



Élastographie par résonance magnétique : contributions pour l'acquisition et la reconstruction du module de cisaillement : association avec l'élastographie ultrasonore quasi-statique pour l'étude de milieux pré-contraints

Rémy Blanchard

► To cite this version:

Rémy Blanchard. Élastographie par résonance magnétique : contributions pour l'acquisition et la reconstruction du module de cisaillement : association avec l'élastographie ultrasonore quasi-statique pour l'étude de milieux pré-contraints. Traitement du signal et de l'image. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. Français. <NNT : 2013LYO10030>. <tel-01128288>

HAL Id: tel-01128288

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01128288>

Submitted on 9 Mar 2015

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.

THÈSE

Délivrée par

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1
Spécialité : Traitement du signal et de l'image

DIPLÔME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

ÉCOLE DOCTORALE : ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE,
AUTOMATIQUE

Soutenue publiquement le 22 février 2013 par

Rémy Blanchard

**Élastographie par résonance magnétique :
contributions pour l'acquisition et la
reconstruction du module de cisaillement.
Association avec l'élastographie ultrasonore
quasi-statique pour l'étude de milieux
pré-contraints.**

Jury

GIRAULT Jean-Marc	Maître de conférences, Université François-Rabelais de Tours	Rapporteur
SAINT-JALMES Hervé	Professeur des Universités, Université de Rennes	Rapporteur
EHMAN Richard L.	Professor, Mayo Clinic, Rochester, MN, USA	Examineur
BASSET Olivier	Professeur des Universités, Université Lyon 1	Directeur de thèse
BRUSSEAU Elisabeth	Chargée de Recherche, CNRS, Lyon	Co-encadrant de thèse
GRENIER Denis	Ingénieur de Recherche, Docteur, CNRS, Lyon	Co-encadrant de thèse

“Don’t panic”

The Hitchhiker’s guide to the galaxy
Douglas Adams

Remerciements

Au terme de ce doctorat, je tiens à remercier tout d'abord mes encadrants de thèse Elisabeth Brusseau, Olivier Basset et Denis Grenier pour m'avoir énormément appris pendant ces trois années. Je remercie tout particulièrement Elisabeth pour son encadrement au jour le jour, sa disponibilité, sa gentillesse, ses relectures rigoureuses qui permettent d'avoir un manuscrit "très bien écrit, bien illustré et très rigoureux", ... (la liste est trop longue pour tenir sur une page). Merci à Olivier pour m'avoir encadré, bien conseillé au cours de ces trois années et, à travers ses questions, m'avoir poussé dans les retranchements de mon raisonnement scientifique. Merci aussi à Denis pour m'avoir encadré, avoir passé du temps à m'expliquer la résonance magnétique, avoir patiemment répondu à mes questions et avoir écouté et critiqué mes idées les plus farfelues. Merci aussi à Kevin Tse Ve Koon pour m'avoir aidé notamment pour la fin de thèse à travers ses remarques et conseils mais aussi pour les acquisitions nécessaires à ce manuscrit.

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'occasion de me rendre à la Mayo Clinic. Je tiens à remercier le Pr. Richard L. Ehman de m'avoir accueilli dans son équipe et d'avoir mis à ma disposition les moyens de son équipe. Merci à Yogesh K. Mariappan pour m'avoir encadré à mon arrivée à la Mayo clinic. Merci à Phillip J. Rossman pour ne pas avoir eu de crise cardiaque lorsque j'utilisais ses fraiseuses et à Kevin J. Glaser pour m'avoir présenté aux joueurs de volley de Rochester. Plus généralement, un grand merci à tous les membres de l'équipe avec qui j'ai eu des échanges intéressants sur le plan scientifique.

Je voulais aussi remercier mes deux rapporteurs Jean-Marc Girault et Hervé Saint-Jalmes pour leur relecture attentive de ce manuscrit ainsi que leurs contributions à son amélioration mais aussi pour les remarques pertinentes qu'ils ont pu apporter lors de la soutenance.

Merci à Gérard Scorletti, directeur de l'école doctorale EEA, pour m'avoir permis d'aller présenter mes travaux à Melbourne ; mais aussi à Marie-Christine Havgoudoukian, secrétaire de l'école doctorale, qui, malgré le peu de temps qu'elle avait à consacrer à l'ED, a su rester disponible, réactive et compréhensive.

Je voudrais aussi remercier tout ceux aux côtés de qui j'ai eu l'occasion de travailler et qui ont fait de mon séjour à CREATIS, un séjour riche en souvenirs (j'espère n'en oublier aucun) : Simon, Thomas D., Francois, Chris, Hong ying, Chang yu, Émilie, Xavier, Estelle, Jérôme (B., L. et Sexy), Élena, Kongregate, Pierre (F. et G.), Maëva, Sébastien, Niri, Alina, Hector, Oana, Claire, Anca, Razvan, Valentina, Matthieu, Razmig, Adeline, Lisa, JB, Marion, Céline, Flora, Benjamin, Rena, Jean-Marie, Dimitri, Thomas F., etc. Toujours une pensée à mes autres amis qui s'intéressaient à ce que je faisais : Marion, Lisa, Diane, Sébastien, Doudou et Doudoutte ... oui je sais ils s'en fichaient royalement mais je cherchais juste une excuse pour les remercier. Un grand merci également à toutes les personnes que j'ai pu rencontrer à Rochester, MN, et avec qui j'ai passé de très bons moments : Cait, Manuel, Cecilia, Andrew, Josh, Gilles, Julia, Nicolas, Thijs, Joline, Nora, etc.

Un grand merci à toute ma famille pour m'avoir soutenu et avoir fait semblant de comprendre mes problématiques de recherche. Merci aussi à Gwenaëlle pour m'avoir supporté pendant ces 3 ans et pour avoir relu toute cette thèse sans rien comprendre.

Je tiens à m'excuser auprès de tous les spins que j'ai pu retourner au cours de cette thèse et m'excuser si je les ai brusqué un peu trop mais c'était pour la science. *Last but not least*, je fais une petite léchouille à grande Loutre sous le signe de laquelle ma thèse a été soutenue.

Résumé

L'élastographie est une technique d'imagerie récente, maintenant reconnue comme une méthode pertinente pour la caractérisation tissulaire. Son but est de produire une cartographie de l'élasticité des tissus examinés. Ce type d'information présente un intérêt fondamental en diagnostic clinique car le développement d'un processus pathologique s'accompagne souvent de modifications dans les propriétés mécaniques des tissus. Ainsi, des essais mécaniques réalisés sur des échantillons de tissus de sein et de prostate ont montré que les tissus tumoraux avaient un module d'Young significativement plus élevé que les tissus sains. Les premiers travaux en élastographie ont été couplés à l'utilisation de l'échographie, conduisant à l'élastographie ultrasonore. Cette technique se subdivise en deux approches selon que la contrainte appliquée est quasi-statique (par compression du milieu avec la sonde par exemple) ou dynamique (génération et propagation d'ondes de cisaillement dans le milieu étudié). Dans le cas d'une contrainte quasi-statique, l'information directement estimée à partir de l'acquisition d'une série d'images ultrasonores est le champ de déformation au cours de la compression. Celui-ci nous permet d'accéder aux propriétés élastiques locales du milieu puisque, sous l'action d'une même contrainte, une région se déforme d'autant moins que son module d'élasticité est élevé. Dans le cas de la contrainte dynamique, la vitesse de propagation des ondes de cisaillement dans le tissu dépend du paramètre d'élasticité du tissu appelé module de cisaillement (μ) qui sera ainsi estimé. L'élastographie par résonance magnétique (ERM) fait partie des techniques utilisant cette dernière approche.

Acquisition simplifiée

Les séquences utilisées en ERM permettent d'acquérir une série d'images représentant une cartographie des déplacements induits par une onde de cisaillement à différents instants du cycle de l'onde. La technique d'acquisition simplifiée développée au cours de cette thèse permet d'acquérir directement la transformée de Fourier de cette série dans la direction des instants du cycle de l'onde et uniquement dans cette direction. Il en résulte, entre autres, une utilisation plus facile des données pour les algorithmes de reconstruction et une accélération de l'acquisition ERM.

