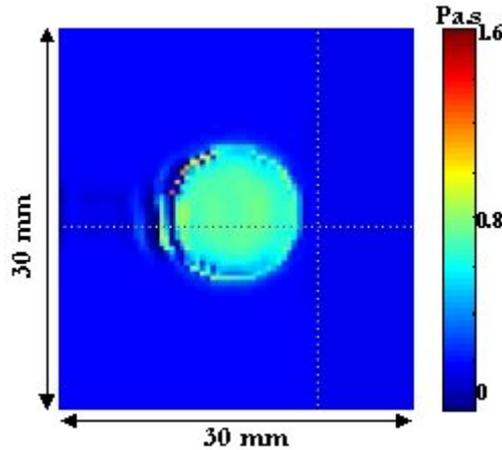


Figure X-13: carte de viscosité obtenue à partir du film simulé dans un milieu contenant une inclusion cylindrique visqueuse.

La carte obtenue montre la capacité de l'algorithme à détecter l'inclusion et à quantifier sa viscosité. La géométrie et les contours de l'inclusion sont très proprement estimés mettant en valeur le caractère local de l'estimation.

X.B.2.b) Expérience

Une expérience dans des conditions similaires à celle de la simulation présentée ci-dessus a été menée dans un gel viscoélastique hétérogène contenant une inclusion visqueuse cylindrique. L'inclusion a un diamètre de 20 mm et a été fabriqué en utilisant une solution à 6% en gélatine, 1% en agar et 0.3 % en Xanthane. La composition du gel environnant l'inclusion est identique, la concentration en Xanthane étant abaissée à 0.1 %. Une source supersonique crée sur un des cotés du gel une onde plane de cisaillement se propageant au travers de l'inclusion. Le protocole expérimental ainsi que la carte de viscosité déduite de l'algorithme d'inversion sont montrés Figure X-14. Aucune compensation (corrigeant la surestimation de la viscosité due à l'algorithme) n'a été effectuée. Malgré cela on constate que l'inclusion visqueuse est bien détectée par l'algorithme. Les contours sont cependant très flous et la variance de la mesure à l'intérieur très élevée (30 %). La viscosité moyenne du gel environnant est de l'ordre de 0.5 Pa.s ce qui semble cohérent avec les résultats obtenus Figure X-11 sur le gel visqueux homogène (la concentration en Xanthane y était identique). La viscosité dans l'inclusion est de 1.1 Pa.s. Malgré un niveau de bruit très élevé et une qualité de mesure très relative, cette expérience représente la première cartographie expérimentale de viscosité issue d'une technique élastographique. C'est en ce sens un résultat assez prometteur. Il faut également garder à l'esprit que la qualité des signaux ultrasonores enregistrés pour déduire ces informations n'est pas optimale. Rappelons en effets que l'échographe ultrarapide utilisé se base sur une dynamique de codage

numérique assez faible (8 bits en échelle log) comparée à celle disponible sur les échographes modernes (12 bits). L'utilisation d'une plateforme plus performante permettrait donc d'acquérir des signaux nettement plus propres. Le niveau de bruit de ces signaux jouant très fortement sur la robustesse de la reconstruction (voir X.A), on peut espérer une amélioration significative de la qualité des cartes de viscosité avec une électronique plus performante.

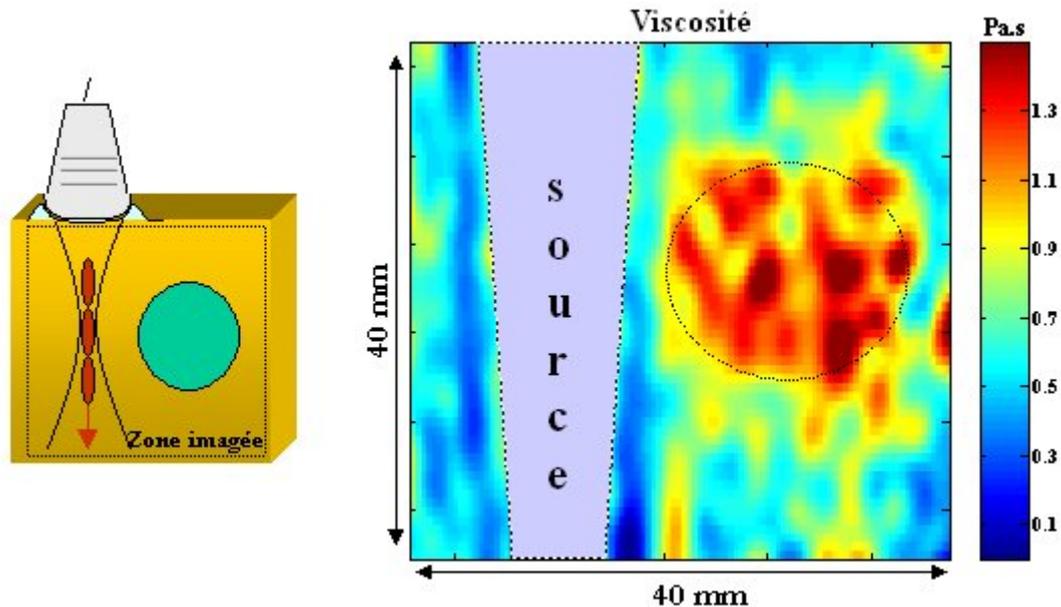


Figure X-14: Protocole expérimental et carte de viscosité déduite d'une expérience menée sur un gel hétérogène contenant une inclusion visqueuse.

X.B.3. Cas de milieux viscoélastiques hétérogènes

Une fois ce travail de validation mené, nous nous sommes intéressés à des configurations plus proches de la réalité, c'est-à-dire à des milieux hétérogènes à la fois d'un point de vue élastique et visqueux. Nous avons alors été confrontés à une difficulté encore non résolue à ce jour. Nous nous proposons ici de la mettre en évidence et de la discuter. Des travaux supplémentaires doivent être menés pour la surmonter. Le comportement de l'algorithme d'inversion dans un milieu hétérogène viscoélastique peut être étudié en simulation. Le champ de déplacements axiaux engendré par la même source linéique que celle envisagée précédemment a été simulé sous ACEL. Le milieu possède cette fois une inclusion cylindrique à la fois plus dure et plus visqueuse que son environnement. Les paramètres viscoélastiques de l'inclusion sont définis par un module de cisaillement de 4 kPa et une viscosité de 0.6 Pa.s. Les paramètres du milieu environnant sont définis par un module de cisaillement de 2 kPa et une viscosité de 0.2 Pa.s. La configuration envisagée est illustrée Figure X-15 où la forme du champ de déplacements simulé, la géométrie de la source et la position de l'inclusion sont précisées.

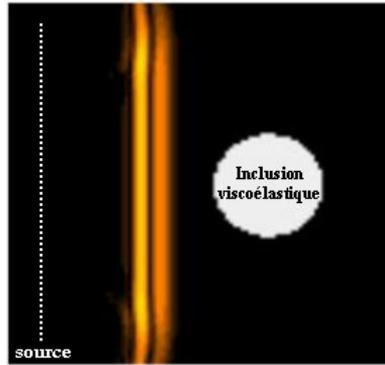


Figure X-15: simulation du champ de déplacements axiaux dans un milieu viscoélastique hétérogène. L'inclusion à la fois plus dure et plus visqueuse a un diamètre de 10 mm. La taille totale de la zone étudiée est de 40*40mm.

La source linéique engendre une onde plane de cisaillement dans la zone d'étude dont la propagation à travers l'inclusion est montrée Figure X-16.

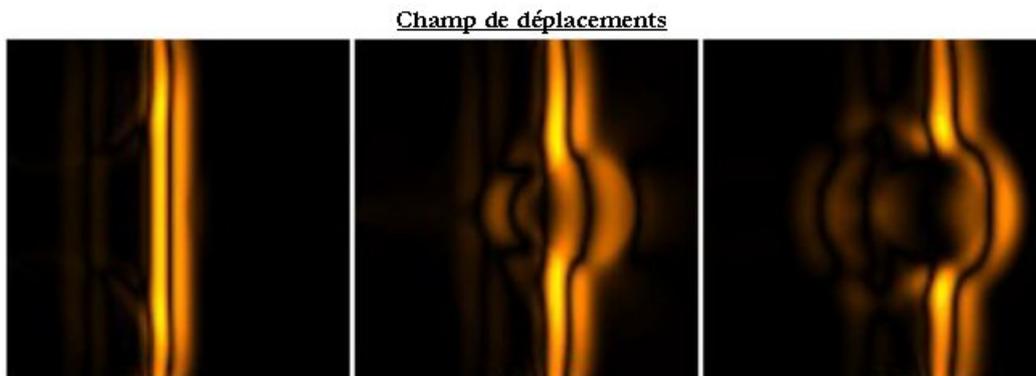


Figure X-16: Propagation de l'onde de cisaillement dans l'inclusion viscoélastique.

Ce film est alors exploité par l'algorithme d'inversion pour déduire simultanément les cartes d'élasticité et de viscosité du milieu hétérogène. Celles-ci sont données Figure X-17. L'élasticité est correctement et quantitativement estimée dans l'ensemble de la zone d'intérêt (sauf dans la source). Il n'en est absolument pas de même pour la viscosité. L'estimation de la viscosité est quantitative dans le milieu environnant et au centre de l'inclusion. Entre les deux, au voisinage des contours de l'inclusion, la carte présente deux zones de très forte surestimation (coté source) et sous-estimation (coté opposé à la source) de la viscosité. L'échelle de la carte a volontairement été étirée (entre -0.5 et 1.5 Pa.s) de manière à mettre en évidence ces artéfacts. On remarque ainsi que la surestimation dépasse largement 1.5 Pa.s et que la sous-estimation correspond à une valeur de viscosité négative illustrant ainsi le fait que ces valeurs n'ont aucun sens physique. Ces erreurs s'étalent autour des contours sur une distance plus importante à l'intérieur de l'inclusion (dans le milieu le plus dur) qu'à l'extérieur. L'inexactitude de l'algorithme d'inversion est ainsi

mise en évidence sur une épaisseur de peau correspondant approximativement à λ , longueur d'onde de l'onde de cisaillement dans le milieu considéré. Ces artéfacts apparaissent donc comme une signature de la présence d'ondes de surface venant interférer avec l'onde de cisaillement et biaisant l'algorithme.

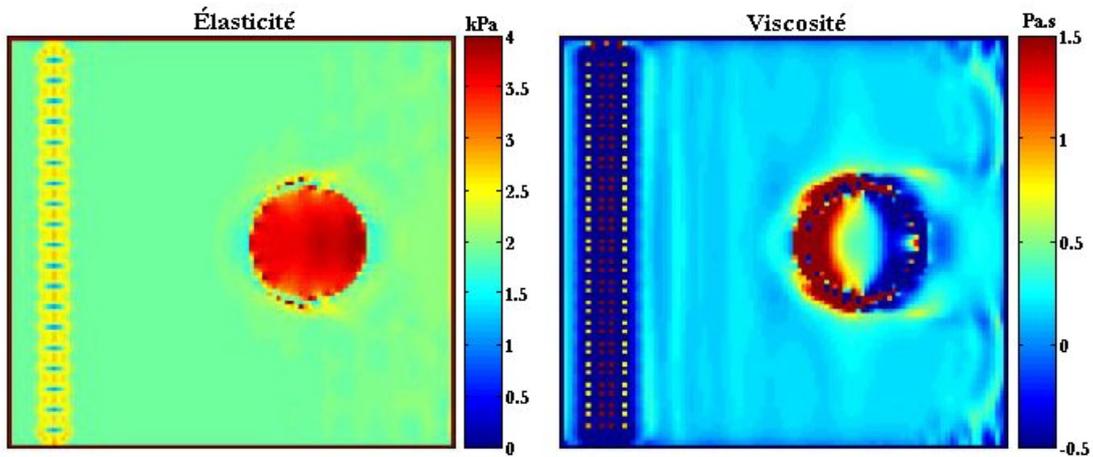


Figure X-17: cartes d'élasticité et de viscosité du milieu viscoélastique hétérogène données par l'algorithme d'inversion

Afin de mettre en évidence des éventuelles ondes de surface, la divergence du champ de déplacements a été calculée de manière à isoler la composante de compression de ce champ. La divergence du champ ainsi que le champ lui-même sont montrés Figure X-18 à trois temps différents.

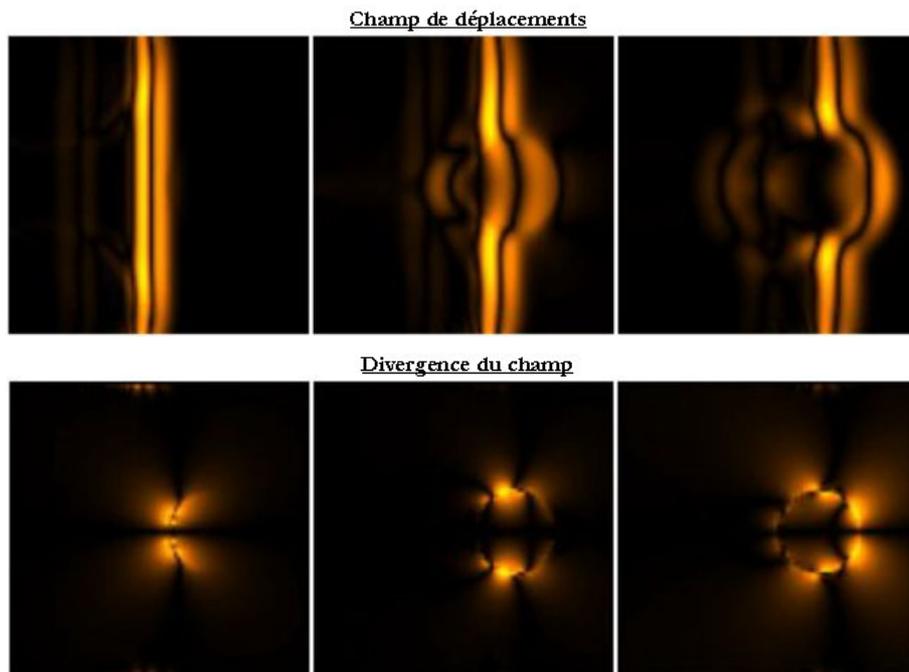


Figure X-18: Champ et divergence du champ de déplacements calculés sous ACEL

On remarque que le passage de l'onde plane de cisaillement à travers l'inclusion induit, à cause de la rupture d'impédance élastique, des ondes de surfaces de compression qui rayonnent de part et d'autre des contours de l'inclusion. Ces ondes, dont les propriétés se rapprochent des ondes de surfaces définies dans la littérature comme les ondes de Stoneley (sauf que ces dernières sont plutôt créées à l'interface de deux solides dont les modules de compression sont différents) ont des conséquences néfastes sur l'estimation des cartes de viscosité. La présence de ces ondes affecte l'amplitude et la phase de la dérivée seconde temporelle et du Laplacien du champ de déplacements mesurés. Elle rend fautive l'hypothèse de l'algorithme d'inversion qui supposait l'absence de champ de compression pendant la propagation de l'onde de cisaillement (Hypothèse 3 au V.A.3). Cet effet reste négligeable pour l'estimation de l'élasticité mais gêne de manière conséquente l'estimation de paramètres de faible amplitude tels que la viscosité. Ces résultats sont confirmés par une expérience jumelle : un gel viscoélastique hétérogène contenant une inclusion cylindrique plus dure et plus visqueuse a été fabriqué. Le gel environnant est constitué de 6% de gélatine, 1% d'agar et 0.1 % de Xanthane. L'inclusion a été fabriquée avec 8% de gélatine, 1% d'agar et 0.3 % de Xanthane. Une expérience de SSI similaire à celle décrite Figure X-14 a été réalisée dans ce gel. La carte de viscosité estimée par l'algorithme d'inversion est montrée Figure X-19.

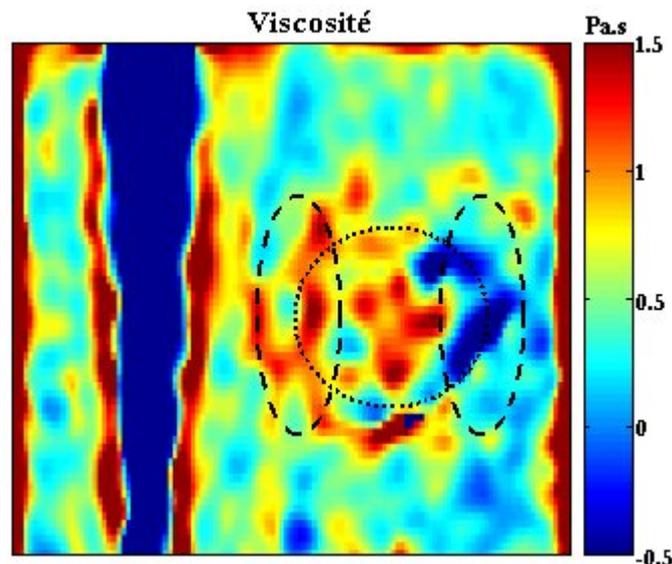


Figure X-19: carte de viscosité expérimentale provenant du gel viscoélastique hétérogène.

La viscosité est bien supérieure au centre de l'inclusion (1 Pa.s) que dans le gel environnant (0.4 Pa.s). On met également clairement en évidence la présence des deux zones d'erreurs (représentées par les ovales en pointillés sur la figure) au voisinage des contours de l'inclusion. La surestimation est bien située du côté de la source mécanique comme en simulation alors que le sous-estimation (donnant des valeurs de viscosité négative) est bien à l'opposé. Ceci confirme bien le biais introduit sur l'estimation de la viscosité par la présence d'hétérogénéités élastiques (source d'ondes de surface). Quelques pistes sont aujourd'hui à

l'étude pour s'affranchir de ces ondes de compression parasites de manière à proposer une estimation robuste de viscosité des tissus biologiques.

X.B.4. Conclusion

Nous avons validé un algorithme d'inversion viscoélastique quantitatif pour la SSI dans des cas simples. Ces résultats préliminaires sont assez prometteurs car ils sont pionniers et permettent de bien appréhender les difficultés que pose une estimation de la viscosité des tissus biologiques. Plusieurs aspects doivent cependant être encore étudiés avant de pouvoir affirmer qu'une cartographie de viscosité est possible en SSI. Les artéfacts engendrés par la présence d'hétérogénéités élastiques sont-ils éliminables expérimentalement avec un approche bidimensionnelle? Quelle est la robustesse de l'algorithme dans des situations plus délicates, en particulier lorsque la symétrie selon l'axe de l'élévation est détruite? Ces questions et ces incertitudes nous font également nous interroger sur la nécessité d'envisager une version tridimensionnelle de la SSI. Sera-t-elle plus performante, plus robuste? La dernière partie de ce manuscrit tente d'aborder ce problème en posant les fondements de l'élastographie 3D par ultrasons.

QUATRIEME PARTIE

VERS L'ELASTOGRAPHIE 3D

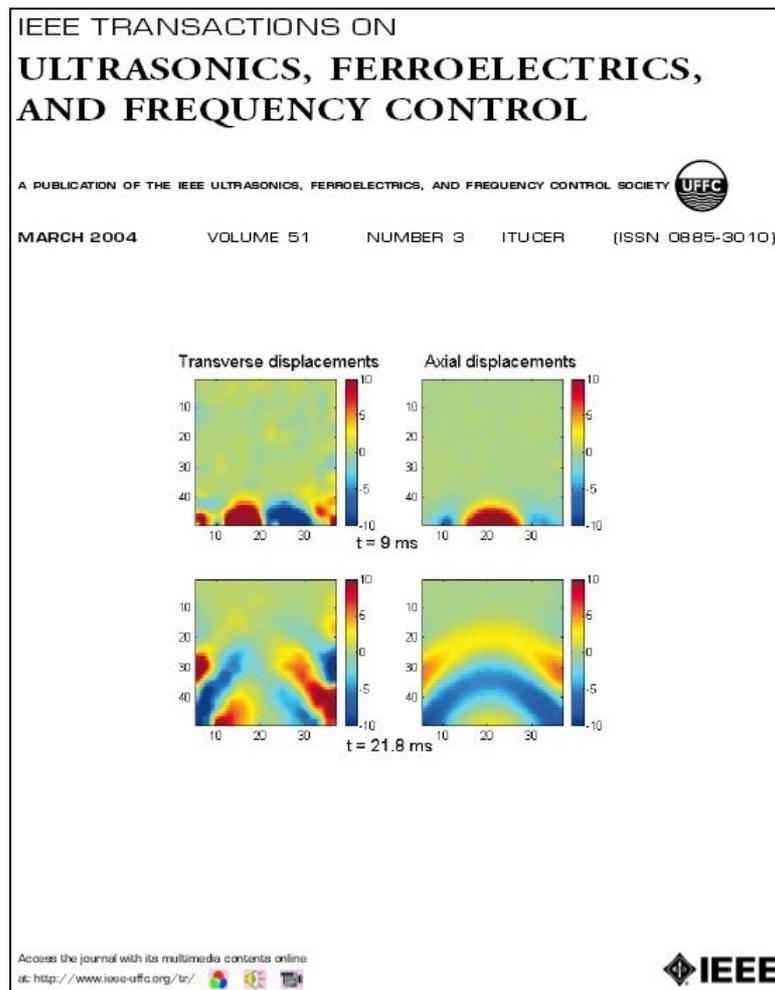
Une des limites fondamentales des techniques élastographiques basées sur l'échographie est la restriction de la zone d'investigation à un plan donné, celui de l'image ultrasonore. L'information mécanique située hors de ce plan est inaccessible et cela peut affecter la qualité et la robustesse des mesures. Supersonic Shear Imaging est l'une des techniques qui s'en accommode le mieux, et ce pour deux raisons :

- la souplesse de la génération de la vibration mécanique.
- son caractère transitoire la rend insensible aux conditions aux limites du milieu et limitant les vibrations mécaniques hors plan.

La SSI est de plus complètement transparente d'un point de vue protocolaire puisqu'elle ne nécessite que l'utilisation d'une sonde échographique classique. Malgré ces avantages, la possibilité de mesurer le champ total des déplacements mécaniques dans tout un volume d'étude offrirait de nouvelles perspectives à la technique en terme de robustesse, de performance et de quantité d'informations fournies. Cette partie étudie donc la faisabilité d'une élastographie ultrasonore tridimensionnelle. Il s'agit d'avantage d'une exploration préliminaire du domaine et de ses possibilités qu'une étude complète (qui nécessiterait une technologie plus avancée). Elle présente tout d'abord (chapitre XI) une généralisation de la technique d'interférométrie ultrasonore permettant une mesure vectorielle du champ de déplacements. Cette étape préliminaire est indispensable pour la faisabilité de l'approche ultrasonore 3D. Cet algorithme est ensuite testé en conditions réelles, au cours d'une première expérience d'élastographie 3D ultrasonore menée au laboratoire en collaboration avec Philips. Calquée sur les principes, déjà bien connus, de l'élastographie par RMN (voir chapitre IV), cette étude prouve que la solution 3D est envisageable en ultrasons et ouvre un nouveau champ d'investigation à explorer dans le futur.

CHAPITRE XI

MESURE VECTORIELLE DE MOUVEMENT PAR INTERFEROMETRIE ULTRASONORE



Couverture de IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, vol. 51,
N°3, Mars 2004

Publication associée:

M. Tanter, J. Bercoff, L. Sandrin, and M. Fink, "Ultrafast compound imaging for 2-D motion vector estimation: Application to transient elastography," *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, pp. 1363-1374, 2002.