Estimation locale de fréquence

Lorsque l'acquisition de la pile d'images correspondant à différents instants des déplacements induits par la propagation d'une onde de cisaillement est réalisée, il est possible de reconstruire une cartographie du module de cisaillement du milieu. En effet, une onde de cisaillement se propagera d'autant plus vite que le module de cisaillement sera élevé, ce qui se traduit par une longueur d'onde plus importante sur l'image. Parmi les méthodes existantes, on peut citer en particulier la technique basée sur le rapport du signal filtré par deux filtres log-normaux avec deux fréquences centrales différentes. Ce manuscrit présente une généralisation de cette méthode pour des formes de filtres arbitraires et pour un signal sinusoïdal. Une nouvelle méthode a ainsi été proposée dans le cas où les filtres sont des filtres de Gabor et évaluée dans le cas de signaux non-stationnaires. Les résultats obtenus ont été comparés avec le logiciel MRELab, logiciel de référence dans le domaine, et ont montré les bonnes performances de la méthode proposée.

Étude de la pré-déformation d'un milieu sur son module de cisaillement mesuré par ERM

Une étude menée durant cette thèse a consisté à estimer l'effet de la déformation d'un milieu sur la mesure de son module de cisaillement. Il en ressort que le module de cisaillement mesuré change lorsque le milieu est comprimé ou lorsque qu'il est étiré. Dans un milieu complexe, l'onde de cisaillement se propage dans toutes les directions. En utilisant un filtrage spécifique, il est possible de séparer les ondes se propageant dans chacune des directions de l'image. Pour les milieux étudiés dans ce chapitre nous avons pu constater que, avec leur mise sous contrainte, le module de cisaillement mesuré augmentait généralement avec la valeur absolue de la déformation. De plus, nous avons mesuré des modules de cisaillement différents selon que l'on considère une propagation dans la direction de compression ou dans la direction transverse.

Combinaison des techniques

Dans des milieux complexes soumis à une contrainte, la répartition des forces, et par conséquent les déformations, ne sont pas homogènes au sein du milieu. L'élastographie quasi-statique par ultrasons permet d'accéder à la déformation axiale locale et l'élastographie par résonance magnétique permet d'accéder au module de cisaillement local.

Par conséquent, il est possible de combiner ces deux techniques pour extraire pour chaque voxel une courbe déformation/module de cisaillement. Cette technique pourraient ainsi permettre une étude plus approfondie des propriétés mécaniques des tissus biologiques *in vivo* et pourraient donc apporter des informations complémentaires pour une meilleure séparation des lésions par exemple bénignes et malignes.

Table des matières

Résumé	v
Sommaire	x
Liste des symboles	xi
Introduction	1
I Présentation de l'élastographie	5
1 Aspects mécaniques	7
1.1 Introduction	7
1.2 Régime statique	8
1.2.1 Module d'Young et loi de Hooke	8
1.2.2 Module de cisaillement	9
1.2.3 Coefficient de Poisson	9
1.2.4 Relations entre les coefficients	10
1.2.5 Courbe de contrainte - déformation	10
1.3 Régime dynamique	11
1.3.1 Ondes de compression	12
1.3.2 Ondes de cisaillement	13
1.4 Conclusions	13
2 Présentation de l'élastographie ultrasonore quasi-statique	15
2.1 Introduction	15
2.2 Principe de l'imagerie ultrasonore	15
2.3 Principe de l'élastographie ultrasonore quasi-statique	16
2.3.1 Acquisition de données	16
2.3.2 Méthode d'estimation de la déformation locale d'un milieu	18
2.4 Applications cliniques	23
2.5 Conclusions	24
3 Présentation de l'élastographie ultrasonore dynamique	27
3.1 Introduction	27
3.2 Système 1D	28
3.3 Méthode 2D	29
3.3.1 Formation de voie rapide	29
3.3.2 Génération de l'onde de cisaillement	30

3.3.3	Reconstruction du module de cisaillement	32
3.4	Conclusions	32
4	Présentation de l'Élastographie par Résonance Magnétique (ERM)	35
4.1	Introduction	35
4.2	Principes de la résonance magnétique	36
4.2.1	Aimantation des tissus	36
4.2.2	Excitation et relaxation	37
4.2.3	Séquence et construction d'images	39
4.3	Principes de la séquence ERM	43
4.3.1	L'acquisition en contraste de phase en ERM	43
4.3.2	Génération de l'onde de cisaillement	46
4.3.3	Formation de l'image de la propagation de l'onde de cisaillement	48
4.4	Principes de la reconstruction	48
4.4.1	Filtrage	50
4.4.2	Méthodes d'inversion	56
4.5	Conclusions	61
II	Contributions ERM	63
5	Séquence d'imagerie simplifiée pour l'ERM	65
5.1	Introduction	65
5.2	Description	67
5.2.1	Acquisition	67
5.2.2	Reconstruction	70
5.3	Simulation	70
5.4	Système physique	72
5.5	Conclusions	77
6	Estimation locale de fréquence par rapport de filtres	79
6.1	Introduction	79
6.2	Présentation de la méthode basée sur le rapport de filtres log-normaux multi-échelle (MLFR)	80
6.2.1	Estimation bande étroite	80
6.2.2	Estimation large bande	82
6.2.3	Variance du spectre	85
6.3	Présentation de la méthode basée sur le rapport de filtres Gaussiens multi-variance (MGFR)	87
6.4	Généralisation de la méthode pour un signal stationnaire monofréquentiel (sinusoïdal)	89
6.5	Application avec des noyaux de Gabor	91
6.5.1	Filtres de Gabor	91
6.5.2	Réglage des paramètres	92
6.5.3	Application aux signaux nD	95
6.6	Comparaison des méthodes sur des signaux unidimensionnels	95
6.6.1	Échelon de fréquence	97
6.6.2	Sinus glissant	98
6.7	Simulations 2D	99
6.7.1	Échelon de fréquence	100

6.7.2	Sinus glissant	100
6.7.3	Propagation circulaire	102
6.8	Résultats sur les données ERM expérimentales	105
6.8.1	Fantôme test acquis par la Mayo Clinic	106
6.8.2	Fantôme de prostate	107
6.8.3	Fantôme CIRS modèle 049	109
6.8.4	Fantôme CIRS modèle 059	113
6.9	Conclusions	117
 III Étude de la précontrainte		121
7	Effet de la déformation sur l'estimation du module de cisaillement de milieux homogènes en ERM	123
7.1	Introduction	123
7.2	Description du dispositif expérimental et acquisitions	124
7.3	Fantôme en Wirosil®	127
7.4	Étude sur des fantômes en PVC plastisol	129
7.5	Étude sur des échantillons de foie de bovin	134
7.6	Conclusions	136
8	Combinaison de l'ERM et de l'élastographie ultrasonore quasi-statique	139
8.1	Introduction	139
8.2	Mise en œuvre expérimentale	140
8.2.1	Description du dispositif expérimental	140
8.2.2	Protocole d'acquisition	142
8.2.3	Milieu considéré	142
8.2.4	Reconstruction des courbes compression/module de cisaillement	143
8.3	Caractérisation des échantillons témoins	144
8.4	Résultats obtenus sur le fantôme	145
8.5	Conclusions	148
 Conclusions et perspectives		153
 Annexes		161
A	Formation de voies spectrale en imagerie ultrasonore	161
A.1	Introduction et motivation	161
A.2	Échantillonnage du plan de Fourier	162
A.3	Principe de l'acquisition	162
A.4	Reconstruction pratique d'une image ultrasonore	164
A.5	Comparaison avec la méthode de Lu	165
B	Démonstration : Le fondamental de la transformée de Fourier des données ERM dans la direction des déphasages des images d'ondes est indépendant de la forme des gradients de sensibilisation utilisés.	169

Liste des symboles et abréviations

Lettres latines

c	Célérité de l'onde, exprimée en $m.s^{-1}$
f	Fréquence, exprimée en Hz
E	Module d'Young, exprimé en Pa

Lettres grecques

ϵ	Déformation, exprimée en %
γ	Rapport gyromagnétique, exprimé en $MHz.T^{-1}$ (1H : $\gamma/2\pi = 42,58 MHz.T^{-1}$)
Γ	Coefficient de réflexion, sans unité
λ	Premier coefficient de Lamé, exprimé en Pa
λ_{onde}	Longueur d'onde, exprimée en m
μ	Module de cisaillement, exprimé en Pa
$\omega = 2\pi f$	Pulsation à la fréquence f , exprimée en $rad.s^{-1}$
ρ	Masse volumique, exprimée en $kg.m^{-3}$ (eau : $1000 kg.m^{-3}$)

Abréviations

<i>ERM</i>	Élastographie par Résonance Magnétique
<i>FOV</i>	Champ de vue (<i>Field Of View</i>)
<i>FPS</i>	Images par seconde (<i>Frames per Seconde</i>), exprimé en Hz
<i>MAE</i>	Déviations absolues moyennes (<i>Mean Absolute Error</i>)
<i>MSG</i>	Gradient de sensibilisation aux mouvements (<i>Motion Sensitive Gradients</i>)
<i>RF</i>	Radiofréquence
<i>RMN</i>	Résonance Magnétique Nucléaire
<i>ROI</i>	Région d'intérêt (<i>Region Of Interest</i>)
<i>SNR</i>	Rapport Signal à Bruit (<i>Signal to Noise Ratio</i>), exprimé en dB
<i>TSE</i>	Écho de spin rapide (<i>Turbo Spin Echo</i>)
<i>UA</i>	Unité arbitraire
<i>US</i>	Ultrasons

Opérateurs mathématiques

$\mathbf{1}_n$	Matrice identité d'ordre n
\mathcal{F}_X	Transformée de Fourier dans la ou les directions X
\mathcal{F}_X^{-1}	Transformée de Fourier inverse dans la ou les directions X
$Tr(M)$	Trace de la matrice M
$*$	Opérateur de convolution
\wedge	Produit vectoriel
$\vec{\nabla}u$	Gradient de u
$\vec{\nabla} \wedge \vec{u}$	Rotationnel de \vec{u}
$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$	Divergence de \vec{u}
$\vec{\nabla}^2 \vec{u}$	Laplacien vectoriel de \vec{u}
$\nabla^2 u$	Laplacien scalaire de u
\Re	Partie réelle d'un nombre complexe
\Im	Partie imaginaire d'un nombre complexe
$\delta(\cdot)$	Impulsion de Dirac
$\arctan2(\cdot, \cdot)$	Fonction arc tangente à deux arguments
$\ln(\cdot)$	Logarithme de base e (ou logarithme népérien)
M^t	Transposée du vecteur/matrice M
z^*	Conjugué complexe de z

Introduction

En médecine, certaines maladies se caractérisent par une modification des propriétés mécaniques des tissus atteints et en particulier du module d'Young qui renseigne sur la capacité d'un milieu à se déformer sous l'action d'une contrainte. Plusieurs études ont montré une différence significative de module d'Young entre des tissus sains et des tissus atteints de certaines pathologies telles que, par exemple, des cancers [Duck, 1990, Krouskop *et al.*, 1998] ou des maladies du foie comme la cirrhose ou la stéatohépatite [Lemoine *et al.*, 2008, Mueller *et al.*, 2010, Wong *et al.*, 2010].

Dans le cas des lésions mammaires, il n'est pas rare que la patiente détecte elle-même par palpation la présence de nodules à l'intérieur du sein. Dans le cadre des maladies du foie, le praticien teste généralement la souplesse de l'organe par palpation pour en estimer l'état pathologique. Mais cette méthode de détection simple, utilisée en première intention depuis des siècles, souffre cependant de plusieurs limites. La première est qu'il faut que la zone à tester soit accessible au geste. En effet, il est possible de palper la thyroïde, le foie, les seins ou la prostate mais le cerveau, par exemple, reste inaccessible. De plus, aucun résultat quantitatif sur le module d'Young du milieu ou l'étendue exacte de la lésion ne peut être donné. Le résultat de la palpation est donc remis à la subjectivité du praticien.

Les techniques d'élastographie permettent, à l'aide de modalités d'imagerie non-invasives, de cartographier le module d'Young ou de mettre en contraste les variations du module d'Young dans un milieu. Avant l'apparition de l'élastographie, les modalités d'imagerie ne permettaient pas de quantifier directement un paramètre mécanique mais se basaient sur d'autres propriétés comme par exemple les propriétés d'absorption pour les rayons X ou encore les temps de relaxation en IRM.

La première technique d'élastographie est apparue dans les années 1980 avec les travaux sur la sono-élastographie. Cette technique se basait sur la mise en vibration du milieu puis sur l'étude de l'amplitude des déplacements induits en imagerie ultrasonore Doppler [Lerner *et al.*, 1990, Parker *et al.*, 2011]. En 1991, le groupe de Jonathan Ophir met au point la première technique d'élastographie ultrasonore dite quasi-statique. Elle est basée sur la compression lente d'un milieu puis sur l'étude, à l'aide de l'imagerie ultrasonore, des déformations locales induites dans le milieu [Ophir *et al.*, 1991]. Dans les années 1990 se développent également les techniques d'élastographie dynamique utilisant des ondes de cisaillement et avec notamment l'utilisation de l'IRM pour accéder aux propriétés mécaniques des tissus avec la technique d'Élastographie par Résonance Magnétique

(ERM). Cette technique se base sur la génération d'une onde de cisaillement puis l'étude de sa propagation à l'aide de l'imagerie par résonance magnétique mettant en contraste les déplacements induits par l'onde [Muthupillai *et al.*, 1995]. Il en résulte une estimation quantitative du module de cisaillement (proportionnel au module d'Young dans un milieu isotrope). À partir de 1998, d'autres méthodes d'élastographie dynamique en particulier en ultrasons voient le jour, avec notamment l'élastographie impulsionnelle ou transitoire, grâce à la combinaison de techniques d'imagerie ultrasonore rapides et de nouvelles techniques de génération d'ondes de cisaillement [Bercoff *et al.*, 2004].

Ce travail de thèse a été réalisé au laboratoire CREATIS de l'université de Lyon, France. L'élastographie ultrasonore quasi-statique est développée depuis plusieurs années au sein de cette unité alors que l'élastographie par résonance magnétique y a été introduite plus récemment comme thématique de recherche. Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est de nous intéresser aux développements méthodologiques liés à l'acquisition et à la reconstruction en ERM.

Quatre études ont été réalisées au cours de ce travail de thèse et seront mises en avant dans ce mémoire :

1. proposer une méthode d'acquisition ERM permettant d'envisager une acquisition plus rapide que celle classiquement utilisée ;
2. proposer une nouvelle méthode d'estimation locale de fréquence pour la reconstruction du module de cisaillement en ERM ;
3. étudier l'effet d'une pré-déformation sur le module de cisaillement du milieu estimé en ERM ;
4. combiner l'ERM avec l'élastographie ultrasonore quasi-statique pour extraire localement des courbes compression/module de cisaillement, caractéristiques de chaque milieu.

Ce travail a donné lieu à une collaboration avec l'équipe du Pr. Ehman basée à la Mayo Clinic, Rochester, MN, USA. Cette collaboration a permis la réalisation de l'étude sur les effets de la pré-déformation sur l'estimation du module de cisaillement mesuré par ERM pour divers milieux ainsi que l'étude exploratoire visant à combiner l'ERM et l'élastographie ultrasonore quasi-statique.

Ce manuscrit est organisé en 8 chapitres regroupés en 3 parties :

La première partie de ce mémoire présente un état de l'art en matière d'élastographie. Le premier chapitre est consacré à la présentation des notions élémentaires de mécanique nécessaires à la compréhension de la suite de ce mémoire. Le second chapitre présente de manière succincte l'imagerie ultrasonore ainsi que son application à l'élastographie ultrasonore quasi-statique. Le troisième chapitre présente les techniques ultrasonores d'élastographie dynamique (en particulier transitoire), avec notamment la génération de l'onde de cisaillement ainsi que les méthodes d'estimation du module de cisaillement local. Enfin, le quatrième chapitre sera consacré à la présentation de l'imagerie IRM en général et de

l'ERM en particulier, avec la description de l'acquisition en ERM mais aussi des différentes techniques de filtrage et de certains algorithmes de reconstruction du module de cisaillement.

La seconde partie est consacrée à mes contributions sur l'acquisition et la reconstruction du module de cisaillement local en ERM. Le chapitre cinq présentera une technique d'acquisition ERM simplifiée permettant une acquisition plus rapide. Dans le chapitre six, nous nous intéresserons aux techniques d'estimation locale de fréquences par rapport de filtres, nous présenterons les méthodes décrites dans la littérature et nous en proposerons une nouvelle.

La dernière partie sera consacrée à l'étude de l'effet d'une pré-déformation sur l'estimation du module de cisaillement d'un milieu mesuré par ERM. Dans le septième chapitre, nous étudierons l'effet d'une telle pré-déformation dans le cas de milieux homogènes. Puis, dans le chapitre huit, nous verrons une première approche pour combiner l'ERM et l'élastographie ultrasonore quasi-statique afin d'extraire des caractéristiques compression locale/module de cisaillement pour des milieux hétérogènes.