Sommaire :

XI.A.	PROBLEMATIQUE	242
XI.B.	THEORIE	243
XI.B.1.	DEPLACEMENT MESURE PAR INTERCORRELATION PAR UNE PETITE OUVERTURE.....	243
XI.B.2.	APPLICATION A LA MESURE DE DEPLACEMENTS TRANSVERSES	246
XI.B.3.	VALIDATION DE L'ALGORITHME.....	248
XI.C.	MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE	251
XI.C.1.	PROTOCOLE EXPERIMENTAL	251
XI.C.2.	INFLUENCE DE L'ANGLE ENTRE LES SOUS-OUVERTURES	253
XI.C.3.	DISCUSSION.....	254
XI.D.	OPTIMISATION DE LA MESURE.....	255
XI.D.1.	ELARGISSEMENT DE LA ZONE D'ETUDE : BEAMFORMING ADAPTE.....	255
XI.D.2.	REDUCTION DE LA VARIANCE : COMPOUND ULTRASONORE.....	256
XI.E.	RESULTATS EN TEMPS REEL	259

XI. MESURE VECTORIELLE DE MOUVEMENT PAR INTERFEROMETRIE ULTRASONORE

XI.A. Problématique

L'ensemble des outils disponibles commercialement aujourd'hui en échographie fonctionnelle (Doppler, couleur, TDI ...) n'est capable fournir que des mesures unidimensionnelles du mouvement. Le champ des vitesses ou des déplacements mesurés ne sont ainsi que les projections de ces champs le long de l'axe du faisceau ultrasonore, la plupart de ces outils se basant sur des algorithmes de corrélation ou de mesure de phase le long des lignes de l'image ultrasonore. L'étude de techniques donnant une mesure vectorielle de mouvement est donc un sujet de recherche assez courant. Plusieurs pistes peuvent être envisagées : l'utilisation de plusieurs transducteurs ou sous-ouvertures distinctes [132-135], l'analyse spectrale de signaux Doppler [136, 137], la modulation en amplitude de l'apodisation en émission [138, 139] ou encore l'utilisation d'algorithme de corrélation bidimensionnel [140-143]. Aucune d'entre elles n'a été pour l'instant intégrée dans un système commercial, soit pour des raisons de coût, soit pour des aspects médicaux, l'apport d'une visualisation vectorielle à l'échographie fonctionnelle restant à prouver en terme de qualité de diagnostic. L'utilité d'une telle mesure est en revanche indiscutable si l'on veut envisager une élastographie tridimensionnelle basée sur l'échographie : la mesure complète du champ de déplacements dans un volume du milieu impose l'utilisation de techniques de mesure vectorielle de mouvement. Nous proposons ici une technique permettant une mesure vectorielle de mouvement par ultrasons satisfaisant les exigences de SSI [144]. En effet, pour être appliquée à la technique de Supersonic Shear Imaging, cette méthode doit :

- fournir une estimation du champ de déplacements dans l'ensemble de la zone imagée par échographie (et non pas juste une petite zone comme la plupart des techniques vectorielles Doppler).
- fournir une estimation locale et non pas moyennée spatialement sur une zone élargie (comme les techniques de modulation d'ouvertures telles que la « quadratic aperture »)
- être adaptée aux cadences d'imagerie ultrarapide imposées par la SSI (3000 à 5000 Hz).
- être suffisamment robuste et sensible pour mesurer des déplacements vectoriels faibles (de l'ordre du micromètre)

Les bases théoriques de cette technique, qui permettent une généralisation de l'algorithme d'interférométrie speckle, sont présentées dans la première section de ce chapitre (XI.B). Leur mise en œuvre et leur validation expérimentale sont développées aux paragraphes XI.C et XI.D, avant de tester l'algorithme en temps réel sur la propagation d'ondes de cisaillement transitoires (XI.E).

XI.B. Théorie

XI.B.1. Déplacement mesuré par intercorrélation par une petite ouverture

Considérons un diffuseur placé en un endroit quelconque du plan que l'on image avec une barrette située dans le plan $z=0$ (Figure XI-1). L'éclairage se fait en onde plane. Le signal rétrodiffusé arrive sur chaque transducteur avec un temps spécifique donnant la loi de retards, ou loi des phases si l'on se place à une fréquence donnée.

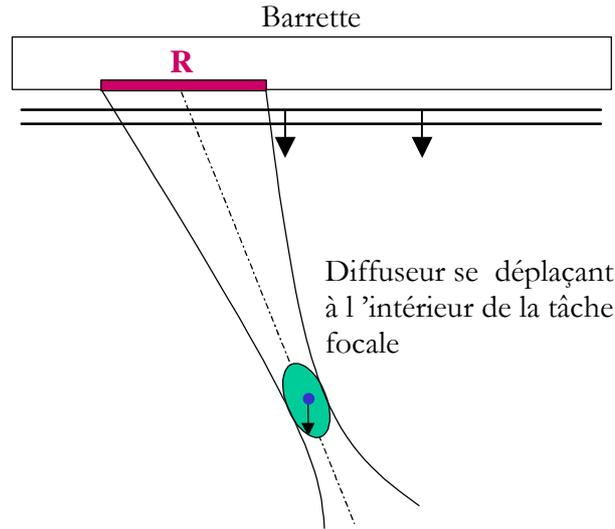


Figure XI-1: Cas général envisagé

La loi de phase à une fréquence donnée s'écrit, pour un diffuseur placé en (x,z) :

$$\varphi_i = e^{j\omega\left(\frac{z}{c} + \frac{\sqrt{(x-x_i)^2 + z^2}}{c}\right)}$$
 où x_i est l'abscisse du transducteur i . Réaliser une focalisation à la réception revient à compenser ces différences de phase en chaque point puis à sommer l'ensemble de ces signaux décalés. Le signal final sera donc la somme de M signaux en phase, c'est-à-dire une impulsion de Dirac, M étant le nombre de transducteurs actifs de la barrette:

$$\forall \omega, \sum_i e^{j\psi_i(\omega)} e^{-j\psi_i(\omega)} = M$$

Si le diffuseur se déplace de $\vec{d}(\Delta x, \Delta z)$ à l'intérieur de la tache focale, tout en restant dans la même tranche, le signal rétrodiffusé aura changé mais pas la loi de focalisation. Il reste alors, après formation de voies, une loi de défocalisation, c'est-à-dire un écart $d\varphi_i$ sur chaque transducteur i par rapport à la loi de focalisation standard du mode échographique:

$$d\varphi_i = e^{j\omega\left(\frac{z+\Delta z}{c} + \frac{\sqrt{(x+\Delta x-x_i)^2+(z+\Delta z)^2}}{c}\right)} * e^{-j\omega\left(\frac{z}{c} + \frac{\sqrt{(x-x_i)^2+z^2}}{c}\right)}$$

$$= e^{j\frac{\omega}{c}(\Delta z + \sqrt{(x+\Delta x-x_i)^2+(z+\Delta z)^2} - \sqrt{(x-x_i)^2+z^2})}$$

où $d\varphi_i$ est la variation de phase sur chaque transducteur i par rapport à l'origine des phases. Un développement limité au premier ordre en Δz et Δx nous permet d'écrire :

$$d\varphi_i = e^{j\frac{\omega}{c}\left(\Delta z + \frac{(x-x_i)\Delta x + z\Delta z}{\sqrt{(x-x_i)^2+z^2}}\right)}$$

le signal final après sommation s'écrit :

$$S = \sum_{i=1}^M d\varphi_i = \sum_{i=1}^M e^{j\frac{\omega}{c}\left(\Delta z + \frac{(x-x_i)\Delta x + z\Delta z}{\sqrt{(x-x_i)^2+z^2}}\right)}$$

Soit $\vec{X}_i(x-x_i, z)$ le vecteur reliant le diffuseur au transducteur i , et soit $\vec{d}(\Delta x, \Delta z)$ le vecteur déplacement.

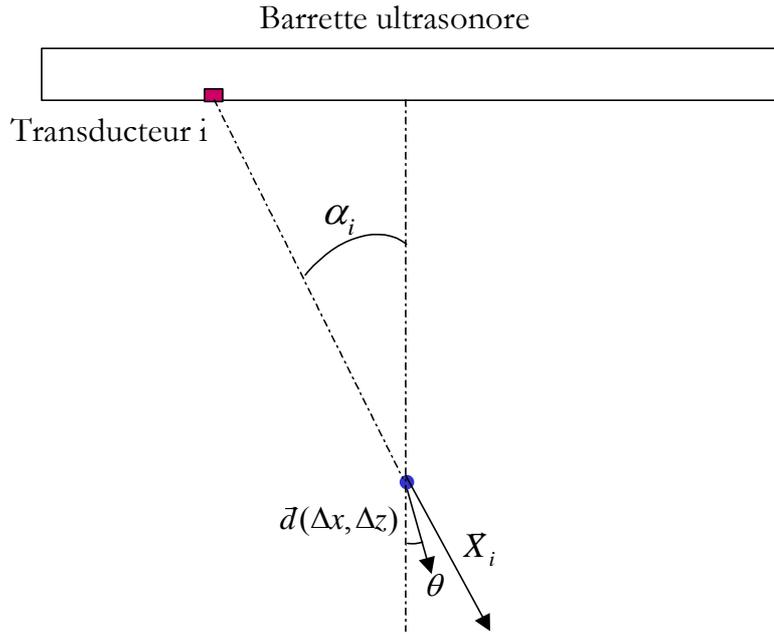


Figure XI-2: Géométrie du problème

On peut réécrire le signal S ci-dessus avec un produit scalaire :

$$S = \sum_{i=1}^M e^{j\frac{\omega}{c}\left(\Delta z + \frac{\vec{X}_i \cdot \vec{d}}{|\vec{X}_i|}\right)}$$

En posant $\vec{u}_i = \frac{\vec{X}_i}{|\vec{X}_i|}$ le vecteur unitaire :

$$S = \sum_{i=1}^M e^{j\frac{\omega}{c}(\Delta z + \vec{u}_i \cdot \vec{d})}$$

En notation angulaire, et avec les conventions du schéma ci-dessus :

$$S = \sum_{i=1}^M e^{j\frac{\omega}{c}d(\cos\theta + \cos(\theta - \alpha_i))}$$

Finalement le signal rétrodiffusé par un diffuseur légèrement déplacé par rapport au point de focalisation est une somme d'impulsions de Dirac réparties de façon non linéaire. Simplifions le problème en prenant une petite ouverture, ayant $M=2N+1$ transducteurs actifs, afin de pouvoir linéariser le problème (Figure XI-3).

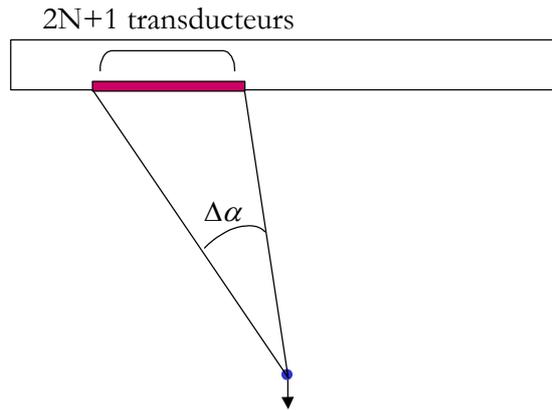


Figure XI-3: linéarisation du problème

On pose alors $\alpha_i = \alpha_o + \Delta\alpha_i$ en supposant $\Delta\alpha_i$ petit. Ecrivons la relation linéarisée :

$$S = \sum_{i=-N}^N e^{j\frac{\omega}{c}d(\cos\theta + \cos(\theta - \alpha_o) + \Delta\alpha_i \sin(\theta - \alpha_o))}$$

Cette hypothèse nous permet d'écrire $\Delta\alpha_i = \frac{i}{2N+1} \Delta\alpha$ où $\Delta\alpha$ est l'ouverture angulaire de la barrette vue du diffuseur et N le nombre d'éléments actifs sur la moitié de la barrette. Cela revient à considérer le pas angulaire comme constant c'est-à-dire à confondre le milieu de la barrette et son intersection avec la bissectrice de $\Delta\alpha$. α_o est donc l'angle entre la verticale et le milieu de la barrette. L'approximation consiste donc à avoir un nombre suffisant de transducteurs dans une ouverture réduite de manière à avoir:

$$\frac{\Delta\alpha}{2N+1} \ll 1$$

Physiquement cela revient à supposer que la dispersion temporelle de la réponse impulsionnelle après émission par l'ouverture active de la barrette est faible au point considéré, et centrée autour du signal provenant du milieu de la sous-ouverture.

On a alors :

$$S = e^{j\frac{\omega}{c}d(\cos\theta+\cos(\theta-\alpha_0))} \sum_{i=-N}^N e^{j\frac{\omega}{c}d(\frac{i}{2N+1}\Delta\alpha \sin(\theta-\alpha_0))} = e^{j\frac{\omega}{c}d(\cos\theta+\cos(\theta-\alpha_0))} \sum_{i=-N}^N \left(e^{j\frac{\omega}{c}d(\frac{\Delta\alpha}{2N+1}\sin(\theta-\alpha_0))} \right)^i$$

Qui n'est rien d'autre qu'une somme géométrique. On a par conséquent :

$$S = e^{j\frac{\omega}{c}d(\cos\theta+\cos(\theta-\alpha_0))} \frac{1 - e^{j\frac{\omega}{c}d(\Delta\alpha \sin(\theta-\alpha_0))}}{1 - e^{j\frac{\omega}{c}d(\frac{1}{2N+1}\Delta\alpha \sin(\theta-\alpha_0))}} e^{j\frac{\omega}{c}d(\frac{N}{2N+1}\Delta\alpha \sin(\theta-\alpha_0))} = Ke^{j\frac{\omega}{c}d\frac{\Delta\alpha}{2}\sin(\theta-\alpha_0)(1-\frac{2N}{2N+1}-\frac{1}{2N+1})}$$

$$S = Ke^0 = K = Ae^{j\frac{\omega}{c}d(\cos\theta+\cos(\theta-\alpha_0))} \quad \text{où } A \text{ est un coefficient réel.}$$

Il ne reste qu'une exponentielle complexe. La linéarisation nous permet donc de transformer la somme d'impulsions de Dirac dispersées en un Dirac moyen situé en α_o . La corrélation mesure alors la différence de phase entre ce Dirac et le Dirac du diffuseur initial :

$$t_{\alpha_o} = \frac{d(\cos\theta + \cos(\theta - \alpha_o))}{c} = \frac{dz + dz \cos \alpha_o + dx \sin \alpha_o}{c}$$

Ceci démontre bien que lorsque l'on se place dans une configuration quelconque, et à condition d'avoir un rapport ouverture sur nombre de transducteurs petit, le déplacement mesuré par intercorrélacion dépend de dz mais aussi du déplacement transversal dx.

XI.B.2. Application à la mesure de déplacements transverses

Des résultats décrit ci-dessus, on peut déduire la méthode pour estimer le vecteur déplacement : Une illumination plane du milieu puis deux formations de voies en parallèle sur deux sous-ouvertures distinctes de la barrette ultrasonore, comme le montre le schéma Figure XI-4.

L'algorithme de corrélation nous fournit alors deux temps correspondant aux deux déphasages :

$$t_{\alpha_0} = \frac{dz + dz \cos \alpha_o + dx \sin \alpha_o}{c}$$

$$t_{\alpha_1} = \frac{dz + dz \cos \alpha_1 + dx \sin \alpha_1}{c}$$

De ce système de deux équations à deux inconnues on déduit le déplacement vectoriel :

$$dz = \frac{ct_{\alpha_0} \sin \alpha_1 + ct_{\alpha_1} \sin \alpha_0}{(1 + \cos \alpha_0) \sin \alpha_1 - (1 + \cos \alpha_1) \sin \alpha_0}$$

$$dx = \frac{ct_{\alpha_1} (1 + \cos \alpha_0) - ct_{\alpha_0} (1 + \cos \alpha_1)}{(1 + \cos \alpha_0) \sin \alpha_1 - (1 + \cos \alpha_1) \sin \alpha_0}$$

Ainsi, à partir de la technique de corrélation 1D appliquée ligne par ligne aux images réalisées à l'aide des deux sous-ouvertures, on déduit les déplacements caractéristiques ct_{α_0} et ct_{α_1} . La connaissance de α_0 et α_1 , paramètres liés aux propriétés géométriques de la sonde, nous permet alors de remonter à dz et dx . La précision sur la mesure de ct_{α_0} et ct_{α_1} est donnée par la théorie de Cramer-Rao. Dans le cadre de notre application, elle est de l'ordre de quelques microns. Mais la précision sur la mesure de dx et dz dépend aussi de la valeur des angles α_0 et α_1 . On peut ainsi calculer l'erreur relative $\varepsilon_z(\alpha)$ et $\varepsilon_x(\alpha)$ sur les déplacements longitudinaux et transverses en fonction de l'angle des sous-ouvertures avec l'axe de la barrette.

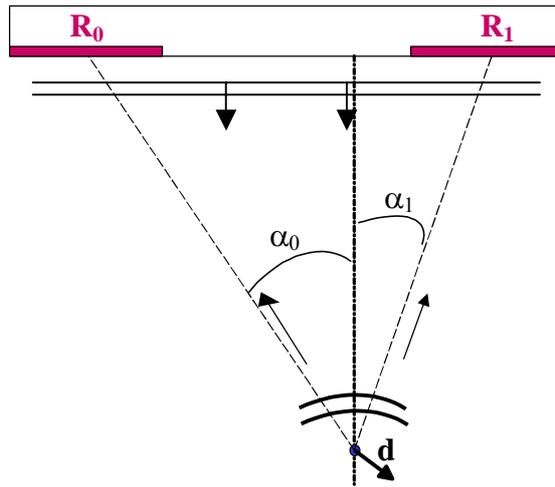


Figure XI-4: Configuration pour la mesure vectorielle de déplacement

On se place ici dans le cas de sous-ouvertures symétriques : $\alpha_0 = -\alpha_1$. On peut alors écrire :

$$\varepsilon_z(\alpha_0) = \frac{1}{dz} \frac{\partial dz}{\partial \alpha_0} \quad \varepsilon_x(\alpha_0) = \frac{1}{dx} \frac{\partial dx}{\partial \alpha_0}$$

Après simplifications, on aboutit à :

$$\varepsilon_z(\alpha_0) = -\frac{\sin(\alpha_0)}{1 + \cos(\alpha_0)} \quad \varepsilon_x(\alpha_0) = \frac{1}{\tan(\alpha_0)}$$

Les courbes montrant l'évolution de ε_x et ε_z sont données Figure XI-5.

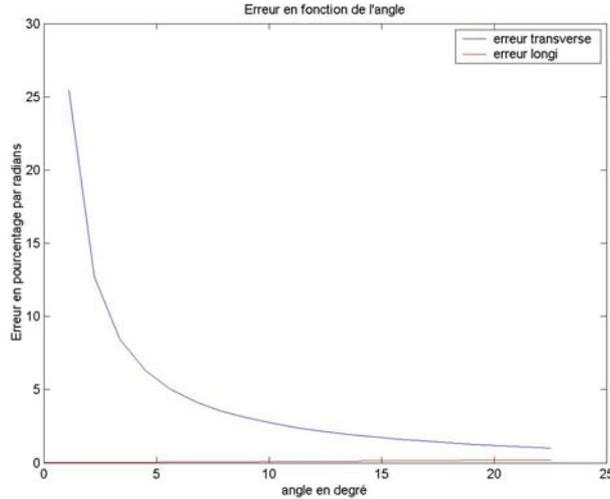


Figure XI-5: : ϵ_x et ϵ_z en fonction de l'angle α_0

L'erreur relative sur dx , due à une faible variation de α_0 (1 degré), diminue d'autant plus que l'angle α_0 est important. L'erreur relative sur dz due à une faible variation de α_0 est très faible comparée à celle sur dx et devient nulle pour $\alpha_0 = 0$. La mesure du déplacement transverse ne deviendra acceptable que si l'angle entre les deux sous-ouvertures dépasse environ 10° . On constate également que l'augmentation de l'angle n'accroît l'erreur sur l'estimation de dz que d'une quantité tout à fait négligeable.

XI.B.3. Validation de l'algorithme

Afin de vérifier la validité de notre modèle théorique, l'estimation vectorielle du déplacement a été testée en simulation. Nous avons pour cela utilisé un code, développé au laboratoire, permettant de simuler les signaux RF enregistrés par une barrette linéaire ultrasonore par un ensemble de diffuseurs acoustiques dont la position et l'amplitude de rétro-diffusion peuvent être fixées. Les différentes étapes de la validation sont décrites ci-dessous :

Etape 1 : Deux fichiers de signaux RF sont générés : l'un avec N diffuseurs, l'autre avec ces mêmes N diffuseurs tous translatés d'un déplacement choisi d . Le nombre de diffuseurs N a été fixé à 36 dans notre simulation. Leur déplacement est purement transverse. $d = dx = 0.1$ mm. La Figure XI-6 montre les signaux RF engendrés par la présence dans le milieu des 36 diffuseurs répartis de manière aléatoire.

Etape 2 : On réalise la formation de voies avec chacun des fichiers RF. Ceci pour les deux sous ouvertures distinctes (R_0 et R_1) afin d'avoir deux mesures différentes. La Figure XI-7 ci dessous donnent les deux images déduites des deux formations de voies, droite et gauche, représentant les 36 diffuseurs à leur position initiale.

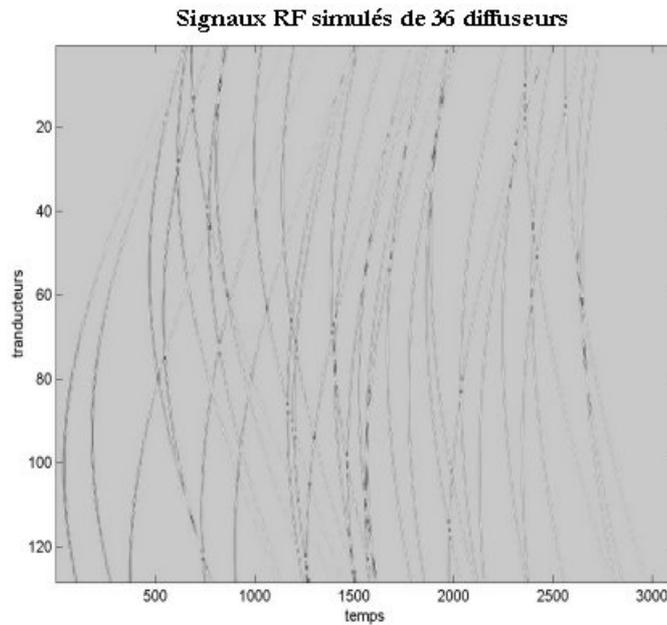


Figure XI-6: signaux RF de 36 diffuseurs positionnés aléatoirement.

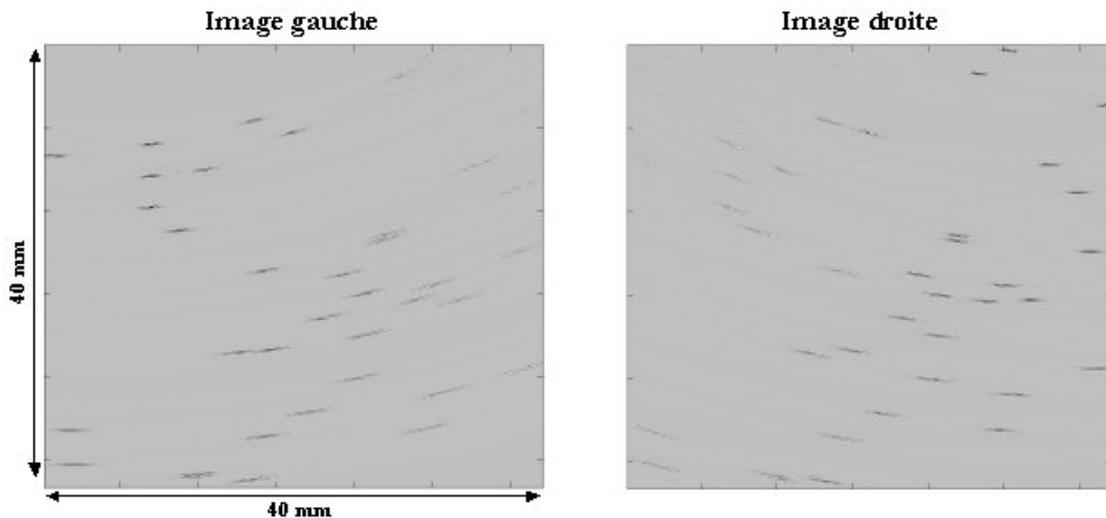


Figure XI-7: Images déduites des formations de voies gauche et droite pour les diffuseurs situés à leur position de départ. La même paire d'images est calculée une fois les diffuseurs déplacés.

Etape 3 : Les deux images obtenues avec la formation de voies à gauche sont intercorrélées. Idem pour celles à droite. On obtient alors deux cartographies des déplacements. L'une venant de la formation de voies à gauche et donnant t_{α_0} , l'autre correspondant à celle de droite et donnant t_{α_1} . Ces cartes sont montrées Figure XI-8.

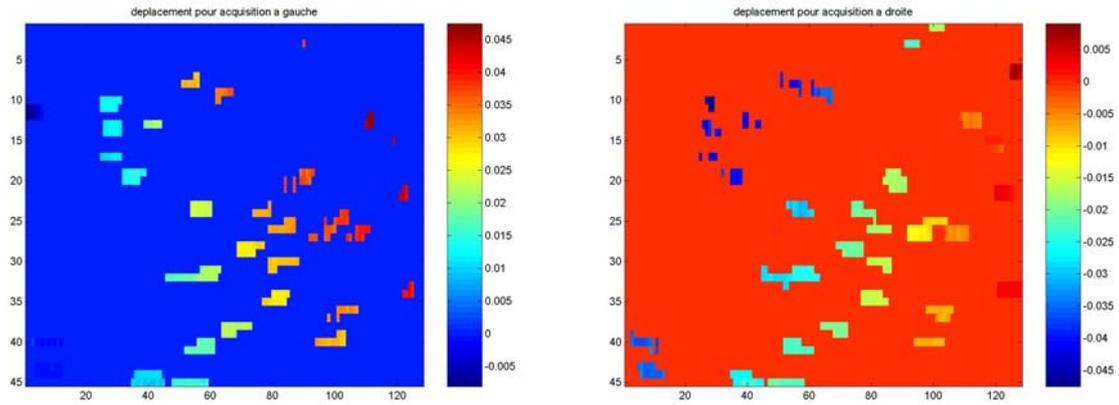


Figure XI-8: cartes donnant les déplacements calculés par intercorrélation après formation de voies à gauche (gauche) et à droite (droite)

Etape 4 : Il suffit alors d'appliquer les formules données au paragraphe précédent en chaque point pour retrouver les cartes de dx et dz . La carte de déplacements transverses ainsi qu'un zoom sur une région sont montrés Figure XI-9.

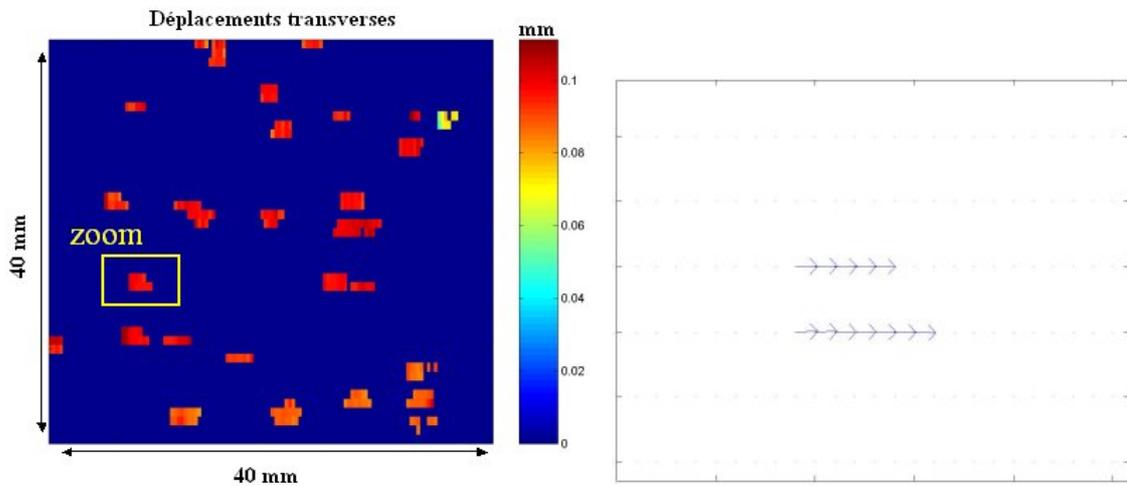


Figure XI-9: estimation des déplacements transverses.

Alors que l'algorithme classique d'interférométrie speckle ne détecte aucun déplacement, on est ici capable de détecter et quantifier des déplacements purement transverses. Des simulations pour d'autres amplitudes et d'autres directions de déplacement ont été effectuées avec des résultats aussi probants. Nous n'avons pas voulu réaliser d'étude systématique sur la sensibilité et la qualité de la mesure en simulation. Il nous importait juste de valider l'algorithme mathématique. Il convient donc maintenant d'étudier la technique en conditions expérimentales pour vérifier son efficacité, sa robustesse et en fixer les limites.

XI.C. Mise en œuvre expérimentale

XI.C.1. Protocole expérimental

La mise en œuvre expérimentale de la technique de mesure se calque sur la simulation présentée dans la section précédente.

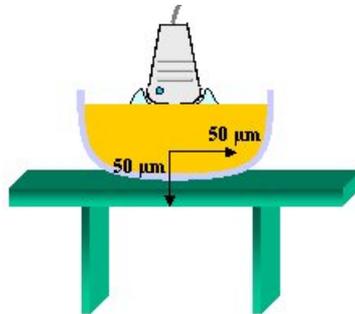


Figure XI-10: protocole expérimental

Un gel d'Agar-gélatine, homogène, isotrope, présentant une répartition homogène et aléatoire de diffuseurs d'Agar a été fabriqué. Une acquisition ultrasonore est effectuée grâce à l'échographe ultrarapide. Le gel est ensuite déplacé manuellement par l'utilisateur et une seconde acquisition est réalisée. Le déplacement effectué a été de 50 microns selon l'axe horizontal et 50 microns selon la profondeur. Pour chaque matrice RF, deux formations de voies parallèles, respectivement avec les sous-ouvertures gauche et droite sont effectuées. Ceci est illustré Figure XI-11.

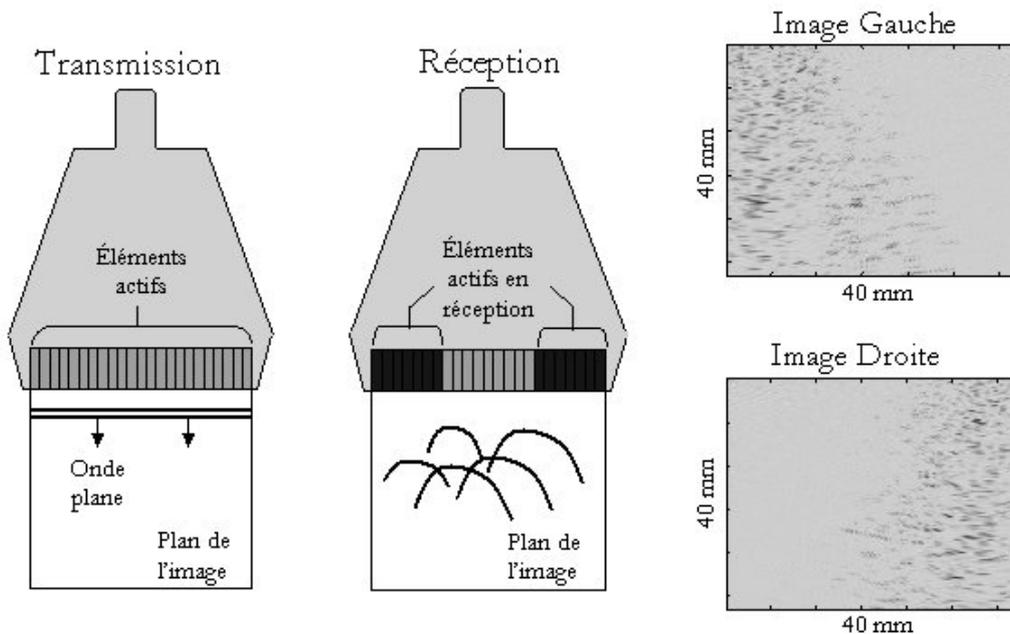


Figure XI-11: Formation de voies parallèles

On constate que les images échographiques obtenues ne reproduisent la signature acoustique du gel que du côté de la sous ouverture utilisée pour réaliser le beamforming. Ceci est dû à la directivité des transducteurs de la barrette qui ont un diagramme de rayonnement axial les rendant peu sensibles à des zones d'investigation trop latérales. Les sous-ouvertures ainsi choisies ne permettent de reconstruire l'image que sur des zones limitées. Ces images sont alors intercorrélées avec le couple d'images obtenues après déplacement du gel. On en déduit les cartes des déplacements longitudinaux et transverses, montrées Figure XI-12. Tout d'abord notons que l'estimation est quantitative ($50\ \mu\text{m}$ ou $0.05\ \text{mm}$) pour les deux composantes du déplacement. Cette estimation n'est cependant possible que dans la zone centrale de l'image à l'intersection des zones correctement imagées par les sous-ouvertures gauche et droite. Ailleurs les valeurs sont nulles ou proches de zéro. Un bon indicateur pour estimer les zones de mesure fiable est la carte des coefficients de corrélation montrée Figure XI-13.

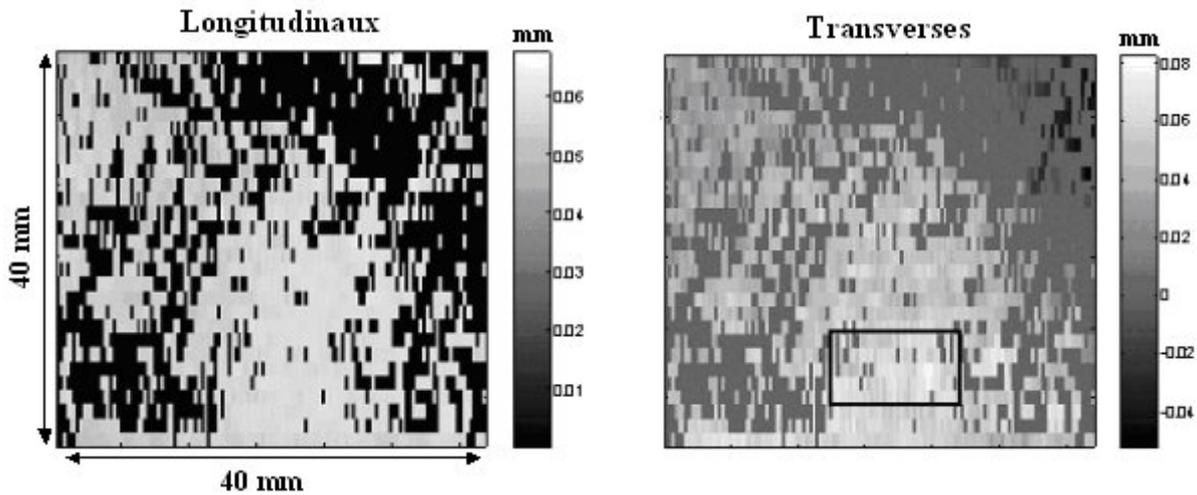


Figure XI-12: Carte des déplacements longitudinaux et transverses.

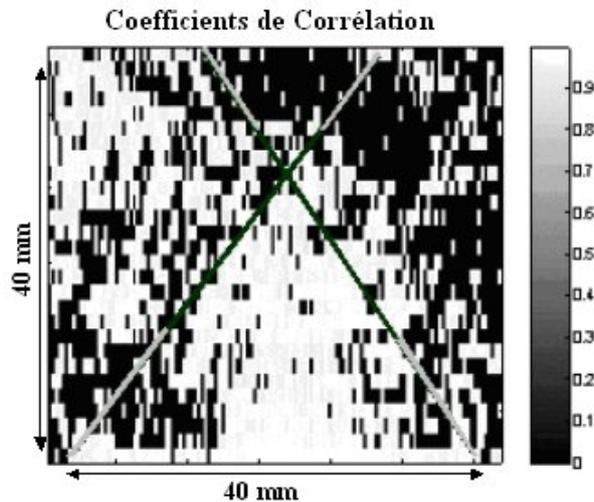


Figure XI-13 : carte des coefficients de corrélation

La valeur du coefficient de corrélation est une estimation de la confiance que l'on peut accorder à la mesure de déplacements que l'on réalise. Une bonne mesure est généralement associée à un coefficient de corrélation supérieur à 0.9. Il est donc intéressant de vérifier la qualité de notre mesure sur l'ensemble de l'image : l'intersection des deux cartes de coefficients de corrélation correspondant aux deux formations de voies effectuées indique les points où la mesure de dx et dz est censée être bonne. Si l'on ne garde que les coefficients supérieurs à 0.9, la zone obtenue colle avec la zone de mesure expérimentale fiable. Enfin, si l'estimation de dz est tout à fait correcte (on a bien 50 microns sur la zone en question et la variance ne dépasse pas 3% de la valeur moyenne), l'estimation de dx présente une variance assez grande autour de la vraie valeur, de l'ordre de 9% autour de sa valeur moyenne de 50 microns. Précisons que l'estimation des variances a été faite sur une petite zone au centre de l'image, représentée par un rectangle Figure XI-12, où l'on est sûr que la mesure est fiable.

XI.C.2. Influence de l'angle entre les sous-ouvertures

Nous avons vu dans la section précédente (Figure XI-5) que l'erreur sur la mesure était une fonction de l'angle entre les deux sous-ouvertures. Afin d'étudier expérimentalement l'influence de cet angle sur la qualité de mesure de déplacement, nous proposons de changer la position des sous-ouvertures de manière à garder l'angle entre les deux sous-ouvertures constant quelle que soit la profondeur. Nous choisissons également de fixer la longueur des sous-ouvertures pour avoir une tache focale de taille constante, c'est-à-dire un rapport f/D constant (choix classique en imagerie pour avoir une résolution homogène). L'apodisation proposée en réception pour les deux sous-ouvertures en fonction de la profondeur est montrée Figure XI-14 (pour un angle de 15° et un rapport f/D de 4) et comparée avec l'apodisation simple utilisée lors de la première expérience.

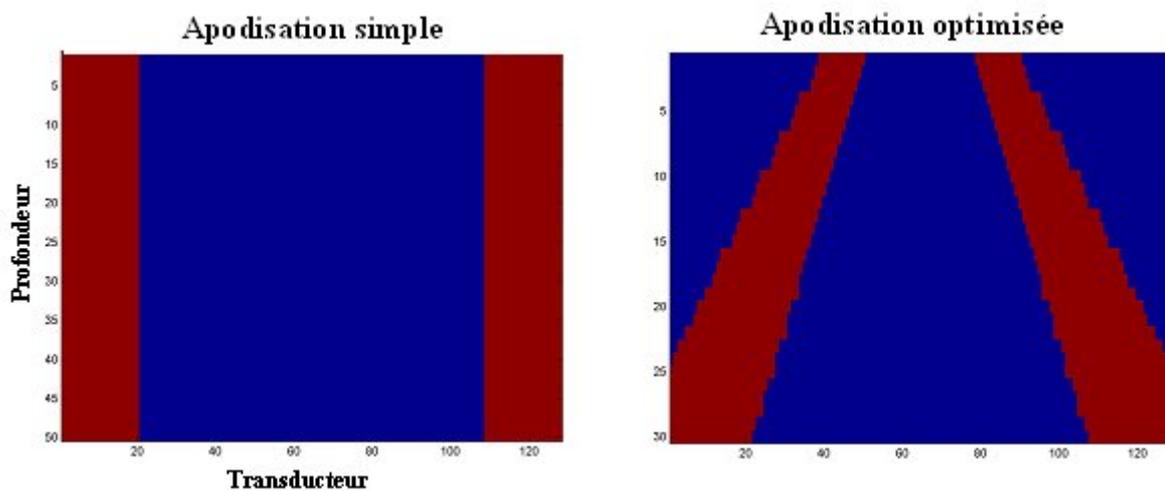


Figure XI-14: tailles et positions des sous-ouvertures en fonction de la profondeur de la zone à imager

En effectuant plusieurs formations de voies sur les données de la même expérience de manière à faire varier la valeur de l'angle entre les sous-ouvertures, on déduit l'évolution de la variance de la mesure en fonction de cet angle α . La mesure se faisant toujours sur la petite zone rectangulaire indiquée Figure XI-12. Les résultats pour chacune des composantes du vecteur déplacement sont donnés Figure XI-15. Si la variance de la mesure de déplacements axiale est très basse (1 μm ou 3%) et ne dépend pratiquement pas de l'angle α , la variance latérale diminue de manière significative entre 8 et 24 °C (de 20 à 10 %). L'optimisation d'une mesure vectorielle de déplacement consistera donc à maximiser l'angle entre les sous-ouvertures. Nous sommes alors confrontés à deux problèmes : d'une part la largeur du transducteur impose une limite géométrique supérieure à l'angle α : il est difficile dépasser les 24° sans trop diminuer la taille de ces dernières et donc avoir une résolution spatiale trop faible. D'autre part, trop écarter les sous-ouvertures diminue la zone où la corrélation est bonne (à cause de la directivité des transducteurs) et réduit le champ d'investigation. On touche donc ici aux limites de la technique telle qu'elle a été présentée.

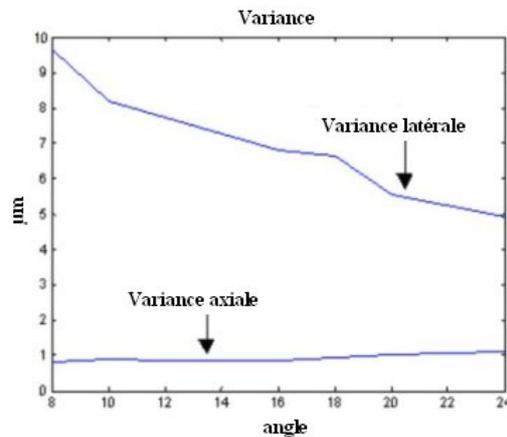


Figure XI-15: évolution de la variance des mesures de déplacements en fonction de l'angle entre les sous ouvertures

XI.C.3. Discussion

Si la méthode présentée ci-dessus est tout à fait valide d'un point de vue théorique et fonctionne parfaitement en simulation, elle a montré plusieurs lacunes expérimentales. Tout d'abord la directivité des transducteurs impose une zone de mesure encore trop petite comparée à la taille de la zone imagée. Ensuite la mesure du déplacement transverse reste entachée d'une erreur encore trop importante. Le problème est d'autant plus difficile à résoudre que diminuer la variance revient à écarter les sous-ouvertures, ce qui réduit automatiquement la zone de mesure puisque les angles deviennent plus grands. Nous sommes donc parvenus à établir une mesure correcte du déplacement dans une petite zone située au milieu de l'image, où l'ouverture angulaire est un compromis idéal donnant une bonne corrélation et une variance minimum. Il est donc nécessaire de trouver un moyen d'augmenter la zone de mesure tout en essayant, si possible, de diminuer la variance, l'objectif étant de parvenir à réaliser une mesure sur toute l'image. La section suivante décrit les solutions que nous avons envisagées afin d'atteindre ces objectifs.

XI.D. Optimisation de la mesure

XI.D.1. Elargissement de la zone d'étude : Beamforming adapté

Afin d'agrandir la taille de la zone de mesure, il est possible de jouer sur la taille et la position des sous-ouvertures utilisées pour la formation de voies en réception afin d'agrandir la zone d'intersection des images gauche et droite. La formation de voies est ainsi adaptée de façon à optimiser la mesure de déplacements pour chaque profondeur et chaque ligne de l'image. La solution choisie est la suivante : pour chaque ligne de l'image les sous-ouvertures sont positionnées de manière symétrique à la ligne considérée. Le rapport f/D ainsi que l'angle entre les sous-ouvertures γ est gardé constant pour toutes les profondeurs de la ligne. Cette symétrie latérale est gardée tant que les ouvertures actives n'atteignent pas les bords de la barrette. Sur les lignes proches des bords, on choisit des sous-ouvertures s'approchant au mieux de la configuration symétrique. L'évolution de la taille et de la position des sous-ouvertures en fonction de la profondeur et de la ligne de l'image est montrée Figure XI-16.

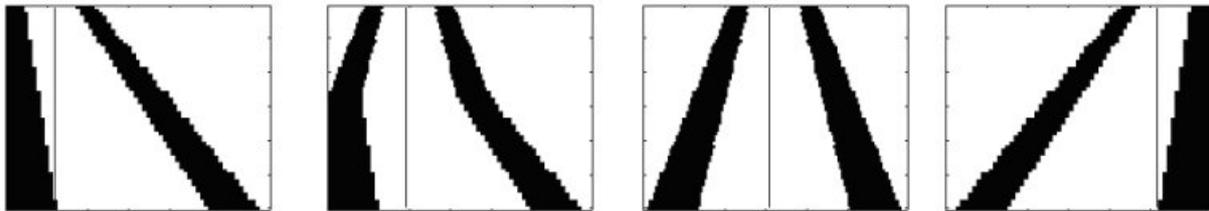


Figure XI-16: Beamforming adapté à la mesure de déplacement transverse: tailles et positions des sous-ouvertures pour 4 lignes (respectivement les lignes 20, 40 64, et 100)

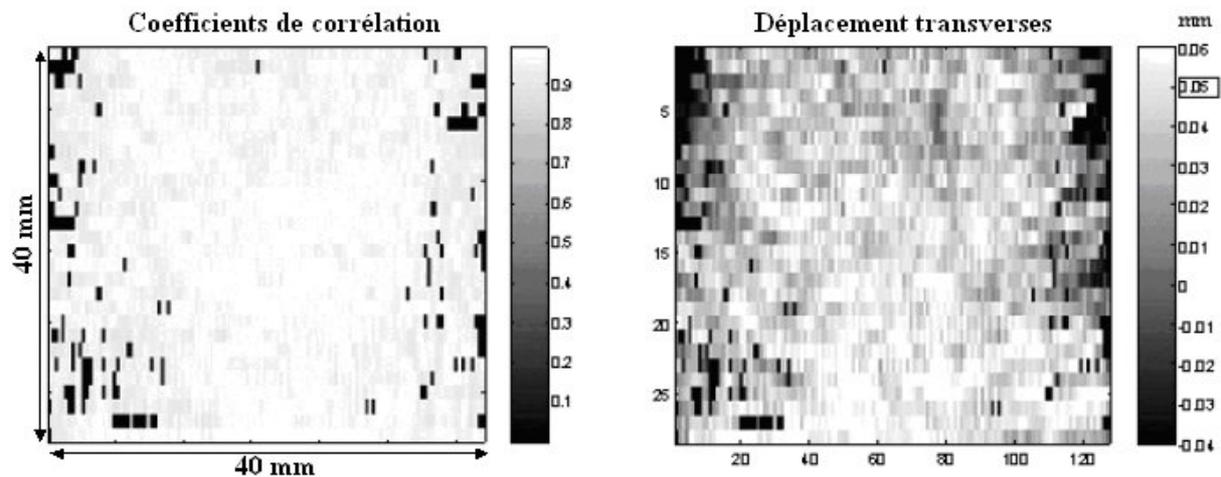


Figure XI-17: coefficient de corrélation et carte des déplacements transverses du milieu après un beamforming adapté.