I Présentation de l'élastographie

Aspects mécaniques

1.1 Introduction

En médecine, l'évolution des paramètres mécaniques d'un tissu peut être un indicateur du développement d'un processus pathologique au sein de ce tissu. Le premier examen réalisé dans cette optique est la palpation. Cependant, ce type de mesure souffre de nombreux défauts comme par exemple le fait que l'issue de l'examen reste subjective, qu'il ne permette pas de définir précisément l'étendue d'une lésion ou encore qu'il n'est praticable que sur des régions facilement accessibles. Ces limitations ont incité à la création de techniques d'imagerie permettant d'accéder de manière non invasive à des informations sur les propriétés mécaniques des tissus.

Les techniques d'élastographie permettent la caractérisation mécanique des tissus mous de façon non invasive. Il existe deux classes de techniques d'élastographie. La première, dite quasi-statique, repose sur la compression manuelle d'un milieu. L'étude de la déformation des tissus entre deux niveaux de compression permet de mettre en évidence des zones aux propriétés mécaniques différentes. En effet, sous une même contrainte, un tissu se déformera d'autant moins que son module d'Young est élevé. La seconde classe de techniques d'élastographie repose sur la génération et l'étude de la propagation d'une onde de cisaillement. La vitesse de l'onde de cisaillement générée est en effet liée au module de cisaillement du milieu.

Nous allons dans ce chapitre présenter les aspects mécaniques nécessaires à la compréhension de ces deux classes de techniques. Pour des informations complémentaires, le lecteur pourra consulter les ouvrages suivants : [Potel and Bruneau, 2006, Dupeux, 2009].

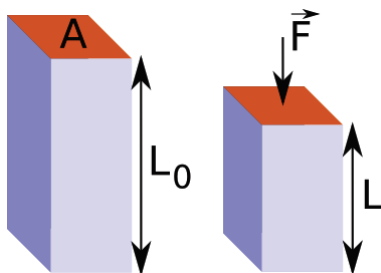


FIG. 1.1: Exemple de milieu soumis à une contrainte uniaxiale. Sous l'effet de cette contrainte, le milieu de hauteur initiale L_0 se comprime pour aboutir à une hauteur finale L . On définira la déformation ε comme suit : $\varepsilon = (L - L_0)/L_0$. La contrainte σ est la force F appliquée divisée par la surface A sur laquelle elle agit. On pourra noter que pour une compression, ε est négatif ($L < L_0$) alors que pour un étirement ε est positif.

1.2 Régime statique

Dans ce paragraphe, nous allons tout d'abord nous intéresser aux différents paramètres mécaniques permettant de caractériser un matériau isotrope dans le cadre de l'élasticité linéaire (c'est-à-dire lorsque le matériau est soumis à de petites déformations). Nous présenterons ensuite le diagramme contrainte - déformation permettant de caractériser un matériau en dehors de ce cadre.

1.2.1 Module d'Young et loi de Hooke

Le module d'Young (aussi appelé module d'élasticité longitudinale ou module de traction) est une propriété d'un matériau élastique isotrope. Il relie une contrainte et une déformation via la loi de Hooke.

Si l'on considère un matériau isotrope subissant une contrainte σ uniaxiale, la loi de Hooke est donnée par l'équation 1.1.

$$\sigma = E\varepsilon \quad (1.1)$$

où σ représente la contrainte (exprimée en Pa), E représente le module d'Young (exprimé en Pa) et ε représente l'allongement relatif ou déformation (grandeur sans unité).

La figure 1.1 donne un exemple de la déformation d'un milieu soumis à une contrainte uniaxiale.

La loi de Hooke, exprimée sous une forme matricielle, permet une généralisation pour une contrainte arbitraire. La loi de Hooke généralisée est donnée par l'équation (1.2).

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{E}{1 + \nu} (\boldsymbol{\varepsilon} + \frac{\nu}{1 - 2\nu} \text{Tr}(\boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{1}_3) \quad (1.2)$$

où $\boldsymbol{\sigma}$ représente le tenseur des contraintes, E représente le module d'Young, ν représente le coefficient de Poisson (décrit au paragraphe 1.2.3), $\boldsymbol{\varepsilon}$ représente le tenseur des déformations, $\text{Tr}(\boldsymbol{\varepsilon})$ représente la trace de la matrice $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\mathbf{1}_3$ est la matrice identité d'ordre 3.

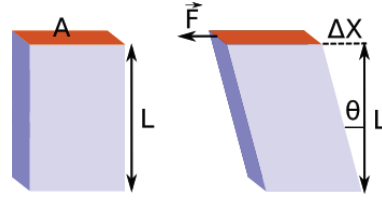


FIG. 1.2: Exemple de milieu soumis à une contrainte de cisaillement. Soumis à cette contrainte, le milieu de hauteur L subit un déplacement de sa face supérieure de ΔX dans la direction de la force. On définira le déplacement relatif comme suit : $\gamma = \Delta X/L = \tan(\theta)$. La contrainte τ est la force F appliquée divisée par la surface A sur laquelle la force agit.

Cette dernière expression peut aussi s'écrire sous la forme donnée par l'équation (1.3).

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (1.3)$$

où σ_{ij} sont les coefficients du tenseur des contraintes, ε_{ij} représente les coefficients du tenseur des déformations et ε_{kk} la notation abrégée de la trace du tenseur des déformations.

1.2.2 Module de cisaillement

Le module de cisaillement renseigne sur la déformation que va subir un matériau assujéti à une contrainte de cisaillement. Ce module lie une contrainte de cisaillement et un déplacement latéral relatif.

Si l'on considère un matériau isotrope soumis à une contrainte de cisaillement, la loi de Hooke généralisée permet d'écrire l'équation (1.4). L'équation (1.4) s'écrit aussi sous la forme simplifiée de l'équation (1.5).

$$\sigma_{12} = \frac{E}{1+\nu} \varepsilon_{12} \quad (1.4)$$

$$\tau = \mu \gamma \quad (1.5)$$

où $\tau = \sigma_{12}$ représente la contrainte de cisaillement (exprimée en Pa), $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ représente le module de cisaillement (exprimé en Pa) et $\frac{1}{2}\gamma = \varepsilon_{12}$ représente le déplacement latéral relatif (grandeur sans unité).

La figure 1.2 illustre l'effet d'une contrainte de cisaillement sur un milieu.

Quelques exemples de valeurs pour le module de cisaillement des tissus humains sont donnés en figure 1.5.

1.2.3 Coefficient de Poisson

Le coefficient de Poisson lie la déformation axiale et la déformation transverse pour une contrainte axiale donnée. La figure 1.3 représente un exemple de milieu soumis à une contrainte uniaxiale, le coefficient de Poisson est alors défini par l'équation (1.6).

$$\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -\nu \varepsilon_{11} \quad (1.6)$$

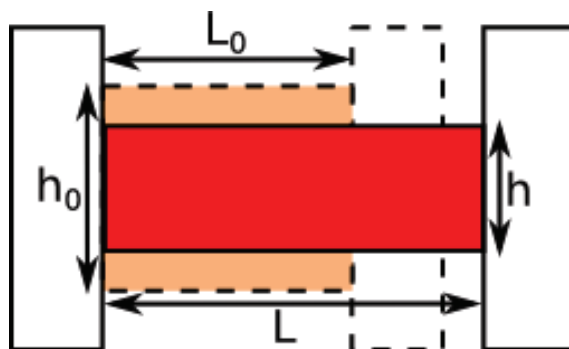


FIG. 1.3: Exemple de milieu soumis à une contrainte uniaxiale. Soumis à cette contrainte, le milieu de hauteur initiale h_0 devient h et sa largeur initiale L_0 devient L . L'allongement transverse relatif est donné par $\varepsilon_{22} = (h - h_0)/h_0 (= \varepsilon_{33})$. L'allongement axial relatif est donné par $\varepsilon_{11} = (L - L_0)/L_0$.

où $\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33}$ représentent les allongements relatifs transverses (grandeur sans unité), ν représente le coefficient de Poisson (grandeur sans unité) et ε_{11} représente l'allongement relatif axial (grandeur sans unité).

Le coefficient de Poisson renseigne sur la compressibilité d'un milieu. Un milieu incompressible est un milieu dont le volume ne varie pas lorsqu'une contrainte lui est appliquée. Dans ce cas, on a : $\nu = 0,5$.