La carte des coefficients de corrélation seuillés à 0.9 est donnée Figure XI-17 et indique une bonne qualité de mesure sur l'ensemble de la zone imagée. Les déplacements transverses résultants sont montrés sur la

même figure et confirment bien, qu'excepté sur les extrémités de la figure, l'estimation du déplacement global de $50 \mu\text{m}$ est correcte sur l'ensemble de l'image. La variance de la mesure est de l'ordre de $9 \mu\text{m}$ c'est dire pas loin de 20 %. Augmenter l'angle entre les sous-ouvertures pour toutes les lignes de l'image diminuerait sensiblement la variance au détriment de la taille de la zone d'étude. La section suivante présente une méthode pour réduire cette variance tout en gardant la taille de la zone d'étude inchangée.

XI.D.2. Réduction de la variance : Compound ultrasonore

La carte des déplacements précédente a été calculée à partir d'une seule acquisition expérimentale, c'est-à-dire deux illuminations planes du milieu avant et après translation du gel. Une première solution à envisager pour réduire la variance du mouvement est de moyenniser plusieurs acquisitions. Cette approche ne change rien à la qualité de la mesure et ne réduit pas la variance car cette dernière n'est pas due au bruit expérimental mais à une limite de l'algorithme de mesure. Basé sur l'intercorrélation de lignes de l'image, cet algorithme ne dépend que de la structure du speckle de l'image ultrasonore qui reste inchangé d'une acquisition à une autre si l'on ne modifie ni la séquence d'acquisition ni le traitement des données expérimentales. Une solution pour diminuer la variance de la mesure est d'illuminer le milieu avec plusieurs ondes planes inclinées ou « compoundées » de manière à décorrélérer les signaux enregistrés d'une acquisition à l'autre et de modifier ainsi le speckle des images résultantes. Le principe, développé au chapitre III, est illustré Figure XI-18.

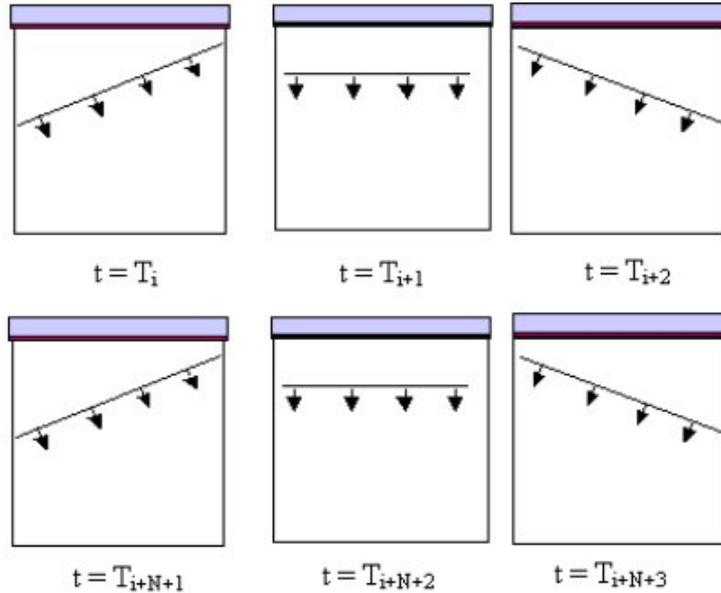


Figure XI-18: Séquences successives d'ondes planes inclinées avant (en haut) et après (en bas) translation du gel. Ici $N=3$.

Pour chaque angle, deux illuminations planes sont réalisées, avant et après la translation du gel. Après chaque acquisition, deux images (gauche et droite) sont calculées à partir des signaux enregistrés. Le vecteur déplacement est alors calculé en intercorrélant les images obtenues à partir de deux illuminations

de même angle. Les cartes de déplacements ainsi obtenues sont ensuite moyennées sur le nombre N d'illuminations d'angle différents. La technique de compound est appliquée à l'expérience décrite au paragraphe précédent. Le gel est dans un premier temps illuminé par $N=11$ ondes planes d'inclinaison différente ($-10^\circ, -8^\circ, -6^\circ, -4^\circ, -2^\circ, 0^\circ, 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ$). Le gel est alors de $50 \mu\text{m}$ dans les deux directions du plan de l'image ($dx=50 \mu\text{m}, dz=50 \mu\text{m}$) et une nouvelle série de 11 ondes planes inclinées éclaire le milieu. Le double beamforming parallèle (gauche et droite) est appliqué à chacune des acquisitions selon la méthode adaptée décrite au paragraphe précédent. Les 11 cartes de déplacements sont alors calculées par intercorrélation puis moyennées entre elles, pour fournir la carte de déplacements transverses finale montrée Figure XI-19. Celle-ci, comparée avec celle obtenue sans compound montrée Figure XI-17, exhibe clairement une variance nettement plus faible dans l'ensemble de la zone de mesure, dont la taille est identique à celle de l'expérience précédente. Une étude plus précise de la variance peut se faire en faisant un zoom dans le rectangle noir indiqué sur la carte de la Figure XI-19.

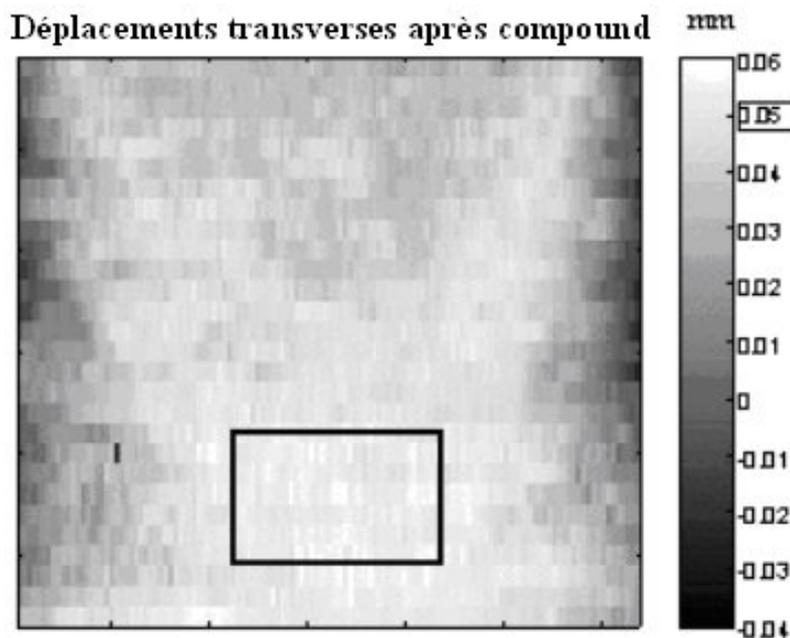


Figure XI-19: carte des déplacements transverses (en mm) estimée en utilisant 11 angles pour l'illumination du milieu.

La Figure XI-20 montre un zoom des cartes de déplacements dans cette zone obtenues avec et sans compound. La valeur de la moyenne de la variance pour l'acquisition simple est de 20 %. Celle de la carte moyennée après compound de 4%. Le moyennage par compound permet donc une nette diminution de la variance de la mesure et ce dans l'ensemble de la zone imagée par la barrette ultrasonore.

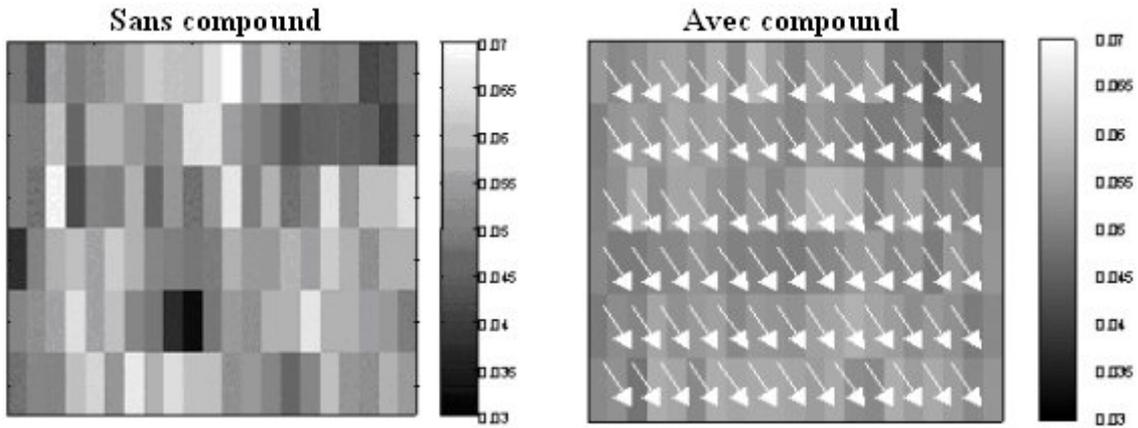


Figure XI-20: carte des déplacements transverses zoomée, sans compound (à gauche) et avec compound (à droite)

La Figure XI-21 présente l'évolution de cette variance en fonction du nombre d'angles utilisés pour le calcul de la carte. La courbe est clairement décroissante, de 9 μm pour 1 angle (18 %) à 2 μm pour 11 angles (4 %), et se comporte comme la fonction $\frac{1}{\sqrt{N}}$. D'un point de vue statistique, cela signifie, comme nous l'avons souligné au chapitre III, que les images speckle utilisées sont fortement décorréelées entre elles, le mode onde plane accentuant l'effet de décorrélation inhérent à l'utilisation du compound (théorème de Van Cittert [39]).

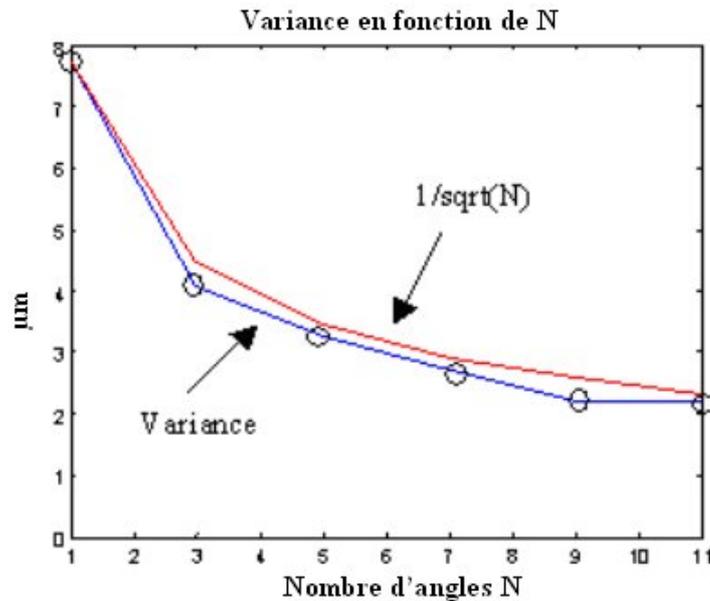


Figure XI-21: décroissance de la variance en fonction du nombre d'angles utilisés pour l'estimation de la carte de déplacements et comparaison à la fonction $1/\sqrt{N}$.

XI.E. Résultats en temps réel

Nous souhaitons ici tester l'aptitude de la technique à imager en temps réel les déplacements vectoriels induits par la propagation d'une onde de cisaillement impulsionnelle. La technique de mesure doit pour cela satisfaire un certain nombre de contraintes assez fortes. Elle doit :

- fournir une estimation locale et robuste du déplacement vectoriel sur l'ensemble du milieu imagé.
- être capable de mesurer des amplitudes de déplacements très faible, de l'ordre du micromètre.
- garder une cadence d'imagerie ultrarapide, entre 1000 et 5000 Hz pour être capable de suivre le front d'onde.

Pour cela il est nécessaire de combiner le mode compound en émission et le beamforming adapté en réception tout en gardant une cadence d'imagerie ultrarapide.

- **Protocole expérimental :**

L'expérience a été menée dans un gel d'Agar-gélatine. Le système d'imagerie est composé de notre échographe ultrarapide contrôlant la barrette Vermon de fréquence centrale 4.3 MHz. Une onde de cisaillement créant dans le plan de l'image aussi bien des déplacements longitudinaux que transverses doit être générée. Nous avons choisi pour cela d'induire cette onde à l'aide d'un petit piston plan de diamètre 8 mm, générant une onde de symétrie sphérique. Ceci est illustré sur la Figure XI-22 :

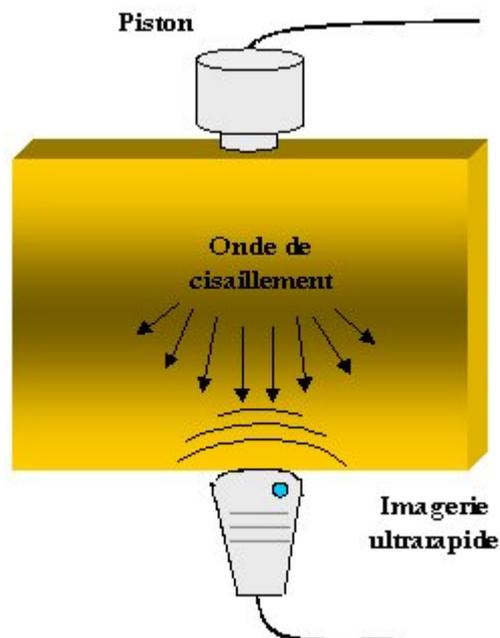


Figure XI-22: protocole expérimental

Les déplacements engendrés par l'onde ont ainsi une composante longitudinale symétrique par rapport à l'axe du transducteur et une composante transverse antisymétrique.

- **Séquence d'acquisition**

La séquence d'acquisition utilisée pour l'imagerie temps réel des déplacements vectoriels induits par cette onde est détaillée Figure XI-23. Le coup basse fréquence donné par le piston est constitué de deux arches de sinusoides dont la fréquence est centrée à 50 Hz. Dès le début de l'excitation mécanique, l'échographe illumine le milieu en envoyant une série de 150 ondes planes à une cadence de 5000 Hz. L'inclinaison de ces ondes varie successivement selon 11 angles différents (de -10° à 10° par pas de 2°). De chaque illumination sont déduites deux images ultrasonores (gauche et droite) en utilisant le beamforming adapté décrit dans la section précédente. Chaque couple d'images est corrélé avec le couple suivant chronologiquement pour déduire l'ensemble des cartes de déplacements vectoriels engendrés par l'onde au cours du temps. Le moyennage par compound se fait en utilisant une fenêtre temporelle glissante comprenant un bloc de 11 cartes calculées à partir des 11 angles différents. La fenêtre est translatée à chaque étape d'un pas temporel de manière à préserver la cadence d'imagerie de 5000 Hz.

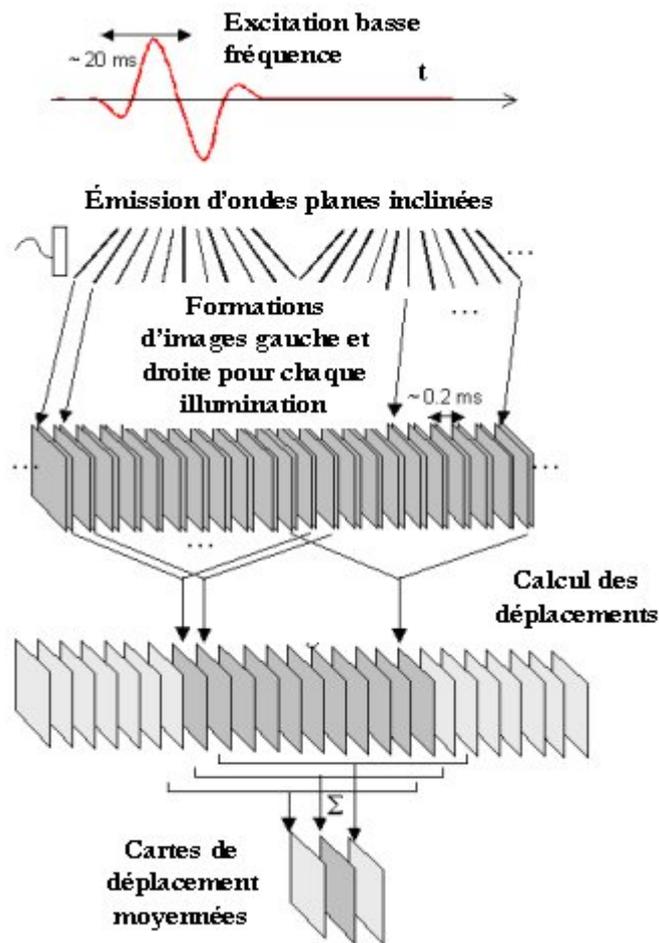


Figure XI-23: séquence d'acquisition et de traitement pour l'imagerie temps réel des déplacements vectoriels engendrés par la propagation d'une onde de cisaillement sphérique.

- **Résultats**

La Figure XI-24 montre les cartes de déplacements longitudinaux et transverses à trois temps différents déduits de la propagation de l'onde de cisaillement sphérique dans le gel. La vitesse de propagation est de 1 m.s^{-1} . Les déplacements longitudinaux ont bien un front d'onde sphérique et symétrique par rapport à l'axe du transducteur. Les déplacements transverses sont eux composés de deux lobes antisymétriques et sont très faibles au centre.

XI.F. Conclusion

Notre technique, combinant les concepts de beamforming parallèle sur deux sous-ouvertures séparées et de compound ultrasonore, généralise l'algorithme d'interférométrie speckle ultrasonore. Il est assez coûteux technologiquement parlant puisqu'il impose une souplesse et un contrôle total sur le beamforming (ce qui n'est généralement pas le cas des échographes commerciaux). Cependant il satisfait les exigences imposées par les techniques d'élastographie impulsionnelle et permet une imagerie vectorielle temps-réel du champ de déplacements induit par la propagation d'une onde de cisaillement impulsionnelle. Sa mise en œuvre dans le cadre du développement d'une technique élastographique 3D est étudiée au chapitre suivant. Soulignons que les applications de cette méthode de mesure peuvent également dépasser le cadre de l'élastographie et servir par exemple à la visualisation ultrasonore d'écoulement complexe ou de vortex.

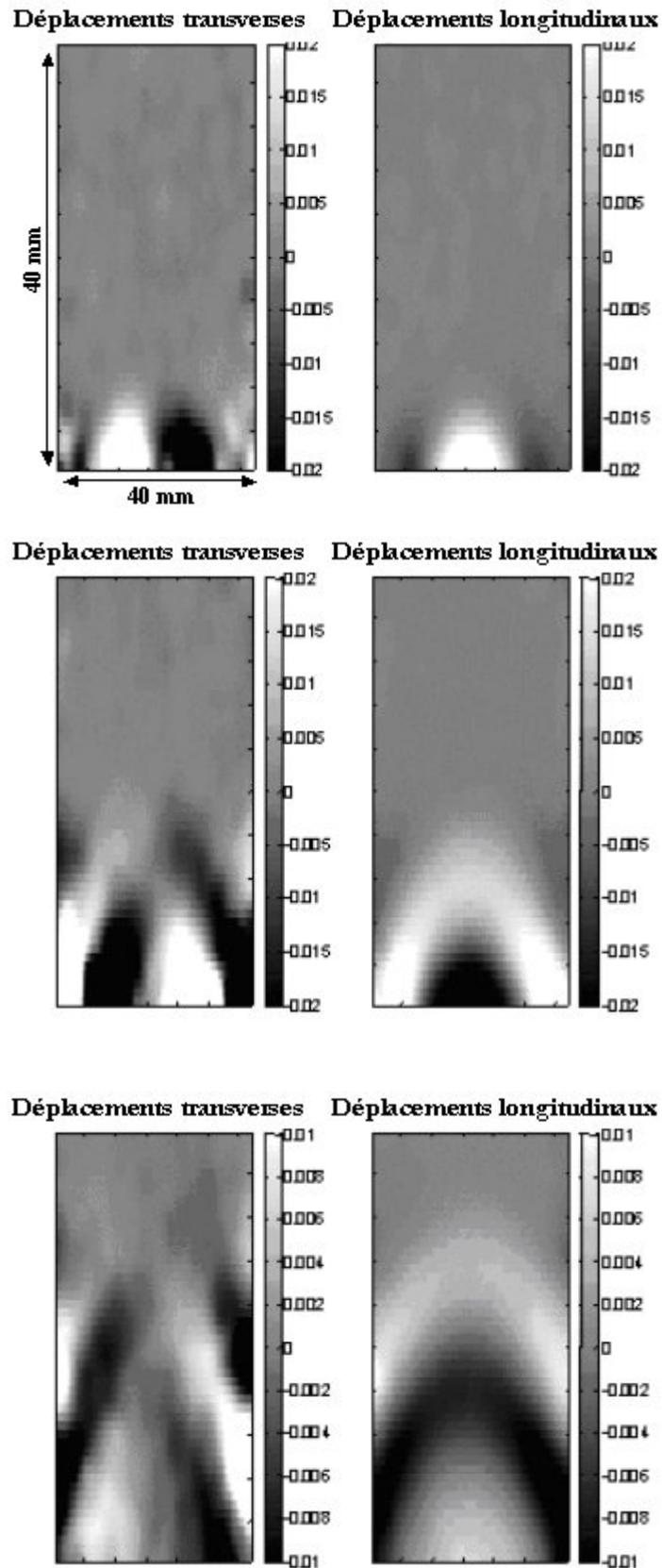
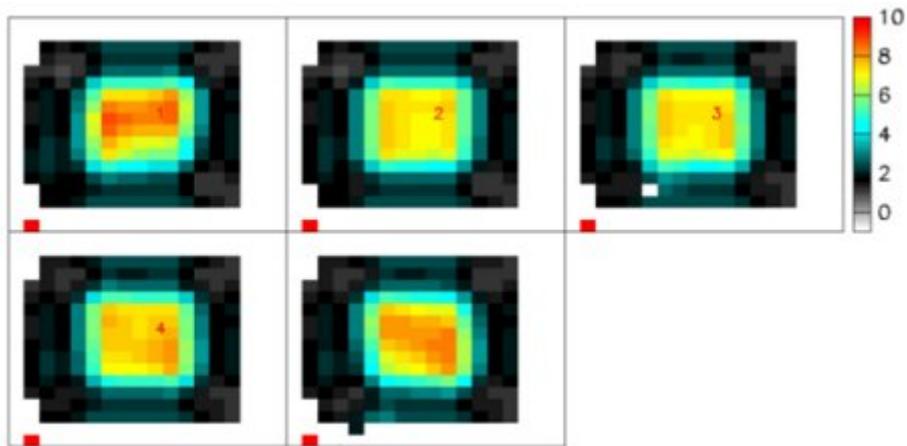


Figure XI-24: Champ de déplacements vectoriels correspondant à la propagation d'une onde de cisaillement sphérique transitoire induite par un piston circulaire.

CHAPITRE XII

ELASTOGRAPHIE 3D



Reconstruction tridimensionnelle de l'élasticité d'une inclusion rectangulaire plus dure dans un gel élastique de PVA.

Publication associée:

J. Bercoff, R. Sinkus, M. Tanter, M. Fink, 3D ultrasound based dynamic elastography: first *in vitro* results, IEEE Ultrasonic Symposium, 2004.