1.2.4 Relations entre les coefficients

Afin de faciliter l'écriture des équations suivantes, nous allons introduire le premier coefficient de Lamé : λ (exprimé en Pa). Le second coefficient de Lamé μ est aussi appelé module de cisaillement. Les équations (1.7), (1.8), (1.9) et (1.10) donnent les relations entre les différents coefficients vus précédemment.

$$E = \mu \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \quad (1.7)$$

$$\lambda = E \frac{\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \quad (1.8)$$

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (1.9)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (1.10)$$

On déduit de l'équation (1.10) que dans un milieu quasi-incompressible $E \approx 3\mu$.

1.2.5 Courbe de contrainte - déformation

La courbe de contrainte - déformation est une caractéristique d'un milieu. Elle renseigne sur le comportement du milieu lorsqu'il est soumis notamment à de grandes déformations. La figure 1.4 donne un exemple de courbe contrainte - déformation.

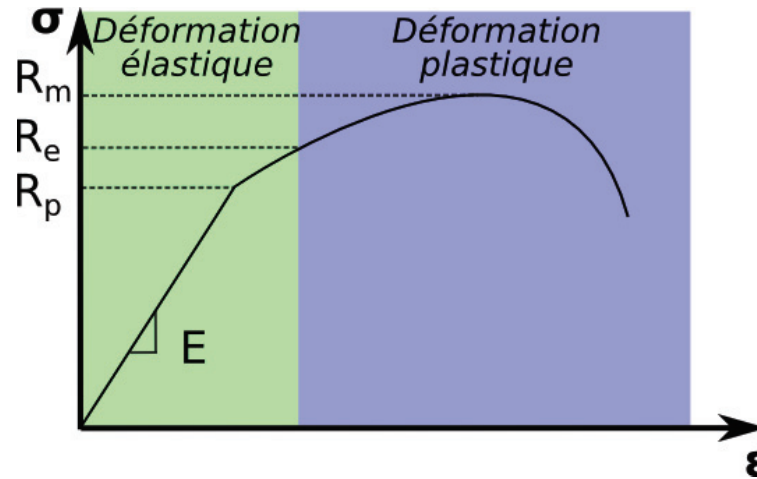


FIG. 1.4: Exemple de courbe contrainte - déformation d'un matériau ductile. E représente le module d'Young et est donné par la pente de la caractéristique jusqu'à la limite de proportionnalité R_p , R_e est la contrainte à la limite élastique (contrainte à partir de laquelle le matériau se déforme de manière permanente) et R_m est la contrainte à la limite d'instabilité plastique.

Classiquement, les courbes contrainte - déformation comportent deux zones importantes : une zone élastique et une zone plastique. La zone élastique correspond à une zone dans laquelle, quelle que soit la déformation appliquée, l'arrêt de la contrainte associée implique un retour à la forme initiale du milieu. Dans la zone élastique, le matériau respecte la loi de Hooke jusqu'à la limite de proportionnalité. Au-delà de cette limite, le matériau se déforme de manière non linéaire sans pour autant se déformer de façon permanente. La zone plastique est une zone dans laquelle le milieu commence à se déformer de manière permanente. Si le test en traction est poursuivi, le milieu finit par se rompre. Bien entendu, dans le cadre de l'étude des propriétés mécaniques des tissus mous biologiques *in vivo*, il est attendu que les examens pratiqués n'endommagent pas les tissus.

1.3 Régime dynamique

Ce paragraphe s'intéresse à la propagation d'une onde mécanique dans un milieu isotrope, linéaire et non-dissipatif. On se place ici dans l'hypothèse que les déformations induites par l'onde sont faibles de façon à travailler avec des équations linéaires. L'équation (1.11) donne le comportement d'une onde dans un milieu homogène éloigné de la source acoustique.

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - (\lambda + 2\mu) \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \mu \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{u}) = \vec{0} \quad (1.11)$$

où \vec{u} représente le déplacement des particules, λ et μ sont les deux coefficients de Lamé, ρ représente la masse volumique du milieu et $\vec{\nabla}$ est l'opérateur Nabla.

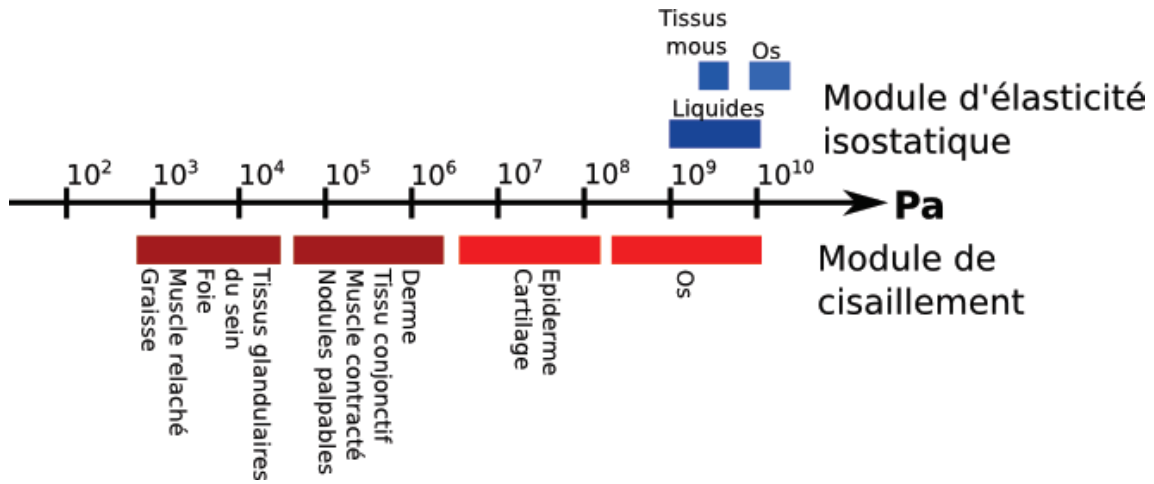


FIG. 1.5: Gamme de valeurs du module d'élasticité isostatique et du module de cisaillement de différents tissus chez l'homme [Sarvazyan *et al.*, 1998].

1.3.1 Ondes de compression

Une onde de compression (aussi appelée onde P) est une onde telle que $\vec{\nabla} \wedge \vec{u} = \vec{0}$. Une onde longitudinale est une onde de compression plane, se propageant parallèlement au déplacement \vec{u} qu'elle engendre. Du mouvement irrotationnel, on déduit alors de l'équation (1.11) l'équation (1.12) décrivant le comportement de ces ondes dans un milieu élastique linéaire homogène isotrope.

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - (\lambda + 2\mu) \vec{\nabla}^2 \vec{u} = \vec{0} \quad (1.12)$$

où $\vec{\nabla}^2$ est le laplacien vectoriel.

L'équation (1.13) donne l'expression de la vitesse c_P de l'onde dans le milieu.

$$c_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (1.13)$$

Si l'on introduit le module d'élasticité isostatique $K = \lambda + 2\mu/3$, l'expression de la vitesse de l'onde peut être réécrite sous la forme de l'équation (1.14).

$$c_P = \sqrt{\frac{K + 4\mu/3}{\rho}} \quad (1.14)$$

Quelques exemples de valeurs pour le module d'élasticité isostatique des tissus humains sont donnés en figure 1.5. On constate que dans les tissus mous humains $K \gg \mu$. On peut donc approximer la vitesse de l'onde par l'équation (1.15).

$$c_P \approx \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (1.15)$$

L'onde de compression a une vitesse de l'ordre de 1540 m.s^{-1} dans les tissus mous.

1.3.2 Ondes de cisaillement

Une onde de cisaillement (aussi appelée onde S) est caractérisée par le fait que $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$. Une onde transversale est une onde de cisaillement plane, se propageant perpendiculairement au mouvement qu'elle engendre. En écrivant que $\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{u}) = -\vec{\nabla}^2 \vec{u}$, on déduit, dans ce cas, l'équation 1.16 de l'équation 1.11.

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - \mu \vec{\nabla}^2 \vec{u} = \vec{0} \quad (1.16)$$

L'équation (1.17) donne l'expression de la vitesse de l'onde dans le milieu.

$$c_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1.17)$$

L'onde de cisaillement a une vitesse de l'ordre de quelques mètres par seconde dans les tissus mous.