Sommaire:

XII.A.	L'ELASTOGRAPHIE PAR IRM	266
XII.A.1.	PRINCIPES DE L'IRM ET APPLICATION A LA MESURE DES DU CHAMP DE DEPLACEMENTS MECANIQUE.....	266
XII.A.2.	RECONSTRUCTION	268
XII.A.3.	RESULTATS.....	269
XII.B.	ADAPTATION DE L'EXPERIENCE A L'IMAGERIE ECHOGRAPHIQUE	270
XII.B.1.	CONFIGURATION EXPERIMENTALE	270
XII.B.2.	MESURE DES DEPLACEMENTS.	272
XII.C.	RESULTATS ET DISCUSSION	273
XII.C.1.	RECONSTRUCTION DES DONNEES.....	273
XII.C.2.	DISCUSSION	275

XII. ELASTOGRAPHIE 3D

La limitation de la zone d'étude à un plan donné ainsi qu'une mesure unidimensionnelle du champ de déplacements ont toujours été des limites caractéristiques des techniques d'études ultrasonores. Elles ont été un facteur très contraignant pour les applications élastographiques et expliquent en grande partie leur difficulté à être commercialisées. L'approche transitoire, telle que nous l'avons étudiée, semble être la mieux armée pour se confronter à ces limitations, car elle s'affranchit des ondes de compression tout en limitant le mouvement hors plan du champ de cisaillement. La technique d'investigation des propriétés mécaniques des tissus la plus avancée aujourd'hui reste l'élastographie par IRM car elle permet une mesure tridimensionnelle du champ de déplacements mécanique dans tout un volume d'étude. Proposée sur les IRM Philips, elle fournit des cartes 3D de l'ensemble des propriétés mécaniques des tissus (élasticité, anisotropie, viscosité) [66-68]. La commercialisation de barrettes ultrasonores capables d'imager tout un volume des tissus (matrices ou sondes linéaires à balayage mécanique) et le développement de techniques de mesure vectorielle telles que celle que nous avons présentée au chapitre précédent, permettent aujourd'hui d'envisager une approche équivalente en ultrasons. Ce chapitre présente donc une étude de faisabilité d'une élastographie 3D se basant sur l'imagerie ultrasonore. Réalisée en collaboration avec Ralph Sinkus, qui a développé l'outil élastographique sur les IRM Philips, cette étude se calque sur les méthodes, déjà bien établies, de l'élastographie par IRM (vibration monochromatique externe, mesure 3D du champ de déplacements, reconstruction des propriétés mécaniques des tissus via l'inversion complète de l'équation de Navier) pour valider l'approche ultrasonore. C'est en particulier un moyen efficace de tester la robustesse de notre algorithme de mesure vectorielle de déplacements en conditions réelles. Nous démontrons, par cette étude, l'avenir très prometteur de l'approche tridimensionnelle par ultrasons tout en ouvrant un champ d'investigation assez large pour déterminer la meilleure façon de la mettre en œuvre (quel régime et quelle technique de vibration, quelle configuration d'imagerie...). La première partie de ce chapitre rappelle les principes de l'élastographie par IRM sur lesquels cette étude est basée. Nous présentons, dans la deuxième partie, le protocole expérimental qui a permis d'adapter ces principes à une configuration purement ultrasonore. Enfin la dernière partie présente les résultats et discute de l'avenir de la méthode.

XII.A. L'Elastographie par IRM

XII.A.1. Principes de l'IRM et application à la mesure du champ de déplacements mécanique.

XII.A.1.a) L'imagerie par Résonance Magnétique Nucléaire

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) se base sur deux actions :

- l'application d'un champ magnétique B_0 global de haute intensité pour obtenir un alignement des spins des protons de l'organisme biologique dans la direction de ce champ.
- L'émission d'une impulsion radio-fréquence superposée à ce champ magnétique, centrée à la fréquence ω_0 de précession des spins nucléaires.

Cette fréquence, qui dépend de l'intensité du champ B_0 , correspond, d'un point de vue quantique, à la différence entre les deux niveaux d'énergie Zeeman (excité et à l'équilibre) de la population de spins. L'impulsion provoque ainsi le retour des spins à leur état d'équilibre et s'accompagne de l'émission d'un signal électromagnétique de fréquence ω_0 . Ce signal est mesuré par un résonateur et son intensité traduit la densité d'aimantation donc de protons dans la direction du champ étudiée. En appliquant en complément du champ magnétique des gradients de champ le long des trois directions, on engendre des variations spatiales de fréquence de résonance. Le choix de la fréquence de détection du résonateur permet ainsi de localiser la zone d'étude puis de reconstruire l'image complète RMN du milieu. On obtient une image reflétant la distribution de densité des tissus avec un excellent contraste et une assez bonne résolution ($\sim 1.5 \text{ mm}^2$). La grande limitation de la technique est la cadence d'imagerie, celle-ci étant limitée par le temps de relaxation des spins qui est de l'ordre de la seconde. On est ainsi capable de reconstruire une image toute les 10 minutes.

XII.A.1.b) L'élastographie par IRM

Il est possible, en modifiant la séquence d'imagerie, de rendre la technique sensible aux mouvements et ondes basses fréquences induits par une sollicitation mécanique dans les tissus. On mesure ainsi, de façon directionnelle, la variation de phase créée par ces mouvements sur le signal électromagnétique. Le champ tridimensionnel de déplacements peut en être déduit avec une précision de mesure de l'ordre de la centaine de nanomètre. La cadence d'imagerie étant limitée à une image toutes les dix minutes, seule une excitation mécanique monochromatique peut être envisagée de manière à pouvoir stroboscooper les mesures et reconstruire complètement l'évolution temporelle du champ sur une période de l'onde mécanique. La Figure XII-1 résume donc le protocole d'acquisition de la technique sur le sein d'une femme. La patiente est allongée sur le ventre puis placée dans l'IRM. Ses seins sont placés dans deux cavités adaptées dans lesquelles un vibreur mécanique, en contact avec le sein, est disposé. Ce vibreur génère alors une excitation monochromatique dont la fréquence centrale peut varier entre 50 et 100 Hz selon les caractéristiques du sein. Les séquences d'imagerie modifiées sont alors lancées et le film des déplacements est calculé dans tout le volume du sein sur une période d'oscillation de la vibration mécanique. La Figure XII-2 donne les variations des trois composantes du champ de déplacement dans un plan du volume étudié. On a ainsi accès au trois composantes du champ de déplacements engendré par le vibreur dans tout le volume du sein. La résolution spatiale est identique selon les trois directions spatiales. Elle est de l'ordre du millimètre. La résolution temporelle est égale à $T/8$ où T est la période du signal monochromatique mécanique.



Figure XII-1: Protocole expérimental de l'élastographie par RMN.

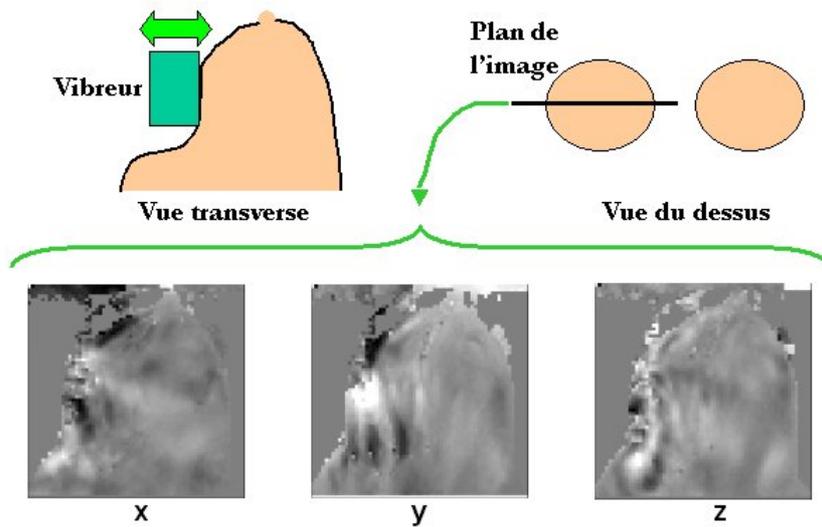


Figure XII-2: Trois composantes du déplacement dans un plan du volume à un temps donné.

XII.A.2. Reconstruction

Ce jeu de données est utilisé pour reconstruire les cartes des propriétés mécaniques des tissus. La formulation du problème inverse est ici différente de notre approche car l'on a accès à l'ensemble du champ mécanique bien que celui-ci soit moins riche spectralement puisque monochromatique. En supposant un solide viscoélastique, isotrope, homogène par partie, on peut écrire :

$$(XII-1) \quad \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \mu \Delta \vec{u} + (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) + \eta \frac{\partial}{\partial t} \Delta \vec{u}$$

L'excitation étant monochromatique, le champ de déplacements peut s'écrire :

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{u}(\vec{x}) e^{i\omega t}$$

ω est la fréquence d'excitation mécanique. L'équation (XII-1) devient alors :

$$(XII-2) \quad -\rho \omega^2 \vec{u} = \mu \Delta \vec{u} + (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + i\omega \zeta \Delta \vec{u}$$

L'inversion, comme dans le cas transitoire, peut se faire localement. On ne peut cependant pas supposer dans ce cas un découplage entre l'onde de compression et l'onde de cisaillement. Les réflexions sur les parois et les hétérogénéités du milieu sont des sources de conversion de modes entre les ondes de compression et cisaillement. Le champ de compression doit être pris en compte dans l'équation (XII-2) pour estimer localement les cartes d'élasticité (module de cisaillement) et de viscosité du milieu étudié. Soulignons que la richesse des données enregistrées n'est pas forcément bien exploitée puisque l'on possède un jeu de 6 équations (les parties réelles et imaginaires de chaque composante) pour ne déduire que deux paramètres. Une généralisation de l'algorithme d'inversion peut s'écrire en supposant le milieu non plus isotrope mais anisotrope cubique [69]. On déduit alors également une carte de l'anisotropie du milieu.

XII.A.3. Résultats

Les résultats obtenus utilisant l'élastographie par RMN sur un sein présentant un nodule bénin sont donnés Figure XII-3.

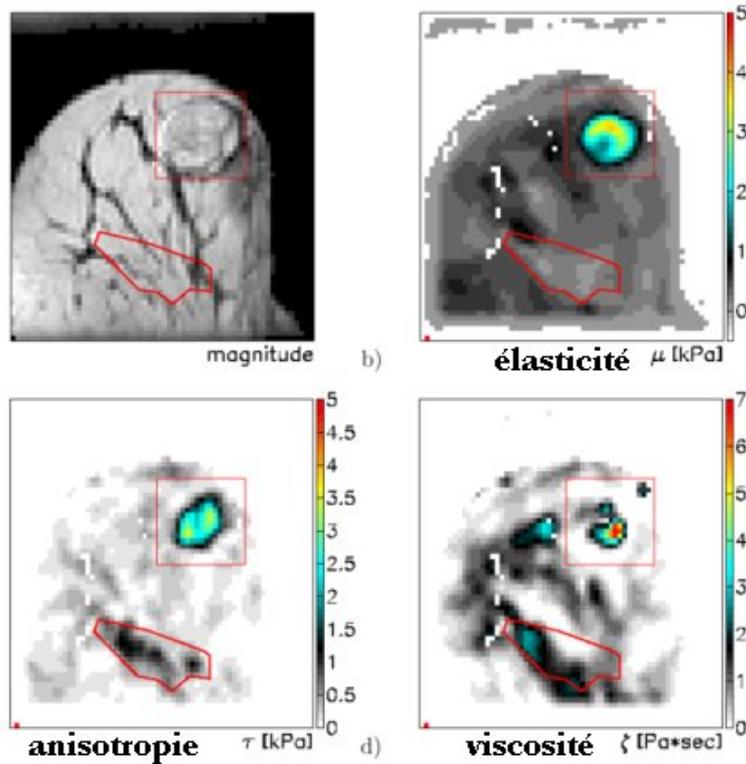


Figure XII-3: Images (RMN, élasticité, anisotropie et viscosité) obtenus sur un sein ayant un fibroadénome dans la zone supérieure gauche. (source : [69]).

On constate une augmentation très nette des trois paramètres élastiques dans la région de la lésion. Les résultats *in vivo* sont très probants [68] et la technique est en phase de test sur d'autres organes tels que le foie, la prostate ou le cerveau.

XII.B. Adaptation de l'expérience à l'imagerie échographique

Afin de montrer qu'une approche tridimensionnelle est viable par imagerie ultrasonore, nous avons conçu une étude se calquant sur le protocole expérimental de l'élastographie par RMN. Un vibreur externe engendre une vibration monochromatique dans le milieu d'étude. La configuration expérimentale permet de mesurer par imagerie ultrasonore les trois composantes du champ de déplacements. Un fois le champ tridimensionnel mesuré dans un volume d'étude, les données sont formatées de manière à pouvoir appliquer l'algorithme d'inversion utilisé en élastographie par RMN.

XII.B.1. Configuration expérimentale

Le milieu d'étude est un gel en PVA (Polyvinyl Acohol) simulant des propriétés ultrasonores et élastiques du sein. Ce gel a été préféré aux gels de gélatine habituels en raison de sa durée de vie plus longue et de sa robustesse. Sa forme et ses dimensions ont été choisies proche de celles d'un sein humain. Il contient une lésion plus dure carrée de 10 mm de coté (l'augmentation de l'élasticité des gels en PVA se fait simplement en leur appliquant un cycle de congélation-décongélation à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$). Une vibration de 50 Hz est engendrée par un vibreur situé à la surface du milieu. L'ensemble est illustré Figure XII-4.

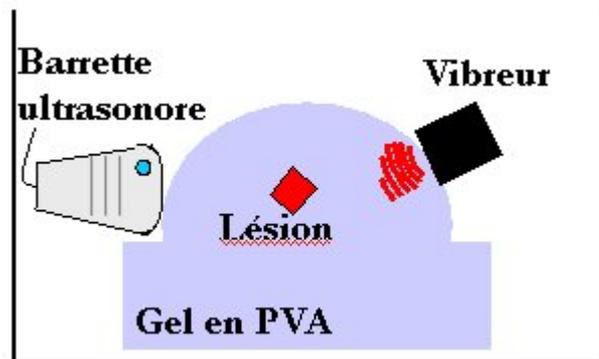


Figure XII-4: configuration expérimentale

Le dispositif de mesure tridimensionnelle du champ se compose de deux barrettes linéaires identiques (Vermon, 128 éléments, 4.3 MHz). La Figure XII-5 montre une vue du dessus de l'expérience et un aperçu de la disposition des deux sondes. Placées de manière orthogonale, elles imagent des coupes verticales ((x,z) et (y,z)) du gel tout en pouvant être translattées mécaniquement par des vis micrométriques selon les directions perpendiculaires à leur plan d'imagerie.

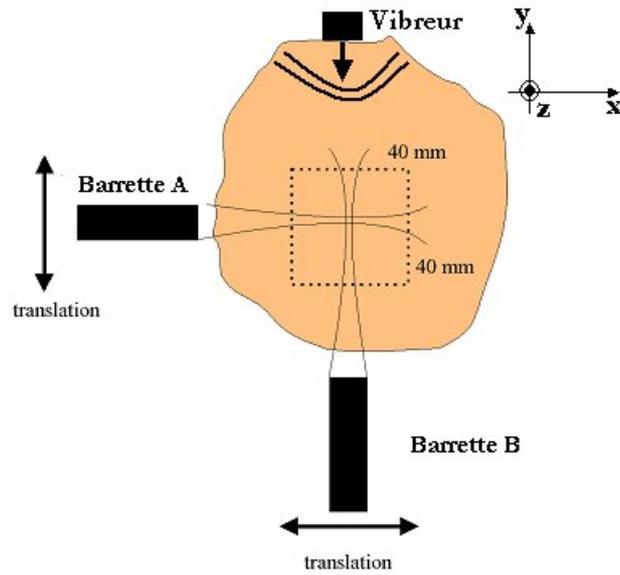


Figure XII-5 : Protocole expérimental vu de dessus

Le volume d'étude est déterminé par l'intersection des deux volumes imagés par les barrettes. Ceci est illustré Figure XII-6.

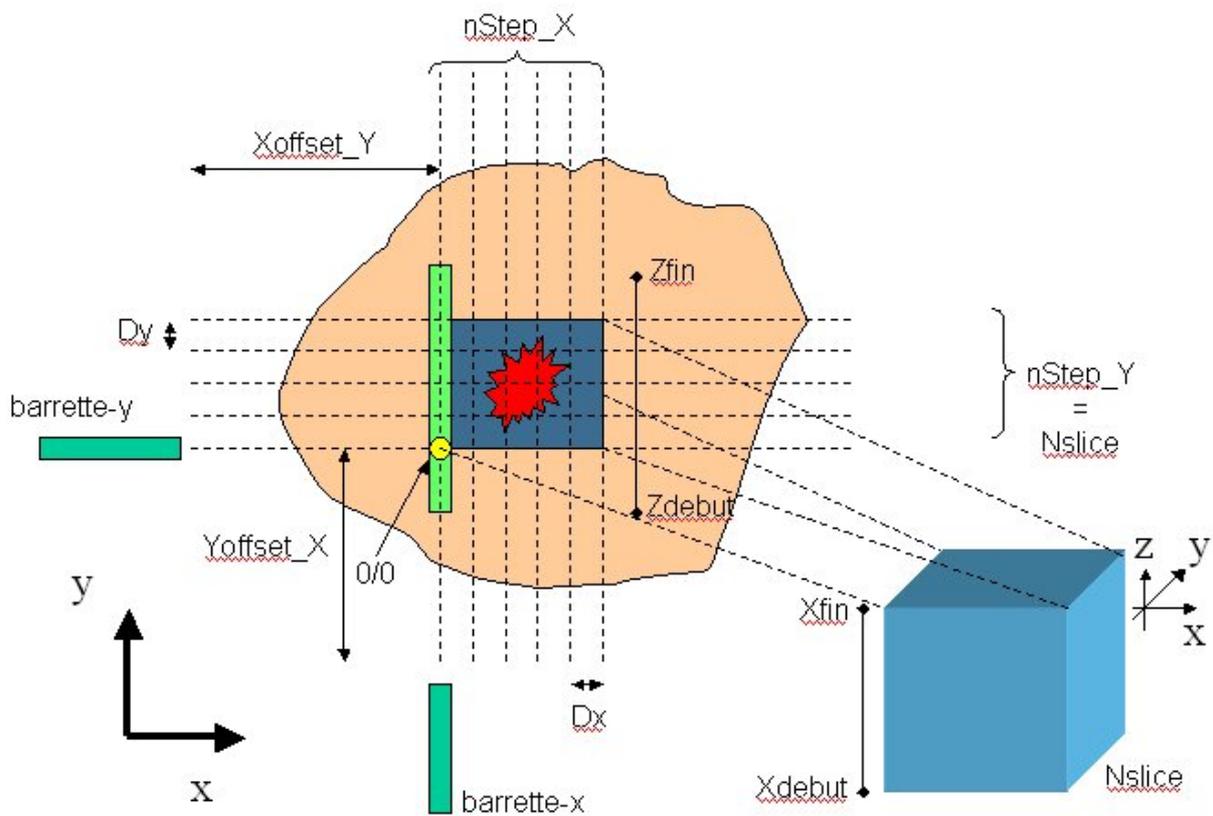


Figure XII-6: Volume d'étude

Les barrettes x et y sont translatées respectivement selon les axes x et y par pas de 2 mm sur une distance de 40 mm. Le volume d'étude est donc un cube d'arrête 40mm.

XII.B.2. Mesure des déplacements.

La mesure de déplacement pour chaque direction est illustrée Figure XII-7. Les déplacements selon les directions x et y sont respectivement mesurés par les barrettes y et x selon l'algorithme d'interférométrie speckle classique pour chaque position des barrettes. Les déplacements selon l'axe z, considérés comme transverses pour les deux sondes, sont mesurés par chacune des sondes selon la méthode d'estimation vectorielle par compound présentée au chapitre précédent. La mesure transversale présentant une variance plus grande que l'axiale, ces deux estimations du champ transverse seront moyennées de manière à rendre la mesure plus robuste.

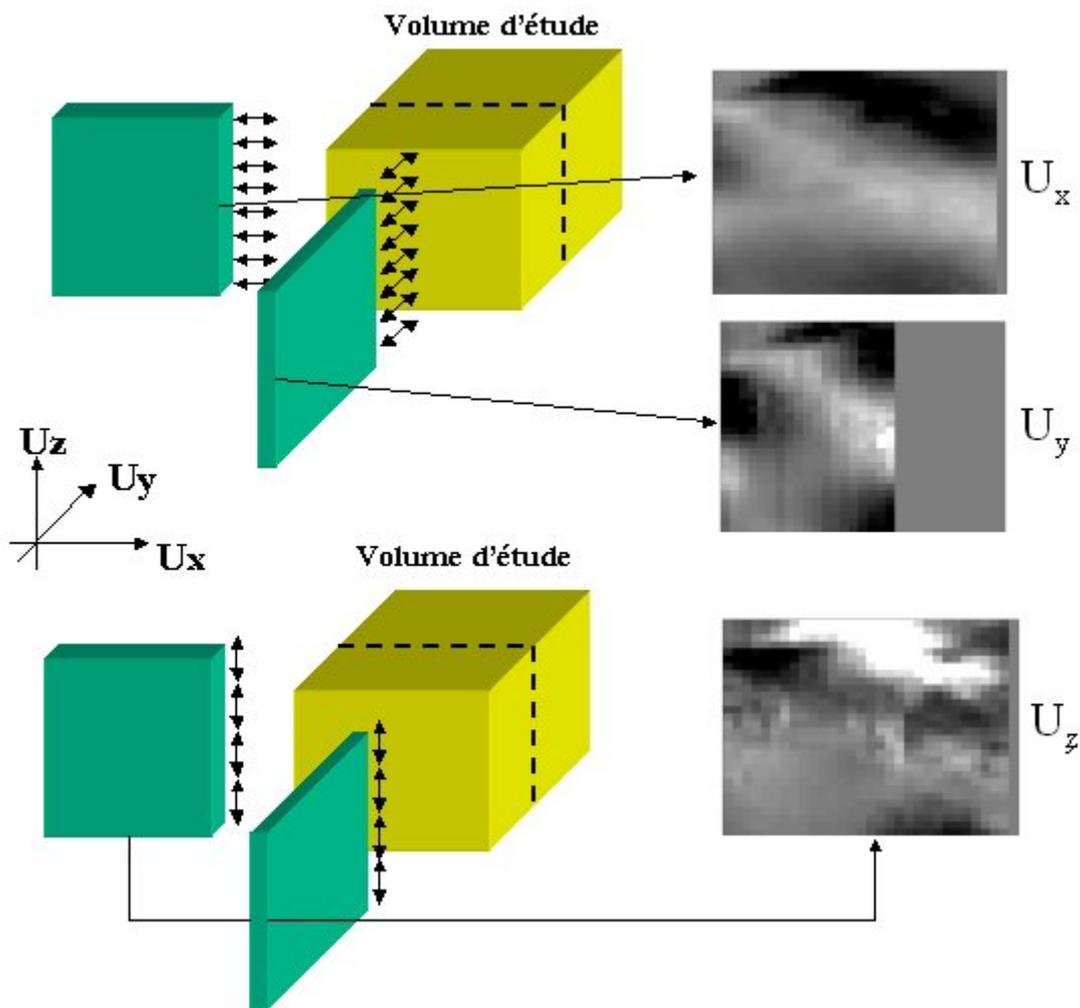


Figure XII-7: mesure vectorielle des déplacements

Dans un plan donné du volume d'étude, la résolution du champ est différente pour l'une de ces trois composantes. En effet, l'image bidimensionnelle donnée par un barrette échographique fournit une

résolution spatiale de 0.33 mm^2 ($\sim \lambda$) alors que le pas spatial de translation mécanique d'une barrette dans la direction de son élévation est de 2 mm. Ceci est également illustré Figure XII-7 où la composante U_y est moins bien échantillonnée dans le plan considéré. Une interpolation des données est donc nécessaire (avant moyennage des matrices de déplacements transverses) de manière à avoir un échantillonnage homogène de l'ensemble du volume étudié pour les trois composantes du champ. La séquence temporelle, valable pour chaque position de chaque barrette, permettant la mesure de ces déplacements est donnée Figure XII-8. Un temps de 2 secondes est laissé entre le début de l'excitation mécanique et le début des acquisitions ultrasonores de manière à s'assurer de l'établissement du régime stationnaire. Ensuite huit couples d'images sont acquis par période d'oscillations mécaniques de manière à calculer huit images du champ de déplacements vectoriel. Ces acquisitions sont répétées de manière stroboscopique sur 10 périodes en faisant varier l'angle d'illumination de l'onde plane afin de pouvoir moyennner la mesure transverse du champ de déplacements par compound spatial.

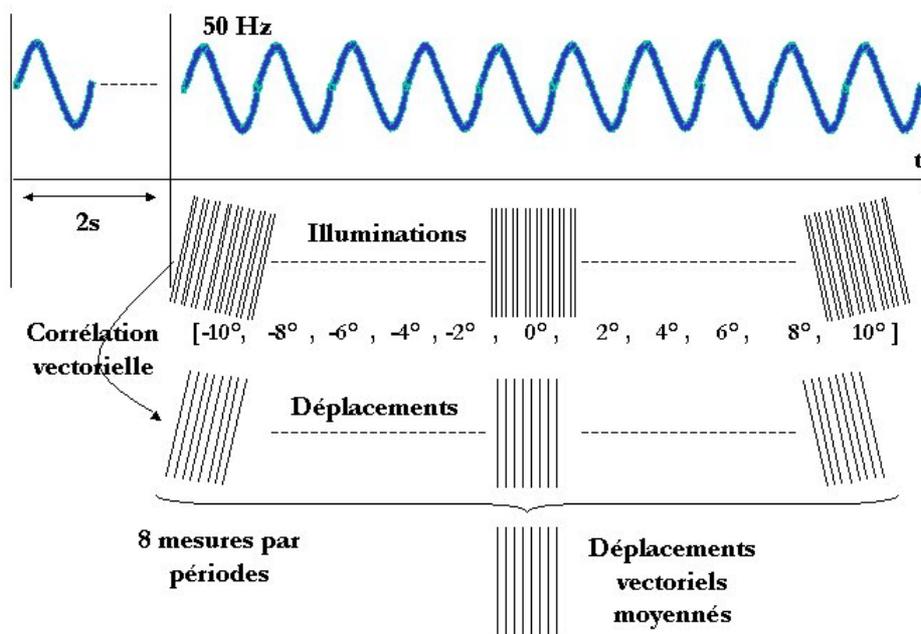


Figure XII-8: séquence temporelle de mesure des déplacements pour chaque position d'une sonde donnée

XII.C. Résultats et Discussion

XII.C.1. Reconstruction des données

Une fois les données enregistrées, traitées, interpolées et moyennées, on obtient le film sur une période temporelle des déplacements vectoriels dans tout le volume d'étude. L'algorithme d'inversion donnant les cartes d'élasticité du milieu dans l'ensemble du volume d'étude est appliqué à ces données. Les résultats sont montrés Figure XII-9. Huit cartes d'élasticité correspondant à huit tranches d'épaisseur 1mm sont

données. Elles montrent que la technique est capable de détecter l'inclusion plus dure, de la cartographier en 3D et de quantifier son élasticité. La Figure XII-10 montre un zoom de la carte d'élasticité calculée dans la tranche située au centre de la lésion. La carte des déplacements permet de calculer la longueur d'onde du champ et d'en déduire une estimation directe de l'élasticité de 0.5 kPa. On remarque que la carte d'élasticité est bien quantitative car cohérente avec cette observation et que l'élasticité dans la lésion est trois fois plus dure que les tissus environnants. Les résultats ont été obtenus en considérant un problème inverse purement élastique sachant que le gel construit ne présentait que des variations d'élasticité.

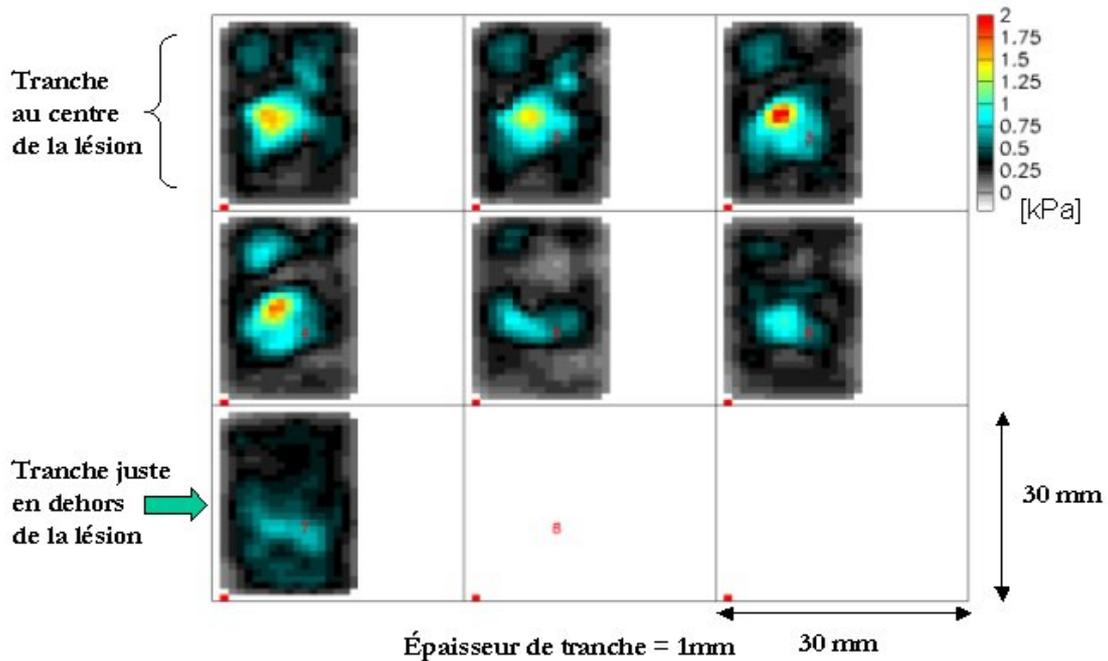


Figure XII-9: Cartes d'élasticité par tranches de 1 mm

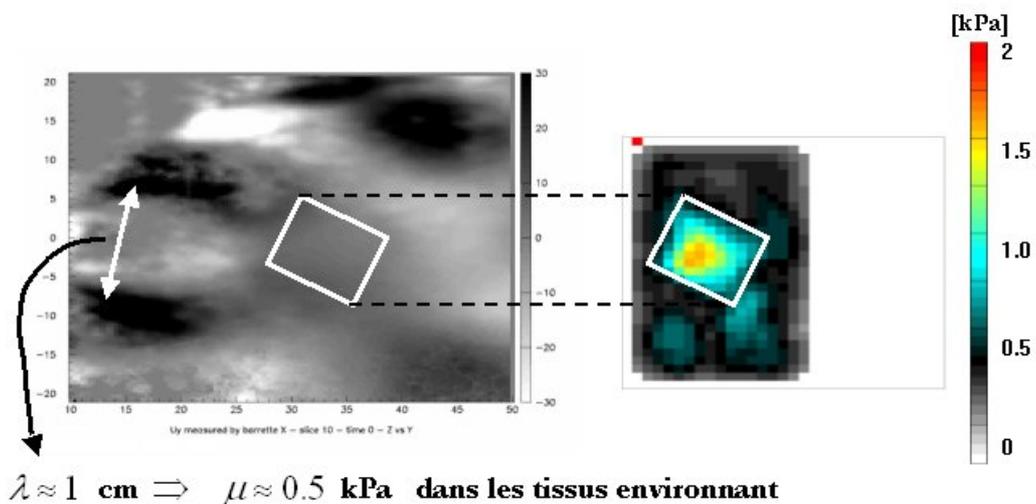


Figure XII-10: Carte des déplacements et élasticité pour une tranche située au centre de l'inclusion.

XII.C.2. Discussion

Avantage de l'approche ultrasonore

Ces résultats montrent tout d'abord l'utilité et la robustesse de notre algorithme de mesure vectorielle du champ de déplacements. Ils démontrent également que l'élastographie 3D est tout à fait envisageable en ultrasons, ce qui peut être d'un intérêt considérable puisque l'échographie apporte plusieurs avantages majeurs à la technique :

- Son prix. Comme souligné au chapitre IV, l'échographie est nettement moins chère que l'IRM.
- Le temps d'acquisition des données élastographiques. A protocole équivalent, ce temps est de quelques secondes en échographie alors qu'il dépasse la dizaine de minutes en IRM.
- La résolution des cartes des propriétés mécaniques. Elle est trois fois plus élevée en échographie. ($\sim 0.5 \text{ mm}^3$ contre 1.5 mm^3)
- Le choix de la méthode. L'utilisation de l'échographe ultrarapide permet d'envisager une version transitoire de l'élastographie 3D et l'utilisation de la pression de radiation comme source de vibration mécanique, ce qui est impossible en IRM.

Précisons que la technique, telle qu'elle a été présentée ici, peut voir son protocole considérablement allégé avec l'utilisation future de matrices de transducteurs 2D. Ceci à condition d'avoir une ouverture angulaire suffisante pour effectuer la mesure vectorielle de mouvement.

Stationnaire ou transitoire ?

L'approche ultrasonore offrant la possibilité de choisir le mode d'excitation mécanique (externe ou interne) ainsi que le régime de vibration (stationnaire ou transitoire), on peut s'interroger sur la meilleure stratégie à adopter pour mettre en œuvre l'élastographie 3D échographique. La solution transitoire est la plus robuste et la plus astucieuse en 2D car elle est insensible aux conditions aux limites du milieu. Cet avantage est perdu en version 3D, la solution stationnaire permettant également une estimation locale des paramètres mécaniques indépendamment des conditions aux bords. Elle garde cependant quelques avantages notables :

- elle offre un découplage naturel des ondes de compression et de cisaillement rendant l'inversion plus robuste et moins sensible au bruit.
- la quantité d'information disponible en mode transitoire est plus grande puisque le contenu spectral est plus riche. Ceci peut être un avantage crucial pour l'étude des phénomènes visqueux en particulier.
- Son temps d'acquisition est très court, ce qui la rend insensible aux mouvements parasites du patient.

A l'inverse, soulignons que l'approche stationnaire injecte continuellement de l'information mécanique dans le milieu optimisant l'énergie mécanique présente dans le milieu. L'approche, présentée ci-dessus, consistant à découpler les champs à divergence nulle et à rotationnel nul a permis une nette amélioration de la qualité de l'inversion. Une étude comparative détaillée mettant en valeur la qualité de l'estimation des

paramètres mécaniques pour chaque méthode serait intéressante à mener dans le futur. Quant au mode d'excitation, la souplesse offerte par la pression de radiation, mise en valeur tout au long de ce travail de thèse, en fait un candidat idéal. Son avantage, dans l'approche 3D, n'est plus son aptitude à optimiser le champ de cisaillement (qui n'a plus lieu d'être puisqu'on est capable de l'enregistrer dans tout un volume) mais sa capacité à exciter à distance des zones difficiles d'accès ou profondes telles que le foie, la prostate ou encore le cerveau.

2D ou 3D ?

Les technologies de sondes ultrasonores matricielles étant encore très jeunes, on peut se poser la question de savoir quelle est, dans un avenir proche, la meilleure stratégie à adopter pour proposer aux médecins une technique d'élastographie basée sur l'échographie. L'approche tridimensionnelle fournit la reconstruction la plus riche et la plus robuste mais impose aujourd'hui une lourdeur protocolaire assez imposante. Sa mise en application clinique imposera le développement d'un système autonome où le patient est immobile. L'approche bidimensionnelle, au travers de la SSI, a l'énorme avantage d'être complètement transparente pour le médecin puisque son protocole d'acquisition est instantané et qu'elle ne nécessite que l'utilisation d'une sonde échographique standard. La reconstruction est certes moins performante mais peut se révéler d'un niveau suffisant pour le diagnostic médical. Des tests cliniques comparatifs sont aujourd'hui nécessaires pour comprendre vraiment quelle est la meilleure approche.

CHAPITRE XIII

CONCLUSION

Sommaire:

XIII.A.	L'IMAGERIE ULTRARAPIDE.....	280
XIII.B.	SUPERSONIC SHEAR IMAGING.....	281
XIII.C.	PERPECTIVES.....	283

XIII. CONCLUSION

Ce travail de thèse met en valeur le rôle important que pourrait jouer l'imagerie ultrarapide dans l'échographie du futur. Son apport peut se situer aussi bien dans l'amélioration de fonctionnalités déjà existantes, en permettant par exemple une imagerie tridimensionnelle de haute qualité, que dans la recherche de fonctionnalités nouvelles et prometteuses. Ces travaux ont notamment permis, en se basant sur l'expérience élastographique acquise par le LOA depuis bientôt 10 ans, de déboucher sur une méthode robuste d'estimation des propriétés mécaniques des tissus qui est sur le point aujourd'hui d'être testée cliniquement. Nous présentons dans ce chapitre les principales conclusions et les idées qu'il faut retenir de ces travaux.

XIII.A. L'imagerie ultrarapide

Les études menées dans la première partie de ce manuscrit ont permis de mieux appréhender les possibilités et les limites d'une imagerie échographique à cadence élevée. La principale conséquence de l'augmentation de la cadence est une dégradation du contraste de l'image échographique finale. Et ce quelle que soit la séquence d'illumination choisie (multibeam ou onde plane). Cette dégradation a des conséquences différentes selon l'application échographique envisagée :

- en mode imagerie, cette dégradation est gênante car elle réduit la capacité du système à détecter des zones d'échogénéicité faible. Un compromis doit alors être trouvé entre cadence d'imagerie et qualité de l'image. Quelques pistes, notamment en traitement d'images peuvent être envisagées pour améliorer le contraste de l'image, la robustesse de ces méthodes restant à prouver.
- en mode fonctionnel, la réduction du contraste ne compromet pas la possibilité de mesurer des mouvements par imagerie échographique. Sa conséquence principale est une augmentation sensible de la variance de la mesure, qui, en mode onde plane, peut être significativement réduite par compound spatial ultrasonore.

Malgré la réduction du contraste, le mode multibeam, étudié au chapitre II, s'il est couplé à l'utilisation du filtre inverse, apparaît comme une solution robuste et performante pour augmenter la cadence d'imagerie. Il a le grand avantage, contrairement aux stratégies d'illumination actuelles, de conserver la résolution et la sensibilité de l'image quel que soit le gain en cadence choisi. Le mode multibeam s'avère en revanche plus coûteux technologiquement que les modes actuels puisqu'il nécessite des émetteurs plus souples que ceux disponibles aujourd'hui sur les échographes. Des études de faisabilité plus poussées tenant compte du coup de l'implémentation d'un tel mode doivent être menées dans le futur pour envisager une commercialisation future.

En relâchant les exigences sur la qualité des images échographiques au profit de la cadence d'imagerie du système, on aboutit au mode onde plane. Ce mode fournit les cadences maximales atteignables par échographie puisqu'il ne requiert qu'une illumination du milieu par image échographique. Pouvant aller

jusqu'à 10000 Hz, ces cadences ultrarapides sont atteintes au prix de dégradations à la fois de la résolution, de la sensibilité et du contraste de l'image. De telles cadences permettent, en revanche, comme nous l'avons démontré dans la deuxième partie de ce manuscrit de rendre un échographe sensible à de nouvelles informations : les caractéristiques mécaniques des tissus. Cette étude a débouché sur une nouvelle technique élastographique appelée Supersonic Shear Imaging dont nous tirons le bilan ci-dessous.

XIII.B. Supersonic Shear Imaging

XIII.B.1. Bilan

La technique de Supersonic Shear Imaging, développée au cours de ce travail de thèse, est issue du mariage entre deux concepts clés de l'élastographie : la pression de radiation ultrasonore et l'imagerie d'ondes de cisaillement transitoires. Cela lui confère un ensemble de caractéristiques qui en font une des méthodes élastographiques les plus prometteuses et les plus adaptées à l'échographie d'aujourd'hui. Et ce pour plusieurs raisons :

- **Sa transparence protocolaire**

L'utilisation de la pression de radiation comme source de vibration mécanique a levé le principal obstacle qui empêchait l'Elastographie Impulsionnelle (décrite au chapitre V) de devenir une technique de diagnostic clinique robuste. L'utilisation de vibreurs externes compliquait l'acte médical et rendait l'expérience élastographique très délicate. La génération de l'onde de cisaillement est désormais totalement transparente pour le médecin puisque réalisée par la barrette échographique elle-même. Le médecin peut pratiquer l'acte échographique comme il en l'habitude, trouver la zone d'étude la plus appropriée et obtenir alors une carte d'élasticité en quelques millisecondes.

- **Sa souplesse**

Un autre avantage fondamental de la pression de radiation est qu'elle permet, comme nous l'avons démontré au chapitre VI, de contrôler très efficacement la source de cisaillement. Il est ainsi possible d'orienter et d'optimiser les formes spatiale et temporelle des ondes de cisaillement engendrées dans le milieu. En particulier, la génération d'ondes mécaniques coniques, via le mode supersonique, semble être très intéressante. Ces ondes coniques ont en effet une grande profondeur de pénétration, adaptée aux expériences *in vivo*. Elles engendrent d'autre part un champ de déplacements mécaniques dans les tissus dont les variations spatiales dans la direction élévationnelle de la barrette échographique sont contrôlées et minimales. Cette propriété du champ assure la robustesse de l'algorithme d'inversion et la consistance de la carte d'élasticité qui en résulte. C'est par conséquent une technique qui sait assez bien s'adapter aux limites intrinsèques de l'échographie, dont souffre aujourd'hui la majorité des techniques élastographiques (dont l'Elastographie impulsionnelle) : la restriction de la zone d'investigation au plan de l'image échographique. Enfin, ces ondes peuvent être créées à distance à des profondeurs assez importantes dans

le corps pouvant permettre l'étude d'organes difficilement accessibles par des vibrations externes (foie, prostate).

- **La richesse d'information fournie**

La plupart des techniques élastographiques basées sur l'échographie ne donnent pas une mesure directe de l'élasticité des tissus. L'élastographie statique fournit le champ de déformation du milieu après la sollicitation statique, l'ARFI le champ de déplacements pendant l'excitation transitoire. La SSI, en imageant la propagation d'ondes de cisaillement impulsionnelles, permet une estimation locale et quantitative de l'élasticité. Elle donne également accès à toute la dynamique des tissus puisqu'elle les sollicite sur une largeur spectrale de quelques centaines de Hz. Des travaux complémentaires doivent cependant être menés, comme il a été souligné au chapitre X, pour déterminer si des cartographies de viscosité sont envisageables en conditions cliniques.

- **Son insensibilité aux artéfacts classiques d'élastographie**

L'approche impulsionnelle offre également la possibilité de s'affranchir naturellement de difficultés souvent rencontrées par les autres techniques élastographiques. En voici les principales :

- les mouvements parasites : la propagation des ondes de cisaillement impulsionnelles ne dure que quelques dizaines de millisecondes sur la zone imagée, la technique peut être considérée comme quasi instantanée à l'échelle humaine. Cela la rend insensible aux artéfacts dus à des mouvements ou à la respiration du patient que des techniques comme l'élastographie statique ou la sonoélastographie doivent prendre en compte.

- les conditions aux limites : L'imagerie de la propagation des ondes impulsionnelles se fait avant toute réflexion de ces ondes sur les parois du milieu étudié. Le champ mécanique utilisé pour la reconstruction de l'élasticité ne dépend donc pas des conditions aux frontières, ce qui distingue nettement la technique de l'élastographie statique ou de l'élastographie stationnaire bidimensionnelle.

- le couplage avec le champ de compression : comme nous l'avons souligné au chapitre V, en régime impulsionnel le champ de compression est totalement atténué avant que l'onde de cisaillement ne se propage dans les tissus. Cela permet une formulation simple et robuste de l'algorithme d'inversion et de s'affranchir des difficultés de reconstruction rencontrées par des techniques comme l'élastographie stationnaire 3D (par IRM)

XIII.B.2. Améliorations futures

Les études présentées dans ce manuscrit, menées exclusivement au laboratoire, ont permis, en profitant de des capacités de l'échographe ultrarapide, de concevoir une technique très prometteuse. En conjuguant les avantages de la pression de radiation et de l'imagerie d'ondes mécaniques impulsionnelles, la SSI semble être aujourd'hui la mieux armée pour fournir un diagnostic médical de qualité complémentaire à l'échographie. Son potentiel doit être aujourd'hui validé par des études complémentaires. Voici quelques pistes à explorer dans le futur :

- **Validation *in vivo***

La première étape est de valider la technique en conditions cliniques, en menant une série d'expériences identiques à celles présentées au chapitre V pour l'Elastographie impulsionnelle. Celle-ci devrait être menée par le Laboratoire Ondes et Acoustique dans un futur proche en réactivant la collaboration avec l'institut Curie. Signalons qu'à cette occasion une électronique plus performante devrait être développée et utilisée. Les résultats de cette validation devraient en particulier donner un nouvel éclairage sur la façon optimale d'envisager l'élastographie dans le futur. L'approche bidimensionnelle, très pratique et transparente, fournit-elle des résultats suffisamment robustes en conditions cliniques ? Ou doit-on plutôt envisager une élastographie échographique tridimensionnelle, en s'appuyant sur les outils et résultats présentés dans la dernière partie de ce manuscrit ?

- **Adaptation à la complexité des cas cliniques**

Des études pour étendre les capacités de détection de la technique à des cas délicats doivent être aussi menées. En particulier, un traitement autre que l'algorithme d'inversion quantitatif présenté ici doit être envisagé pour la détection de lésions très dures ou de kystes dans lesquels aucun champ de cisaillement ne peut pénétrer. Une étude de faisabilité pour la détection de microcalcifications devra également être envisagée. Bien qu'invisibles sur les images échographiques (la résolution n'étant pas suffisante), les microcalcifications devraient, de par leur caractère très dur, perturber le champ mécanique engendré par la SSI et être ainsi localisables. Même avec une faible résolution, cette localisation élastographique pourrait aider à l'évaluation des risques de malignité des tumeurs.

- **Caractérisation**

La capacité de l'élastographie non seulement à détecter mais aussi à caractériser les lésions reste aujourd'hui très incertaine. Le travail de recherche doit aujourd'hui se concentrer sur l'estimation de paramètres mécaniques autre que l'élasticité. Déjà largement abordée dans ce travail de thèse, l'estimation de la viscosité doit faire l'objet d'études complémentaires pour être envisageable en conditions cliniques. D'autres paramètres tel que la non linéarité peuvent aussi être appréhendés par la SSI. Catheline *et al* [145] ont notamment montré qu'un seul coefficient non linéaire (A) suffisait pour décrire la non linéarité des tissus mous. Des travaux préliminaires sur l'estimation de l'anisotropie ont également été initiés.