Considérons un tissu mou dans lequel se propage une onde de cisaillement monochromatique de pulsation ω et de vecteur d'onde \vec{k} . La solution générale de l'équation d'onde à un instant t pour une particule située, au repos, à la position \vec{r} est de la forme donnée par l'équation (1.18).

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{u}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.18)$$

où l'expression de \vec{k} est donnée par l'équation (1.19).

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda_{onde}} \vec{u}_k = \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{\mu}} \vec{u}_k \quad (1.19)$$

avec \vec{u}_k la direction de propagation et λ_{onde} la longueur d'onde.

Dans cette étude de la propagation d'une onde, l'atténuation n'a pas été prise en compte or dans les tissus mous, cette atténuation peut être importante. Afin de prendre en compte ces pertes, un module de cisaillement complexe $\mu^* = \mu_{\Re} + i\mu_{\Im}$ peut être utilisé (où μ_{\Re} correspond au module de cisaillement et μ_{\Im} est le terme de perte lié à la viscosité du milieu). Ceci nous permet d'en déduire un nombre d'onde complexe $k = k_{\Re} + ik_{\Im}$. L'équation (1.18) prend alors la forme de l'équation (1.20).

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{u}_0 e^{k_{\Im} \cdot \vec{r}} e^{i(\omega t - k_{\Re} \cdot \vec{r})} \quad (1.20)$$

Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons plus particulièrement aux propriétés élastiques (et non pas viscoélastiques) des tissus.

1.4 Conclusions

Ce chapitre a présenté les différentes notions de mécanique ainsi que les notations à la base des principales techniques d'élastographie. L'élastographie quasi-statique est basée sur une compression lente des tissus et sur l'étude de leurs déformations. Cette technique

s'inscrit dans le cadre du régime statique (ou quasi-statique). Les techniques d'élastographie dynamique, comme l'élastographie dynamique ultrasonore ou encore l'élastographie par résonance magnétique sont basées sur la génération puis l'étude d'une onde de cisaillement et se voient donc soumises aux règles du régime dynamique.

Les trois prochains chapitres seront consacrés à une description plus précise de l'élastographie quasi-statique par ultrasons, l'élastographie dynamique par ultrasons et de l'élastographie dynamique par résonance magnétique.

Présentation de l'élastographie ultrasonore quasi-statique

2.1 Introduction

La technique d'élastographie ultrasonore quasi-statique permet de mesurer les déformations locales d'un milieu. Elle permet aussi d'accéder à des informations sur les propriétés élastiques des tissus. En effet, elle est basée sur le fait que pour une contrainte donnée, les tissus qui présentent un module d'Young élevé vont moins se déformer que des tissus ayant un module d'Young faible. Cette technique permet ainsi de mettre en valeur les différences de modules d'Young au sein d'un milieu.

L'élastographie quasi-statique est une méthode basée sur l'imagerie ultrasonore. À partir de deux images ultrasonores, l'une acquise avant compression du milieu et l'autre après, la déformation induite est estimée localement. Cette idée a été développée par [Ophir *et al.*, 1991] à partir de 1991. Ce chapitre présente le principe de l'élastographie quasi-statique par ultrasons.

2.2 Principe de l'imagerie ultrasonore

Les ondes ultrasonores sont des ondes de compression dont la fréquence est supérieure à ce que peut entendre l'oreille humaine (i.e. supérieure à 20 kHz). Les fréquences utilisées pour l'imagerie médicale sont généralement comprises entre 1 MHz et 20 MHz .

L'échographie est basée sur un principe simple : un transducteur ultrasonore émet une onde qui va par la suite être, en partie, réfléchié par les diffuseurs acoustiques du milieu

avant d'être retranscrite en signaux électriques par le transducteur. Le temps Δt mis par l'onde pour faire cet aller/retour est lié à la distance entre le diffuseur et le transducteur permettant ainsi de différencier des diffuseurs en fonction de leur distance à la sonde (équation (2.1)).

$$\Delta t = 2\frac{d}{c} \quad (2.1)$$

où c est la vitesse de l'onde et d la distance entre la sonde et le diffuseur.

La sonde ultrasonore est constituée de plusieurs transducteurs (typiquement une centaine) placés côte à côte pour former une barrette. Grâce à l'utilisation de plusieurs transducteurs, il est possible de focaliser l'onde acoustique sur une bande très fine (figure 2.1). Émettre sur un faisceau ultrasonore étroit permet de n'insonifier qu'une partie des diffuseurs du milieu à imager et donc de différencier les diffuseurs dans la direction latérale (orthogonale à la direction de propagation de l'onde). Ainsi un tir d'une onde ultrasonore permet de ne former qu'une ligne de l'image finale. Il faut donc répéter l'opération autant de fois que nécessaire en translatant le faisceau ultrasonore pour former une image. Le temps d'acquisition d'une image $\frac{1}{FPS}$ est donc donné par l'équation (2.2).

$$\frac{1}{FPS} = \frac{2z_{max}n}{c} \quad (2.2)$$

où c est la vitesse de l'onde, z_{max} la profondeur de l'image et n le nombre de tirs ultrasonores utilisés pour former cette image. L'acquisition d'images ultrasonores se fait typiquement à une fréquence de $FPS = 40Hz$.

Les données issues des capteurs sont appelées lignes Radio-Fréquences (RF). Ces données sont modulées à la fréquence du pulse d'excitation. La démodulation de ce signal RF donne une ligne enveloppe. La figure 2.2 donne un exemple de ligne RF ainsi que l'enveloppe du signal associée.

La concaténation des différentes lignes RF forme une image RF. Les enveloppes des différentes lignes RF concaténées et auxquelles est appliquée une compression logarithmique forment une image dite mode B. La figure 2.3 donne un exemple d'image RF et l'image mode B associée.

2.3 Principe de l'élastographie ultrasonore quasi-statique

2.3.1 Acquisition de données

L'élastographie ultrasonore quasi-statique est basée sur le fait que si l'on applique une compression globale à un tissu non homogène, les tissus durs se déformeront moins que les tissus mous. Si l'on parvient à accéder au champ des déformations des tissus, il sera alors possible de discerner une inclusion aux propriétés mécaniques différentes en comparant les niveaux de déformation induits par la compression.

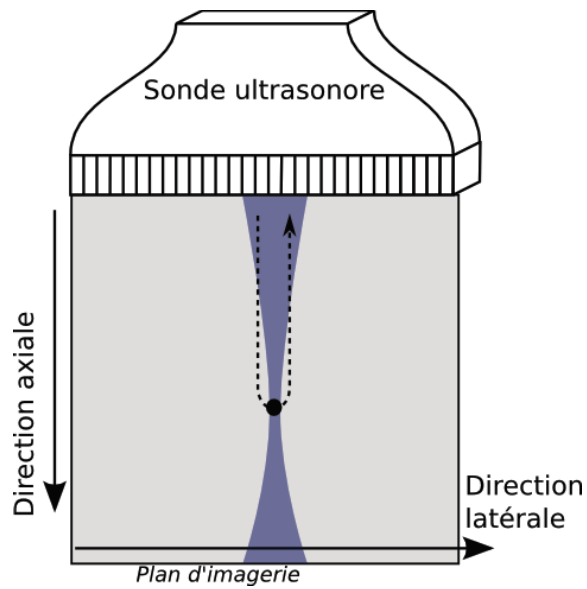


FIG. 2.1: Principe de l'acquisition ultrasonore avec une sonde linéaire : en utilisant plusieurs transducteurs, on focalise l'onde ultrasonore de façon à ne délivrer la puissance acoustique que sur une bande précise (en bleu). Le temps entre l'émission et la réception d'une onde donnera la profondeur du diffuseur (point noir).