XIII.C. Perspectives

Après dix ans de recherches au LOA, certaines directions d'études en élastographie sont arrivées aujourd'hui à une maturité permettant d'envisager un transfert de technologie vers l'industrie de l'imagerie médicale. C'est le cas de la technique de SSI, qui aujourd'hui a plus besoin d'études de faisabilité clinique et d'optimisation que de travaux de recherche proprement dits. La conception d'échographes commerciaux, dont la technologie permettrait d'envisager une imagerie ultrarapide telle que nous l'avons

développé dans ces travaux, devient de plus en plus d'actualité. Et ce autant pour la mise en place de modes d'imagerie sophistiqués tels que le multibeam couplé au filtrage inverse que pour les applications fonctionnelles les plus prometteuses. Bien évidemment, beaucoup d'axes de recherches restent à explorer au laboratoire en élastographie: l'estimation des autres grandeurs mécaniques et leur conséquences sur la qualité du diagnostic élastographique, l'imagerie ultrarapide de vibrations naturelles du corps humain (battement cardiaque, voix...), l'étude du couplage entre les ondes élastiques et les ondes électriques dans le corps humain ainsi que les applications potentielles de ce couplage...

REFERENCES

- [1] P. Laugier, P. Giat, and G. Berger, "Bone Characterization with Ultrasound - State-of-the-Art and New Proposal," *Clinical Rheumatology*, vol. 13, pp. 22-32, 1994.
- [2] P. Laugier, P. Droin, A. M. Laval-Jeantet, and G. Berger, "In vitro assessment of the relationship between acoustic properties and bone mass density of the calcaneus by comparison of ultrasound parametric imaging and quantitative computed tomography," *Bone*, vol. 20, pp. 157-165, 1997.
- [3] S. Chaffai, F. Padilla, G. Berger, and P. Laugier, "In vitro measurement of the frequency-dependent attenuation in cancellous bone between 0.2 and 2 MHz," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, pp. 1281-1289, 2000.
- [4] F. Vignon, J. F. Aubry, M. Tanter, and M. Fink, "High resolution ultrasonic brain imaging: noninvasive adaptive focusing based on twin arrays," presented at IEEE Ultrasonics Symposium, 2004.
- [5] K. Hynynen, "MRI guided focused ultrasound surgery," *Medical Physics*, vol. 29, pp. 1329-1329, 2002.
- [6] M. Pernot, J. F. Aubry, M. Tanter, J. L. Thomas, and M. Fink, "High power transcranial beam steering for ultrasonic brain therapy," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 48, pp. 2577-2589, 2003.
- [7] I. Cespedes, J. Ophir, H. Ponnekanti, and N. Maklad, "Elastography - Elasticity Imaging Using Ultrasound with Application to Muscle and Breast in-Vivo," *Ultrasonic Imaging*, vol. 15, pp. 73-88, 1993.
- [8] D. P. Shattuck, M. D. Weinschenker, S. W. Smith, and O. T. Vonramm, "Explososcan - a Parallel Processing Technique for High-Speed Ultrasound Imaging with Linear Phased-Arrays," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 75, pp. 1273-1282, 1984.
- [9] J. Y. Lu, "2D and 3D high frame rate imaging with limited diffraction beams," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 44, pp. 839-856, 1997.
- [10] J. Y. Lu, "Experimental study of high frame rate imaging with limited diffraction beams," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, pp. 84-97, 1998.
- [11] K. F. Üstüner and G. L. Holley, "Ultrasound Imaging System Performance Assessment," Siemens Medical Solutions, 2003.
- [12] J. A. Jensen and N. B. Svendsen, "Calculation of Pressure Fields from Arbitrarily Shaped, Apodized, and Excited Ultrasound Transducers," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 39, pp. 262-267, 1992.
- [13] P. R. Stepanishen, "Pulsed Transmit-Receive Response of Ultrasonic Piezoelectric Transducers," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 69, pp. 1815-1827, 1981.
- [14] M. Tanter, J. L. Thomas, and M. Fink, "Time reversal and the inverse filter," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, pp. 223-234, 2000.
- [15] M. Tanter, J. F. Aubry, J. Gerber, J. L. Thomas, and M. Fink, "Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. I. Basic principles," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 110, pp. 37-47, 2001.
- [16] J. F. Aubry, M. Tanter, J. Gerber, J. L. Thomas, and M. Fink, "Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. II. Experiments. Application to focusing through absorbing and reverberating media," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 110, pp. 48-58, 2001.
- [17] W. H. Press, Teukolsky, S.A, Vetterling, W.T., *Numerical Recipes in C++*, 2002.
- [18] T. X. Misaridis, K. Gammelmark, C. H. Jorgensen, N. Lindberg, A. H. Thomsen, M. H. Pedersen, and J. A. Jensen, "Potential of coded excitation in medical ultrasound imaging," *Ultrasonics*, vol. 38, pp. 183-189, 2000.
- [19] M. H. Pedersen, T. X. Misaridis, and J. A. Jensen, "Clinical evaluation of chirp-coded excitation in medical ultrasound," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 29, pp. 895-905, 2003.
- [20] Y. Wang, K. Metzger, D. N. Stephens, G. Williams, S. Brownlie, and M. O'Donnell, "Coded excitation with spectrum inversion (CEXSI) for ultrasound array imaging," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 50, pp. 805-823, 2003.
- [21] D. Cathignol and B. Maklouf, "Two-Dimensional Doppler Imaging Using Multi-Pseudorandom Doppler, Flowmeter," *Ultrasonic Imaging*, vol. 7, pp. 91-91, 1985.

- [22] B. B. Lee, Furgason, E.S, "Golay codes for simultaneous multi-mode operation in phased array," presented at IEEE Ultrasonics symposium, 1982.
- [23] K. Y. Jeong, Song, T., "Simultaneous Multizone focusing method with orthogonal chirps," presented at IEEE Ultrasonics Symposium, 2001.
- [24] T. X. Misaridis, "Ultrasound Imaging Using Coded Signals," in *Center for Fast Ultrasound Imaging*: Technical University of Denmark, 2001.
- [25] M. Bae, Lee., Jeong, M., Kwon,S., "Orthogonal Golay codes based ultrasonic imaging without reducing frame rate," presented at IEEE Ultrasonics Symposium, 2002.
- [26] K. Ranganathan and W. F. Walker, "A novel beamformer design method for medical ultrasound. Part I: Theory," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 50, pp. 15-24, 2003.
- [27] K. Ranganathan and W. F. Walker, "A novel beamformer design method for medical ultrasound. Part II: Simulation results," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 50, pp. 25-39, 2003.
- [28] S. Krishnan, K. W. Rigby, and M. O'Donnell, "Adaptive aberration correction of abdominal images using PARCA," *Ultrasonic Imaging*, vol. 19, pp. 169-179, 1997.
- [29] S. Krishnan, K. W. Rigby, and M. O'Donnell, "Efficient parallel adaptive aberration correction," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, pp. 691-703, 1998.
- [30] S. Catheline, "Interferométrie speckle ultrasonore : Application à la mesure d'élasticité," in *Acoustique physique*. Paris: Denis Diderot (Paris VII), 1998, pp. 122.
- [31] S. Catheline, F. Wu, and M. Fink, "A solution to diffraction biases in sonoelasticity: The acoustic impulse technique," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 105, pp. 2941-2950, 1999.
- [32] L. Sandrin, M. Tanter, J. L. Gennisson, S. Catheline, and M. Fink, "Shear elasticity probe for soft tissues with 1-D transient elastography," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, pp. 436-446, 2002.
- [33] L. Sandrin, "Elastographie impulsionnelle par ultrasons: du palpeur acoustique à l'imagerie ultrarapide," in *Acoustique physique*. Paris: Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2000, pp. 234.
- [34] D. P. Shattuck and O. T. Vonramm, "Compound Scanning with a Phased-Array," *Ultrasonic Imaging*, vol. 4, pp. 93-107, 1982.
- [35] S. K. Jespersen, J. E. Wilhjelm, and H. Sillesen, "In vitro spatial compound scanning for improved visualization of atherosclerosis," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 26, pp. 1357-1362, 2000.
- [36] S. K. Jespersen, J. E. Wilhjelm, and H. Sillesen, "Multi-angle compound imaging," *Ultrasonic Imaging*, vol. 20, pp. 81-102, 1998.
- [37] R. Entekin, P. Jackson, J. R. Jago, and B. A. Porter, "Real Time Spatial Compound Imaging in breast ultrasound: technology and early clinical experience," *MedicalMundi*, vol. 43, pp. 35-43, 1999.
- [38] C. B. Burckhardt, "Speckle in Ultrasound B-Mode Scans," *Ieee Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 25, pp. 1-6, 1978.
- [39] R. Mallart and M. Fink, "The Vancittert-Zernike Theorem in Pulse Echo Measurements," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 90, pp. 2718-2727, 1991.
- [40] M. Pernot, "Nouvelles techniques de thérapie ultrasonore et de monitoring," in *Acoustique Physique*. Paris: Denis Diderot (Paris VII), 2004, pp. 126.
- [41] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders, *Fundamental of acoustics*, 3rd ed: Wiley, New York, 1982.
- [42] T. L. Szabo, "Time-Domain Wave-Equations for Lossy Media Obeying a Frequency Power-Law," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 96, pp. 491-500, 1994.
- [43] P. He, "Simulation of ultrasound pulse propagation in lossy media obeying a frequency power law," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, pp. 114-125, 1998.
- [44] T. L. Szabo and J. R. Wu, "A model for longitudinal and shear wave propagation in viscoelastic media," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, pp. 2437-2446, 2000.
- [45] A. P. Sarvazyan, A. R. Skovoroda, S. Y. Emilianov, J. B. Fowlkes, J. G. Pipe, R. S. Adler, R. B. Buxton, and P. L. Carson, "Biophysical bases of elasticity imaging," *Acoustical Imaging Symposium*, vol. 21, pp. 223-240, 1995.
- [46] C. Elsberg, "The edwin smith surgical papyrus and the diagnosis and treatment of injuries to the skull and spine 5000 years ago," *Ann. med. Hist.*, vol. 8, pp. 271-279, 1981.

- [47] A. Eisencher, E. Schweg-Toffler, G. Pelletier, and P. Jacquemard, "La palpation échographique rythmée: Echosismographie," *J.Radiol.*, vol. 64, pp. 255-261, 1983.
- [48] J. Ophir, I. Cespedes, H. Ponnekanti, Y. Yazdi, and X. Li, "Elastography - a Quantitative Method for Imaging the Elasticity of Biological Tissues," *Ultrasonic Imaging*, vol. 13, pp. 111-134, 1991.
- [49] B. S. Garra, E. I. Cespedes, J. Ophir, S. R. Spratt, R. A. Zuurbier, C. M. Magnant, and M. F. Pennanen, "Elastography of breast lesions: Initial clinical results," *Radiology*, vol. 202, pp. 79-86, 1997.
- [50] T. A. Krouskop, P. S. Younes, S. Srinivasan, T. Wheeler, and J. Ophir, "Differences in the compressive stress-strain response of infiltrating ductal carcinomas with and without lobular features - implications for mammography and elastography," *Ultrasonic Imaging*, vol. 25, pp. 162-170, 2003.
- [51] K. M. Hiltawsky, M. Kruger, C. Starke, L. Heuser, H. Ermert, and A. Jensen, "Freehand ultrasound elastography of breast lesions: Clinical results," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 27, pp. 1461-1469, 2001.
- [52] A. R. Skovoroda, S. Y. Emelianov, and M. O'Donnell, "Tissue Elasticity Reconstruction Based on Ultrasonic Displacement and Strain Images," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 42, pp. 747-765, 1995.
- [53] M. O'Donnell and A. R. Skovoroda, "Prospects for elasticity reconstruction in the heart," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 51, pp. 322-328, 2004.
- [54] F. Kallel and M. Bertrand, "Tissue elasticity reconstruction using linear perturbation method," *Ieee Transactions on Medical Imaging*, vol. 15, pp. 299-313, 1996.
- [55] R. M. Lerner and K. J. Parker, "Sono-Elasticity Images for Cancer-Detection," *Ultrasonic Imaging*, vol. 9, pp. 63-63, 1987.
- [56] K. J. Parker, D. S. Fu, S. M. Graceswki, F. Yeung, and S. F. Levinson, "Vibration sonoelastography and the detectability of lesions," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 24, pp. 1437-1447, 1998.
- [57] Z. Wu, L. S. Taylor, D. J. Rubens, and K. J. Parker, "Shear wave focusing for three-dimensional sonoelastography," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 111, pp. 439-446, 2002.
- [58] Y. Yamakoshi, J. Sato, and T. Sato, "Ultrasonic-Imaging of Internal Vibration of Soft-Tissue under Forced Vibration," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 37, pp. 45-53, 1990.
- [59] R. Muthupillai, D. J. Lomas, P. J. Rossman, J. F. Greenleaf, A. Manduca, and R. L. Ehman, "Magnetic-Resonance Elastography by Direct Visualization of Propagating Acoustic Strain Waves," *Science*, vol. 269, pp. 1854-1857, 1995.
- [60] A. Manduca, R. Muthupillai, P. J. Rossman, J. F. Greenleaf, and R. L. Ehman, "Visualization of tissue elasticity by magnetic resonance elastography," *Visualization in Biomedical Computing*, vol. 1131, pp. 63-68, 1996.
- [61] A. Manduca, T. E. Oliphant, M. A. Dresner, J. L. Mahowald, S. A. Kruse, E. Amromin, J. P. Felmlee, J. F. Greenleaf, and R. L. Ehman, "Magnetic resonance elastography: Non-invasive mapping of tissue elasticity," *Medical Image Analysis*, vol. 5, pp. 237-254, 2001.
- [62] J. Bishop, G. Poole, M. Leitch, and D. B. Plewes, "Magnetic resonance imaging of shear wave propagation in excised tissue," *Jmri-Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 8, pp. 1257-1265, 1998.
- [63] T. E. Oliphant, "Direct Methods for Dynamic Elastography Reconstruction: Optimal Inversion of the Interior Helmholtz Problem," in *Biomedical Sciences*. Rochester: Mayo Graduate School, 2001, pp. 336.
- [64] V. Dutt, A. Manduca, R. Muthupillai, J. F. Greenleaf, and R. L. Ehman, "Inverse approach to elasticity mapping in MR elastography (MRE)," *Radiology*, vol. 205, pp. 1594-1594, 1997.
- [65] T. E. Oliphant, A. Manduca, R. L. Ehman, and J. F. Greenleaf, "Complex-valued stiffness reconstruction for magnetic resonance elastography by algebraic inversion of the differential equation," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 45, pp. 299-310, 2001.
- [66] R. Sinkus, J. Lorenzen, and C. K. Kuhl, "MR-Elastography: Anisotropic elastic properties of malignant breast tumors," *Radiology*, vol. 221, pp. 330-330, 2001.
- [67] J. Kemper, R. Sinkus, J. Lorenzen, C. Nolte-Ernsting, A. Stork, and G. Adam, "MR elastography of the prostate: Initial in-vivo application," *Rofo-Fortschritte Auf Dem Gebiet Der Rontgenstrahlen Und Der Bildgebenden Verfahren*, vol. 176, pp. 1094-1099, 2004.

- [68] J. Lorenzen, R. Sinkus, M. Lorenzen, M. Dargatz, C. Leussler, P. Roschmann, and G. Adam, "MR elastography of the breast: preliminary clinical results," *Rofo-Fortschritte Auf Dem Gebiet Der Rontgenstrahlen Und Der Bildgebenden Verfahren*, vol. 174, pp. 830-834, 2002.
- [69] R. Sinkus, Tanter, M., Catheline, S., Lorenzen, J., Kuhl, C., Sondermann, E., Fink, M., "Anisotropic properties of breast tissue measured by MR-Elastography," *Magn. Reson. Med.*, vol. in press, 2004.
- [70] M. Fatemi and J. F. Greenleaf, "Ultrasound-stimulated vibro-acoustic spectrography," *Science*, vol. 280, pp. 82-85, 1998.
- [71] G. T. Silva, "Image formation in vibro-acoustography." Rochester (USA): Mayo Foundation, 2002.
- [72] C. Pislaru, R. R. Kinnick, B. Kantor, J. L. Allen, M. Fatemi, and J. F. Greenleaf, "In vivo detection of arterial calcifications using a new ultrasound method, vibro-acoustography," *Circulation*, vol. 108, pp. 525-525, 2003.
- [73] A. Alizad, M. Fatemi, R. A. Nishimura, R. R. Kinnick, E. Rambod, and J. F. Greenleaf, "Detection of calcium deposits on heart valve leaflets by vibro-acoustography: An in vitro study," *Journal of the American Society of Echocardiography*, vol. 15, pp. 1391-1395, 2002.
- [74] K. Alizad, M. Fatemi, and J. F. Greenleaf, "Detection of native heart valve calcification with vibro-acoustography," *Circulation*, vol. 104, pp. 354-354, 2001.
- [75] S. Callé, J. P. Remenieras, O. B. Matar, M. Defontaine, and F. Patat, "Application of nonlinear phenomena induced by focused ultrasound to bone imaging," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 29, pp. 465-472, 2003.
- [76] M. Fatemi, L. E. Wold, A. Alizad, and J. F. Greenleaf, "Vibro-acoustic tissue mammography," *Ieee Transactions on Medical Imaging*, vol. 21, pp. 1-8, 2002.
- [77] A. Alizad, M. Fatemi, L. E. Wold, and J. F. Greenleaf, "Performance of vibro-acoustography in detecting microcalcifications in excised human breast tissue: A study of 74 tissue samples," *Ieee Transactions on Medical Imaging*, vol. 23, pp. 307-312, 2004.
- [78] S. G. Chen, M. Fatemi, and J. F. Greenleaf, "Quantifying elasticity and viscosity from measurement of shear wave speed dispersion," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 115, pp. 2781-2785, 2004.
- [79] A. P. Sarvazyan, O. V. Rudenko, S. D. Swanson, J. B. Fowlkes, and S. Y. Emelianov, "Shear wave elasticity imaging: A new ultrasonic technology of medical diagnostics," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 24, pp. 1419-1435, 1998.
- [80] K. R. Nightingale, M. L. Palmeri, R. W. Nightingale, and G. E. Trahey, "On the feasibility of remote palpation using acoustic radiation force," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 110, pp. 625-634, 2001.
- [81] K. Nightingale, M. S. Soo, R. Nightingale, and G. Trahey, "Acoustic radiation force impulse imaging: In vivo demonstration of clinical feasibility," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 28, pp. 227-235, 2002.
- [82] S. Callé, J. P. Remenieras, O. Bou Martar, and F. Patat, "Optical Observation of Shear Waves Exited by Focused Ultrasound in a Tissue-Mimicking Phantom," presented at IEEE Ultrasonics Symposium, 2002.
- [83] W. F. Walker, F. J. Fernandez, and L. A. Negron, "A method of imaging viscoelastic parameters with acoustic radiation force," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 45, pp. 1437-1447, 2000.
- [84] F. Viola and W. F. Walker, "Radiation force imaging of viscoelastic properties with reduced artifacts," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 50, pp. 736-742, 2003.
- [85] M. L. Palmeri and K. R. Nightingale, "On the thermal effects associated with radiation force imaging of soft tissue," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 51, pp. 551-565, 2004.
- [86] Food and Drug Administration, "Information for Manufacturers Seeking Marketing Clearance of Diagnostic Ultrasound Systems and Transducer," U. S. Dept. Health and Human Services, Food and Drug Administration, Center for Devices and Radiological Health. 1997.
- [87] S. Catheline, J. L. Thomas, F. Wu, and M. A. Fink, "Diffraction field of a low frequency vibrator in soft tissues using transient elastography," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 46, pp. 1013-1019, 1999.
- [88] J. L. Gennisson, "Le palpeur acoustique: un nouvel outil d'investigation des tissus biologiques," in *Electronique et instrumentation*. Paris: Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2003, pp. 136.

- [89] J. L. Gennisson, S. Catheline, S. Chaffai, and M. Fink, "Transient elastography in anisotropic medium: Application to the measurement of slow and fast shear wave speeds in muscles," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 114, pp. 536-541, 2003.
- [90] S. Catheline, J. L. Gennisson, and M. Fink, "Measurement of elastic nonlinearity of soft solid with transient elastography," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 114, pp. 3087-3091, 2003.
- [91] L. Sandrin, B. Fourquet, J. M. Hasquenoph, S. Yon, C. Fournier, F. Mal, C. Christidis, M. Ziol, B. Poulet, F. Kazemi, M. Beaugrand, and R. Palau, "Transient elastography: A new noninvasive method for assessment of hepatic fibrosis," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 29, pp. 1705-1713, 2003.
- [92] L. Sandrin, M. Tanter, S. Catheline, and M. Fink, "Shear modulus imaging with 2-D transient elastography," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, pp. 426-435, 2002.
- [93] J. Bercoff, S. Chaffai, M. Tanter, L. Sandrin, S. Catheline, M. Fink, J. L. Gennisson, and M. Meunier, "In vivo breast tumor detection using transient elastography," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 29, pp. 1387-1396, 2003.
- [94] L. Rayleigh, "On the momentum and pressure of gaseous vibrations, and on the connexion with virial theorem," *Phil. Mag.*, vol. 10, pp. 364-374, 1905.
- [95] L. Rayleigh, "On the pressure of vibrations," *Phil. Mag.*, vol. 3, pp. 338-346, 1902.
- [96] R. T. Beyer, "Radiation Pressure in a Sound Wave," *American Journal of Physics*, vol. 18, pp. 25-29, 1950.
- [97] P. J. Westervelt, "Acoustic Radiation Pressure," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 29, pp. 26-29, 1957.
- [98] W. L. Nyborg, "Radiation Pressure on a Small Rigid Sphere," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 42, pp. 947-951, 1967.
- [99] J. A. Rooney and W. L. Nyborg, "Acoustic Radiation Pressure in a Travelling Plane-Wave," *American Journal of Physics*, vol. 40, pp. 1825-1828, 1972.
- [100] R. T. Beyer, "Radiation Pressure - History of a Mislabeled Tensor," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 63, pp. 1025-1030, 1978.
- [101] V. A. Shutilov, *Fundamental physics of ultrasound*: Gordon and Breach Science Publishers, 1988.
- [102] B. T. Chu and R. E. Apfel, "Acoustic Radiation Pressure Produced by a Beam of Sound," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 72, pp. 1673-1687, 1982.
- [103] M. F. Hamilton and D. T. Blackstock, *Non linear acoustics*: Academic Press, 1998.
- [104] G. R. Torr, "The Acoustic Radiation Force," *American Journal of Physics*, vol. 52, pp. 402-408, 1984.
- [105] L. Landau, Lifchitz, E., *Physique théorique - Mécanique des fluides*, vol. 6: Editions Mir, 1971.
- [106] B. K. Novikov, Rudenko, O.V., Timoshenko, V.I., *Nonlinear underwater acoustics*. New York: American Institute of Physics, 1987.
- [107] O. V. Rudenko, A. P. Sarvazyan, and S. Y. Emelianov, "Acoustic radiation force and streaming induced by focused nonlinear ultrasound in a dissipative medium," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 99, pp. 2791-2798, 1996.
- [108] H. C. Starritt, F. A. Duck, and V. F. Humphrey, "Forces Acting in the Direction of Propagation in Pulsed Ultrasound Fields," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 36, pp. 1465-1474, 1991.
- [109] K. Aki and P. G. Richards, *Quantitative Seismology - Theory and methods*, vol. 1. New York: W.H. Freeman and company, 1980.
- [110] J. Bercoff, M. Tanter, and M. Fink, "Sonic boom in soft materials: The elastic Cerenkov effect," *Applied Physics Letters*, vol. 84, pp. 2202-2204, 2004.
- [111] J. Bercoff, M. Tanter, and M. Fink, "Supersonic Shear Imaging: a new technique for soft tissue elasticity mapping," *IEEE Transactions for Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 51, pp. 374-409, 2004.
- [112] C. Simon, P. VanBaren, and E. S. Ebbini, "Two-dimensional temperature estimation using diagnostic ultrasound," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, pp. 1088-1099, 1998.
- [113] M. Pernot, M. Tanter, J. Bercoff, K. R. Waters, and M. Fink, "Temperature estimation using ultrasonic spatial compound imaging," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 51, pp. 606-615, 2004.
- [114] M. E. Stratmeyer, Lizzi, F.L., "Special Issue on the Biological Effects of Ultrasound," *IEEE Transactions for Ultrasonic, Ferroelectric and Frequency Control*, vol. 33, 1986.

- [115] R. Righetti, F. Kallel, R. J. Stafford, R. E. Price, T. A. Krouskop, J. D. Hazle, and J. Ophir, "Elastographic characterization of HIFU-induced lesions in canine livers," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 25, pp. 1099-1113, 1999.
- [116] F. Kallel, R. J. Stafford, R. E. Price, R. Righetti, J. Ophir, and J. D. Hazle, "The feasibility of elastographic visualization of HIFU-induced thermal lesions in soft tissues," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 25, pp. 641-647, 1999.
- [117] R. J. Stafford, F. Kallel, R. E. Price, D. M. Cromeens, T. A. Krouskop, J. D. Hazle, and J. Ophir, "Elastographic imaging of thermal lesions in soft tissue: A preliminary study in vitro," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 24, pp. 1449-1458, 1998.
- [118] R. J. Stafford, F. Kallel, R. Righetti, R. E. Price, J. Ophir, and J. D. Hazle, "Ultrasound elastographic imaging of focused ultrasound lesions in soft-tissue," *Radiology*, vol. 209P, pp. 398-398, 1998.
- [119] T. Varghese, J. A. Zagzebski, and F. T. Lee, "Elastographic imaging of thermal lesions in the liver in vivo following radiofrequency ablation: Preliminary results," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 28, pp. 1467-1473, 2002.
- [120] R. Souchon, O. Rouviere, A. Gelet, V. Detti, S. Srinivasan, J. Ophir, and J. Y. Chapelon, "Visualisation of hifu lesions using elastography of the human prostate in vivo: Preliminary results," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 29, pp. 1007-1015, 2003.
- [121] T. Wu, J. P. Felmlee, J. F. Greenleaf, S. J. Riederer, and R. L. Ehman, "Assessment of thermal tissue ablation with MR elastography," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 45, pp. 80-87, 2001.
- [122] F. L. Lizzi, R. Muratore, C. X. Deng, J. A. Ketterling, S. K. Alam, S. Mikaelian, and A. Kalisz, "Radiation-force technique to monitor lesions during ultrasonic therapy," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 29, pp. 1593-1605, 2003.
- [123] X. G. Shi, R. W. Martin, D. Rouseff, S. Vaezy, and L. A. Crum, "Detection of high-intensity focused ultrasound liver lesions using dynamic elastometry," *Ultrasonic Imaging*, vol. 21, pp. 107-126, 1999.
- [124] B. J. Fahey, K. R. Nightingale, D. L. Stutz, and G. E. Trahey, "Acoustic radiation force impulse imaging of thermally- and chemically-induced lesions in soft tissues: Preliminary ex vivo results," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 30, pp. 321-328, 2004.
- [125] J. Bercoff, M. Pernot, M. Tanter, and M. Fink, "Monitoring Thermally-Induced Lesions with Supersonic Shear Imaging," *Ultrasonic Imaging*, vol. 26, pp. 29-40, 2004.
- [126] E. Konofagou, J. Thierman, and K. Hynynen, "The use of ultrasound-stimulated acoustic emission in the monitoring of modulus changes with temperature," *Ultrasonics*, vol. 41, pp. 337-345, 2003.
- [127] L. S. Taylor, Richards, M.S., Moskowitz, A.J., Lerner, A.L., Rubens, D.J., Parker, K.J., "Viscoelastic effects in Sonoelastography: Impact on Tumor Detectability," in *IEEE Ultrasonics Symposium*, 2001, pp. 1639-1642.
- [128] D. Roylance, "Engineering Viscoelasticity," MIT, Ed., 2001.
- [129] J. Lemaitre, *Handbook of Materials Behavior Models*: Academic Press, 2001.
- [130] S. Catheline, Gennisson, J.L., Delon, G., Sinkus, R., Fink, M., Abouelkaram, S., Culioli, J., "Measurement of viscoelastic properties of soft solid using transient elastography," *J. Acoust. Soc. Am.*, 2004.
- [131] G. Barton, *Elements of Green's function and Propagation*. New York: Oxford University Press, 1989.
- [132] M. D. Fox, "Multiple Crossed-Beam Ultrasound Doppler Velocimetry," *Ieee Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 25, pp. 281-286, 1978.
- [133] L. Capineri, M. Scabia, and L. Masotti, "Vector Doppler: spatial sampling analysis and presentation techniques for real time systems," *Journal of Electronic Imaging*, vol. 12, pp. 489-498, 2003.
- [134] L. Capineri, M. Scabia, and L. Masotti, "A Doppler system for dynamic vector velocity maps," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 28, pp. 237-248, 2002.
- [135] M. Scabia, M. Calzolari, L. Capineri, L. Masotti, and A. Fort, "A real-time two-dimensional pulsed-wave Doppler system," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 26, pp. 121-131, 2000.
- [136] V. L. Newhouse, D. Censor, T. Vontz, J. A. Cisneros, and B. B. Goldberg, "Ultrasound Doppler Probing of Flows Transverse with Respect to Beam Axis," *Ieee Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 34, pp. 779-789, 1987.

-
- [137] V. L. Newhouse, P. Faure, D. Cathignol, and J. Y. Chapelon, "The Transverse Doppler Spectrum for Focused Transducers with Rectangular Apertures," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 95, pp. 2091-2098, 1994.
- [138] J. A. Jensen and P. Munk, "A new method for estimation of velocity vectors," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, pp. 837-851, 1998.
- [139] M. E. Anderson, "Multi-dimensional velocity estimation with ultrasound using spatial quadrature," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, pp. 852-861, 1998.
- [140] L. N. Bohs, B. J. Geiman, M. E. Anderson, S. M. Breit, and G. E. Trahey, "Ensemble tracking for 2D vector velocity measurement: Experimental and initial clinical results," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, pp. 912-924, 1998.
- [141] L. N. Bohs, B. J. Geiman, M. E. Anderson, S. C. Gebhart, and G. E. Trahey, "Speckle tracking for multi-dimensional flow estimation," *Ultrasonics*, vol. 38, pp. 369-375, 2000.
- [142] L. N. Bohs, B. H. Friemel, and G. E. Trahey, "Experimental Velocity Profiles and Volumetric Flow Via 2-Dimensional Speckle Tracking," *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 21, pp. 885-898, 1995.
- [143] L. N. Bohs, S. C. Gebhart, M. E. Anderson, B. J. Geiman, and G. E. Trahey, "2-D motion estimation using two parallel receive beams," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 48, pp. 392-408, 2001.
- [144] M. Tanter, J. Bercoff, L. Sandrin, and M. Fink, "Ultrafast compound imaging for 2-D motion vector estimation: Application to transient elastography," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, pp. 1363-1374, 2002.
- [145] S. Catheline, J. Bercoff, J. L. Gennisson, C. Barrière, and M. Fink, "Nonlinearity studies in soft tissues with the supersonic shear imaging system," presented at IEEE Ultrasonics Symposium, 2004.

PUBLICATIONS

Publications dans des journaux scientifiques

2004

- 1- J. Bercoff, M. Tanter, M. Fink, [Supersonic Shear Imaging: a new technique for soft tissues elasticity mapping](#), IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr. **51** (4), pp 374-409, 2004.
- 2- J. Bercoff, M. Tanter, M. Muller, M. Fink, [The Role of Viscosity in the Impulse Diffraction Field of Elastic Waves Induced by the Acoustic Radiation Force](#), IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., **51** (11), pp 1523-1536, 2004.
- 3- J. Bercoff, M. Tanter, M. Fink, [Sonic boom in soft materials : the elastic Cerenkov effect](#), Appl. Phys. Lett. **84** (12), pp 2202-2204, 2004.
- 4- J. Bercoff, M. Pernot, M. Tanter, M. Fink, [Monitoring thermally induced lesions using supersonic shear imaging](#), Ultrasonic Imaging **26**, pp 29-40, 2004.
- 5- M. Pernot, M. Tanter, J. Bercoff, K. R. Waters and M. Fink [Temperature Estimation Using Ultrasonic Spatial Compound Imaging](#)., IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr. **51** (5), pp 606-615, 2004.

2003

- 6- J. Bercoff, S. Chaffai, M. Tanter, L. Sandrin, S. Catheline, J.-L. Gennisson, M. Fink, M. Meunier, [In vivo breast tumor detection using transient elastography](#), Ultrasound Medicine and Biology **29** (10), pp 1387-1396, 2003.

2002

- 7- M. Tanter, J. Bercoff, L. Sandrin, M. Fink, [Ultrafast compound imaging for 2D motion vector estimation : Application to transient elastography](#), IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr. **49** (10), pp 1363-1374, 2002.

● Publications accompagnant une présentation orale (proceedings)

2004

- 1- J. Bercoff, R. Sinkus, M. Tanter, M. Fink, [3D ultrasound based dynamic elastography: first in vitro results](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2004.
- 2- J. Bercoff, M. Tanter, M. Fink, [Local inversion of transient shear wave propagation for elasticity and viscosity mapping in soft tissues : theoretical and experimental analysis](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2004.
- 3- S. Catheline, J. Bercoff, J. L. Gennisson, C. Barrière, M. Fink, [Nonlinearity studies in soft tissues with the supersonic shear imaging system](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2004.

2003

- 4- J. Bercoff, M. Tanter, M. Muller, M. Fink, [Study of viscous and elastic properties of soft tissues using supersonic shear imaging](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2003.
- 5- M. Pernot, J. Bercoff, M. Tanter and M. Fink, [Monitoring thermally induced lesions with supersonic imaging](#), 3rd Intl. Symp. on Therapeutic Ultrasound, 2003.

2002

- 6- J. Bercoff, M. Tanter, S. Chaffai , M. Fink, [Ultrafast imaging of beamformed shear waves induced by the acoustic radiation force](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2002.
- 7- M. Fink, L. Sandrin, M. Tanter, S. Catheline, S. Chaffai, J. Bercoff, J.-L. Gennisson, [Ultra high speed imaging of elasticity](#), IEEE Ultrasonic Symposium, pp 1767-1776, 2002.
- 8- M. Pernot, K. Waters, J. Bercoff, M. Tanter, M. Fink, [Reduction of the thermo-acoustic lens effect during ultrasound-based temperature estimation](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2002.
- 9- M. Pernot, K. Waters, J. Bercoff, M. Tanter, M. Fink, [Improvement of ultrasound based temperature estimation by compound imaging.](#), 2nd Intl. Symp. on Therapeutic Ultrasound, 2002.
- 10- Stefan Catheline, Sana Chaffaï, Mickael Tanter, Jeremy Bercoff, Laurent Sandrin, Jean-Luc Gennisson et Mathias Fink, [Problème inverse en élastographie impulsionnelle 2D](#), 6ème Congrès Français d'Acoustique, 2002.

2001

- 11- J. Carlson, R. K. Ing, J. Bercoff and M. Tanter, [Vortex imaging using two-dimensional ultrasonic speckle correlation](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2001.
- 12- J. Bercoff, M. Tanter, L. Sandrin, S. Catheline, M. Fink, [Ultrafast imaging with 2D displacement vector measurements : Application to transient elastography and color flow mapping](#), IEEE Ultrasonic Symposium, 2001.

Présentations orales

2003

- 1- M. Pernot, M. Tanter, J. Bercoff, K.R. Waters, M. Fink, [Temperature estimation using ultrasonic spatial compound imaging](#), IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr., 2003.
- 2- J. Bercoff, M. Tanter and M. Fink, [Supersonic Imaging: a new technique for mapping of the visco-elastic properties of tissues](#), 28th Intl. Symp. on Ultrasonic Imaging and Tissue Characterization, 2003.
- 3- J. Bercoff, M. Pernot, J.-L. Gennisson, M. Tanter and M. Fink, [Monitoring thermally induced lesions with Supersonic Imaging.](#), 28th Intl. Symp. on Ultrasonic Imaging and Tissue Characterization, 2003.

2002

- 4- J. Bercoff, S. Catheline, S. Chaffai, M. Tanter, L. Sandrin, M. Fink, M. Meunier, [Ultrafast imaging of transient shear waves for breast elastography : First clinical results.](#), 1st Pan-American/Iberian Meeting on Acoustics, J. Acoust. Soc. Am., 2002.
- 5- J. Bercoff, M. Tanter, S. Chaffai, M. Fink, [Ultrafast imaging of shear waves induced by the acoustic radiation force for elasticity imaging in soft tissues](#), 1st Pan-American/Iberian Meeting on Acoustics, J. Acoust. Soc. Am., 2002.
- 6- M. Fink, L. Sandrin, M. Tanter, S. Catheline, S. Chaffai, J. Bercoff, J.-L. Gennisson, [2-D Transient Elastography with an Ultrafast Ultrasonic Scanner](#), 1st International Conference on the Ultrasonic Measurement and Imaging of Tissue Elasticity, 2002.
- 7- J. Bercoff, M. Tanter, S. Chaffai and M. Fink, [Ultrafast Imaging of Shear Waves Induced by Acoustic Radiation-Force in Soft Tissues](#), 1st International Conference on the Ultrasonic Measurement and Imaging of Tissue Elasticity, 2002.

ARTICLES ASSOCIES

La recherche N° 376 Juin 2004

Échographie supersonique contre les tumeurs

IMAGERIE MÉDICALE

Connue depuis une trentaine d'années, l'échographie médicale s'enrichit. Une nouvelle technique utilisant une source d'ondes se déplaçant à l'intérieur du corps à des vitesses supersoniques pourrait améliorer considérablement ses performances dans la détection de tissus malsains.

Les futurs parents connaissent bien l'échographie, qui permet d'observer le fœtus et de détecter ses éventuelles anomalies. Cette technique d'imagerie médicale, fondée sur l'analyse de l'écho d'ultrasons réfléchis par le corps, permet d'ausculter de nombreux organes comme la thyroïde, les seins, etc. Mais le contraste des images est souvent insuffisant pour détecter les tumeurs et autres tissus malsains. Or, une équipe du laboratoire « ondes et acoustique » de l'École supérieure de physique et de chimie industrielles (ESPCI) a mis au point une nouvelle technique d'échographie qui pourrait détecter les tumeurs dans l'ensemble du corps [1].

Quand un médecin vous palpe un organe pour repérer une éventuelle tumeur, il ressent le « module de cisaillement » de l'endroit palpé, c'est-à-dire la façon dont le tissu se déforme sous la pression. Ce module peut devenir jusqu'à vingt à trente fois plus élevé lorsque le tissu est malsain. Mais le médecin ne peut palper que les organes proches de la peau. Et les ondes ultrasonores classiques sont inefficaces pour envoyer des ondes de cisaillement en profondeur. « Nous avons mis au point une technique pour créer et suivre la progression des ondes de cisaillement à l'intérieur du corps, ce qui



UNE ÉCHOGRAPHIE D'UN FOIE CANCÉREUX : en rouge, l'hépatocarcinome. Un nouveau procédé devrait permettre d'en améliorer la détection. © CAMAL/ISM

nous permet de connaître le module de cisaillement dans tous les tissus mous. Nous espérons ainsi repérer même les tumeurs en profondeur», explique Mathias Fink, responsable de l'équipe de l'ESPCI.

Comment engendrer et propager efficacement des ondes de cisaillement à l'intérieur du corps, alors qu'elles s'atténuent très rapidement ? Il faut savoir que les appareils d'échographie conventionnelle envoient uniquement des ondes ultrasonores dites de

L'équipe de l'ESPCI a mis au point une échographie ultrarapide qui réalise 5 000 images par seconde

compression, qui ne sont pas du tout sensibles aux propriétés de cisaillement. « Pour résoudre ce problème, nous focalisons des ultrasons en un point. Il s'y crée un véritable « vent acoustique » qui déplace les tissus d'une dizaine de micromètres. De ce point naît une onde de cisaillement qui se propage dans le corps. » Mais cette onde s'atténue très vite. Pour contrer cet inconvénient, l'équipe a utilisé une astuce très efficace. « Nous créons ce vent acoustique en

un point, puis plus loin, etc. L'onde de cisaillement engendrée par ce point se déplace lentement, mais nous déplaçons le point de focalisation à une vitesse supersonique. Le « bang » résultant est une onde de cisaillement de très forte amplitude, qui se déplace sur des distances bien plus grandes. » Il ne reste plus qu'à mesurer en chaque point la vitesse de propagation de ces ondes pour réaliser une carte des modules de cisaillement permettant de repérer les anomalies. Pour mesurer cette vitesse, l'équipe de Mathias Fink a mis au point un procédé ultrarapide qui réalise 5 000 images par seconde et peut suivre de façon très précise le mouvement des ondes de cisaillement dans le corps humain. « Cette technique permettra à l'échographie médicale de faire un bond en avant. Nous négocions avec le CNRS pour racheter les brevets que nous avons déposés et créer une société afin d'exploiter ce concept. » Des tests sur le cancer du sein sont en préparation. ■■

Cécile Michaut

[1] J. Bercoff et al., *Appl. Phys. Lett.*, 84, 2202, 2004 ; J. Bercoff et al., *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 51, 396, 2004.

Supersonic boom for ultrasound

Creating a sonic boom inside tissue can enhance ultrasound imaging

From **Peter Kaczkowski** at the Applied Physics Laboratory, University of Washington, Seattle, US

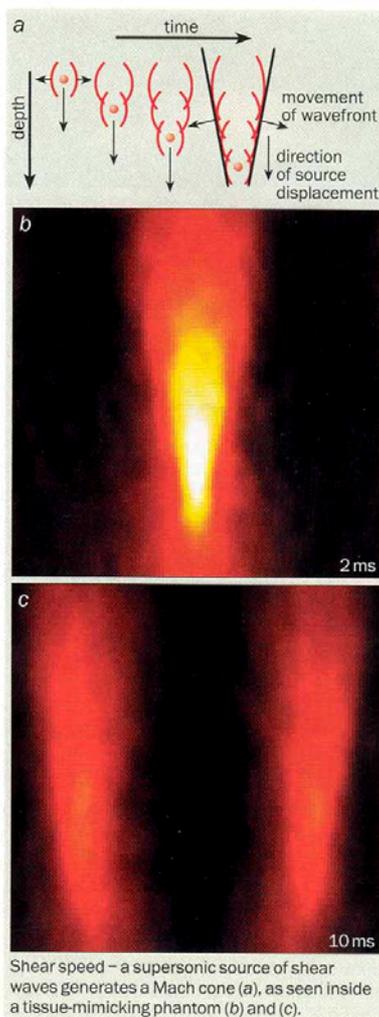
Conventional ultrasound techniques involve sending a series of sound pulses into the body and monitoring the reflections of these pulses from tissue boundaries. By measuring both the time taken for each pulse to return to the source and the amplitude of each pulse, ultrasound machines can build up an image of these boundaries. However, while this approach is ideal for generating images of the outlines of organs, it provides little information about the types of tissue within these organs. For example, a doctor may be able to use an ultrasound image to identify a tumour by virtue of its shape, but may be unable to tell whether it is benign or not.

This limitation stems from the way that sound travels through different materials. Solid materials can be regarded as a matrix of point masses interconnected by springs. Sound waves propagate through such materials by periodically compressing and rarefying the medium. The speed of sound through a particular material therefore depends on the material's spring constant, or elastic modulus. Although the value of the modulus varies significantly between bone and skin, for example, it does not vary much between different types of soft tissue. This means that contrast between such materials in an ultrasound image is poor.

Now Mathias Fink and colleagues from the Laboratoire Ondes et Acoustique in Paris have managed to address this problem (J Bercoff *et al.* 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 2202). Instead of sound waves, Fink's team uses shear waves that propagate by moving the point masses from side to side, rather than forward and backwards. The advantage of this approach is that the elastic modulus associated with shear waves varies greatly between different types of tissue.

Beyond brute force

The shear modulus is simply a measure of the stiffness of a material, and has been exploited for centuries by doctors carrying out examinations using their sense of touch. Today, shear properties are investigated by



Shear speed – a supersonic source of shear waves generates a Mach cone (a), as seen inside a tissue-mimicking phantom (b) and (c).

using ultrasound to measure the internal displacements of a tissue medium that has been deformed using an external mechanical force. This process, which is known as elastography, allows doctors to build a map of the medium's shear modulus, and has been used to examine breast and prostate tissue in an effort to diagnose cancer. How-

ever, elastography is quite a complicated process because it requires many computational steps and because the application of an external force is cumbersome.

The method employed by Fink and co-workers, on the other hand, does not involve deforming the medium using an external mechanical force. Instead the French team exploits the radiation pressure of the ultrasound to displace tissue – a technique originally developed by James Greenleaf at the Mayo Clinic in Minnesota. The researchers first focus an intense burst of ultrasound within a tissue sample. The burst loses energy, either through scattering or absorption, and this deforms the medium as if it were subject to an external force. This deformation creates a shear wave that can then be imaged using ultrasound echoes.

However, since a shear wave propagates through tissue in less than a tenth of a second, conventional ultrasound machines – which operate at 25 frames per second – are not fast enough to properly image its motion. Instead, Fink and co-workers have developed an ultrasound instrument capable of making 5000 echographic observations per second. They used this device to observe the propagation speed, attenuation and scattering of the shear waves. By solving the wave equation the researchers were then able to determine the spatial distribution of the shear modulus within the sample.

Supersonic sources

To exploit this technique, however, Fink's group needed to overcome an additional problem: the fact that shear waves are highly attenuated in tissue. Its solution involves exposing a tissue sample to a series of ultrasound pulses, each of which is focused slightly deeper within the sample than the previous one. The time between successive pulses is limited only by the time taken for the sound waves to travel from the ultrasound source to the focal point and then back to the source. Since the modulus associated with sound waves is much greater than that of shear waves, the focus of successive pulses can be made to move much more quickly than the resulting shear wavefronts.

This arrangement causes the shear wave-

PHYSICS IN ACTION

fronts produced by successive impulses to overlap and generate a Mach cone, or “sonic boom” (see figure). The more “supersonic” the displacement of the impulses, the more the series of impulses appears to be a single line source that radiates cylindrically. The amplitude of the resulting single wave is equal to the sum of the amplitudes of the individual shear waves, and therefore propagates further before it is degraded. Nevertheless, high-frequency components of the wave are rapidly absorbed as the wave progresses, which prevents the wavefront from remaining sharply defined.

The challenges of transforming this new method into a practical clinical tool are considerable. The transmitters in commercial ultrasound instruments can be modified fairly easily so that they emit an appropriate sequence of radiation pulses. However, the

receiver sections are likely to need substantial enhancements so that they can pick up a wide variety of sound waves and process frames at high enough rates. Such advances depend on improvements in signal acquisition and computational electronics, but these seem achievable.

Whether or not manufacturers of commercial equipment and the medical profession will take up the new imaging technique, however, remains to be seen. In the meantime, Fink and co-workers plan to continue bringing the elegance and rigour of wave physics to the burgeoning field of biomedical engineering. They are currently exploring alternative trajectories for their supersonic shear sources in order to further reduce the effects of attenuation, and are also investigating the use of ultrasound to perform non-invasive brain surgery.