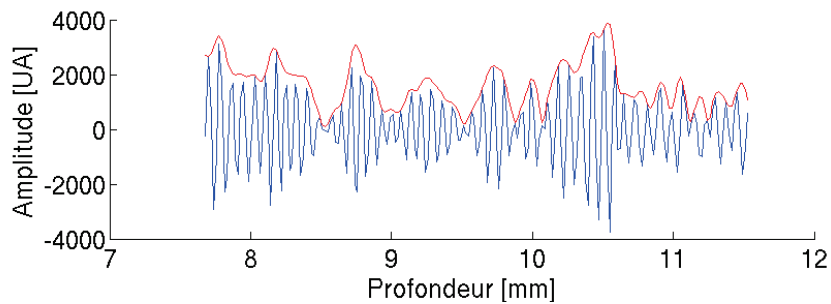


FIG. 2.2: Exemple de signal RF (en bleu) et l'enveloppe associée (en rouge)

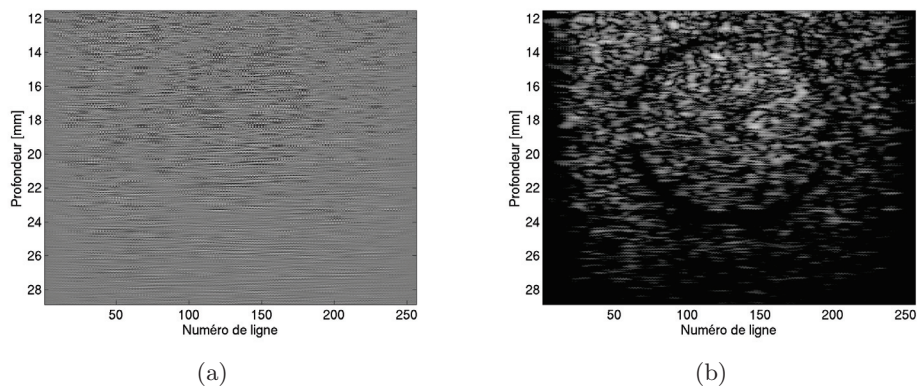


FIG. 2.3: Exemple d'image RF (a) et son image mode B associée (b). Le milieu imagé est un fantôme contenant une inclusion cylindrique. L'interface inclusion-milieu environnant est observable sur l'image mode B.

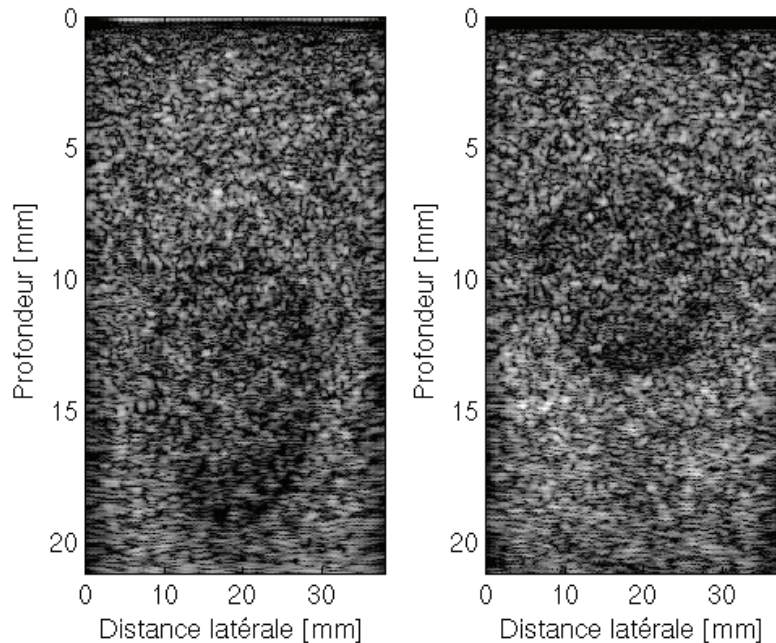


FIG. 2.4: Exemples de données mode B pour un milieu à l'état de repos (à gauche) et dans l'état final de compression (à droite). L'inclusion a un module d'Young plus élevé que le milieu environnant. On peut remarquer la forte déformation du milieu sous l'effet de la contrainte uniaxiale (verticale), notamment par la déformation de l'inclusion. L'effet de cette contrainte se traduit par une compression axiale du milieu, aisément observable sur les images, ainsi que par une dilatation latérale plus difficilement visualisable. La déformation ($\varepsilon = -31\%$) appliquée dans cet exemple est beaucoup plus importante que les déformations utilisées classiquement dans le cadre de cette technique (de l'ordre de quelques pour cents).

En pratique, le milieu étudié est lentement comprimé tout en acquérant les images ultrasonores de telle sorte qu'entre deux images successives la déformation reste faible. La figure 2.4 montre de manière exagérée, sur des données enveloppes, les déformations intervenant pendant une compression. L'estimation des déformations est effectuée par traitement des données RF.

2.3.2 Méthode d'estimation de la déformation locale d'un milieu

Généralités

Depuis les travaux de référence réalisés par Ophir et al. en 1991 [Ophir *et al.*, 1991], de nombreuses méthodes d'estimation locale de la déformation d'un milieu assujetti à une contrainte ont été développées. L'estimation de la déformation est réalisée à partir du traitement numérique des données ultrasonores radiofréquences acquises lors de la compression du milieu. Diverses approches ont été proposées, les premières techniques offrant un traitement 1D des données ultrasonores et les plus récentes un traitement 2D voire 3D. Il est cependant important de préciser que les données ultrasonores classiquement acquises

sont des séquences d'images et non pas de volumes. C'est pourquoi, dans la suite de ce chapitre, la discussion sera menée dans le cadre du traitement numérique de données bi-dimensionnelles, une généralisation à la troisième dimension étant toutefois directement applicable.

D'une manière générale, les méthodes utilisées en élastographie ultrasonore quasi-statique présentent des caractéristiques communes. Le caractère local de l'estimation est généralement obtenu en subdivisant l'image de référence en de multiples régions d'intérêt (ROI) et en estimant pour chacune de ces ROI, l'effet de la compression appliquée au milieu. Considérons deux images ultrasonores radiofréquences, la première que nous noterons I acquise avant déformation du milieu et qui représentera l'image de référence, et la seconde I' acquise après que le milieu ait subi une déformation. Afin de décrire les effets de la compression sur une région d'intérêt spécifique, nous pouvons utiliser une transformation affine (2.3), permettant notamment de prendre en compte une translation de vecteur $\vec{T} = (t_1, t_2)$ de cette région ainsi qu'une variation de sa forme (compression, cisaillement) caractérisée par la matrice $M = (m_{i,j})_{1 \leq i \leq 2, 1 \leq j \leq 2}$.

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{1,1} & m_{1,2} \\ m_{2,1} & m_{2,2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

La majorité des techniques considèrent que la compression du tissu n'engendre qu'un mouvement de translation des régions d'intérêt ($M = \mathbf{1}_2$) et déduisent la déformation du milieu par dérivation du champ de déplacement obtenu [Ophir *et al.*, 1991, Chen *et al.*, 2009, Zhu and Hall, 2002, Doyley *et al.*, 2001]. Ces méthodes ne sont adaptées que pour des milieux assujettis à de très faibles déformations, n'induisant que peu de modifications au sein des ROI. De plus, en élastographie, outre la déformation des tissus elle-même, d'autres sources de décorrélation peuvent intervenir lors de la compression du milieu comme un mouvement hors plan alors que les données ultrasonores considérées ne sont que des images. Ainsi des méthodes améliorées ont été proposées, incluant des approches multi-niveaux ou multi-échelles ou encore de la régularisation afin que les champs de déplacement générés soient continus [Pellot-Barakat *et al.*, 2004, Shi and Varghese, 2007, Rivaz *et al.*, 2011, McCormick *et al.*, 2011].

D'autres méthodes considèrent un modèle de mouvement plus complexe au sein des régions d'intérêt pour décrire les effets de la déformation du tissu. En plus du mouvement de translation, des termes décrivant la déformation axiale, latérale et de cisaillement ($M \neq \mathbf{1}_2$) de ces régions peuvent être utilisés et estimés directement [Liu *et al.*, 2009, Maurice *et al.*, 2004].

Pour finir, les techniques élastographiques ont pendant longtemps produit une image de la déformation axiale uniquement. Les méthodes les plus récentes s'intéressent à fournir d'autres informations, notamment sur les déformations tangentielles (cisaillements) afin de mieux appréhender le comportement des lésions [Thitaikumar *et al.*, 2007, Xu *et al.*, 2010].

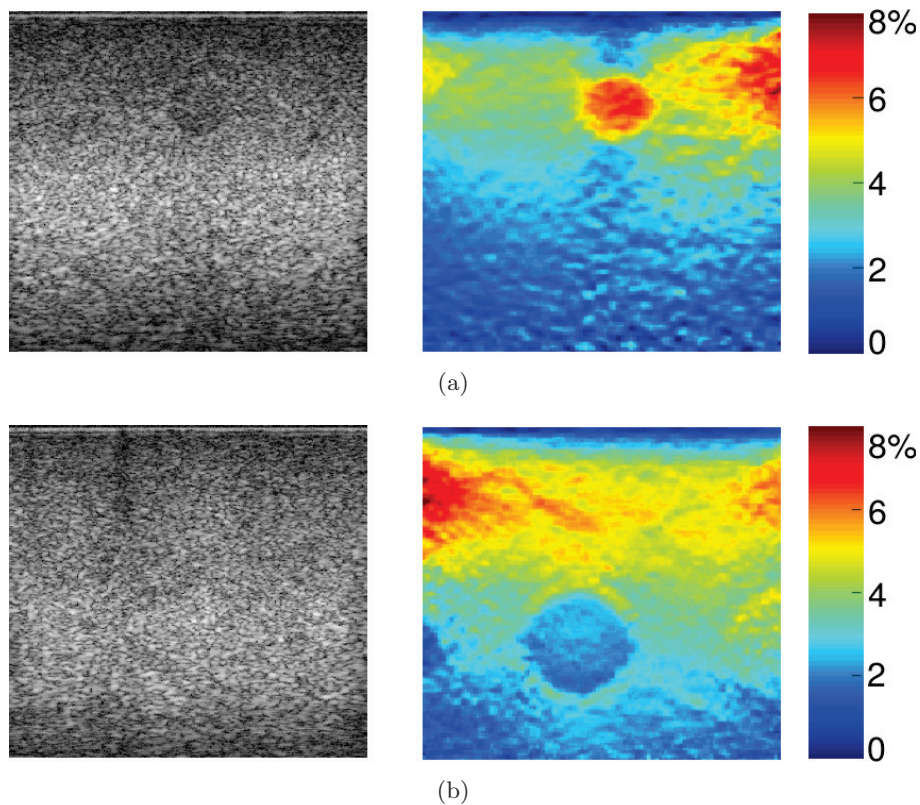


FIG. 2.5: Résultats d'élastographie ultrasonore quasi-statique obtenus lors d'une expérience réalisée sur un objet test (CIRS, modèle 049). La région imagée contient une sphère de 10 mm de diamètre et de module d'Young 6 kPa (figure (a)), et une sphère de 20 mm de diamètre et de module d'Young 54 kPa (figure (b)). Le milieu environnant a un module d'Young de 29 kPa. Pour chaque cas sont affichées l'image échographique conventionnelle (à gauche) et l'image des déformations axiales (à droite), exprimée en pourcentage de compression². Comme il pouvait être attendu, la sphère de module d'Young 6 kPa se déforme beaucoup plus que le milieu environnant (a). De la même façon, l'inclusion sphérique ayant un module d'Young de 54 kPa se déforme beaucoup moins que le milieu environnant (b).

Une illustration de résultats d'élastographie ultrasonore obtenus avec un fantôme physique dédié à ce type d'études (CIRS, modèle 049¹) est fournie en figure 2.5. Il s'agit d'un milieu contenant huit sphères de 10 ou 20 mm de diamètre et dont les modules d'élasticité diffèrent de celui du milieu environnant. L'information représentée est ici la déformation axiale. Il est intéressant de remarquer que l'élastographie apporte des informations complémentaires à l'échographie. Ainsi une inclusion sphérique très peu visible à l'échographie peut être clairement mise en évidence sur l'élastogramme (fig. 2.5(b)).

Au laboratoire CREATIS, l'élastographie ultrasonore quasi-statique est l'un des axes de recherche principaux de l'équipe Imagerie Ultrasonore. Plusieurs techniques d'estimation de la déformation ont été développées [Basarab *et al.*, 2008, Brusseau *et al.*, 2008,

¹ <http://www.cirsinc.com/products/all/74/elasticity-qa-phantoms/>

²Le milieu ayant été étudié en compression, les valeurs de déformations étaient négatives. L'opposé de la déformation a été affiché et exprime ainsi un pourcentage de compression.

[Fromageau *et al.*, 2007]. Les résultats présentés en figures 2.5 et 2.7 ainsi que ceux qui seront présentés ultérieurement dans la partie III ont tous été obtenus avec l'une de ces méthodes [Brusseau *et al.*, 2008], décrite plus précisément ci-après.

Méthode d'estimation 2D de la déformation, localement régularisée

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe précédent, la majorité des techniques d'estimation de la déformation font l'hypothèse que la compression du milieu engendre localement un mouvement tissulaire, assimilable à une translation 2D. Contrairement à ces méthodes, nous avons choisi d'utiliser un modèle plus complet, intégrant également une variation de forme des ROI modélisée par des facteurs d'échelle.

Dans la direction axiale, la région d'intérêt après compression sera modélisée comme une réplique localement translatée et comprimée de la région avant compression. Soumis à une compression axiale, les tissus biologiques se dilatent également dans les deux autres directions. Par conséquent, une modélisation similaire intégrant translations et facteurs d'échelle, peut être utilisée pour décrire les modifications latérales de l'image. Cependant, les images échographiques RF sont caractérisées par une résolution anisotrope. Dans la direction axiale la résolution est fine, alors que dans la direction latérale, la résolution est plus grossière, rendant plus difficile l'estimation précise d'un facteur d'échelle. C'est pourquoi nous avons choisi de ne prendre en compte qu'un facteur d'échelle dans la direction axiale. La transformation affine locale considérée entre deux images I et I' est donc donnée par l'équation 2.4.

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

où α représente le facteur d'échelle.

L'estimation des paramètres est réalisée à l'aide d'une stratégie de maximisation sous contraintes d'un critère de similarité. Ce dernier a été choisi comme le coefficient de corrélation normalisé (CCN) entre les deux ROI avant et après compression, les paramètres recherchés étant ceux réalisant la meilleure correspondance entre les régions. La valeur du critère de similarité à la solution fournit, de plus, une information sur la fiabilité du résultat engendrant ou non une correction de l'estimation. Plus précisément, le coefficient de corrélation normalisé donne une information sur la qualité de la correspondance obtenue entre deux ROI, la correspondance étant d'autant meilleure que ce coefficient est proche de 1. Ainsi, nous considérerons que les estimés pour lesquels le coefficient de corrélation obtenu est inférieur à 0,75 ne sont pas suffisamment fiables. Les paramètres seront alors recalculés en imposant une contrainte de continuité des champs de déformation axiale et de déplacement latéral. Ce seuil de 0,75 a été établi de manière empirique, suite à des séries d'expériences réalisées sur des fantômes et aux résultats obtenus avec des données cliniques.

Une fois les paramètres estimés sur toute l'image, le champ de déformation axiale se

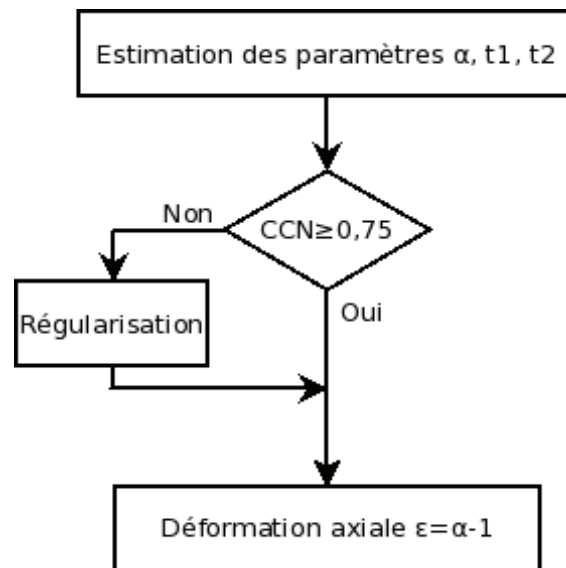


FIG. 2.6: Illustration des étapes impliquées dans l'estimation des paramètres pour une ROI déduit directement de celui des facteurs d'échelle, par la formule (2.5).

$$\varepsilon = \alpha - 1 \quad (2.5)$$

Les étapes de l'estimation des paramètres liés à la déformation pour une ROI entre deux images sont résumées par la figure 2.6.

Les données ultrasonores acquises se présentent sous la forme d'une séquence d'images. Il est donc possible de suivre la déformation d'un milieu au cours du temps, l'état de référence étant celui correspondant à la première image de la série.

Considérons N images ultrasonores radiofréquences I_1, I_2, \dots, I_N acquises au cours de la compression du milieu. Afin de visualiser l'évolution temporelle de sa déformation, deux approches peuvent être citées :

- la première consiste à calculer les élastogrammes entre les images I_1 et I_i ($i = 2, \dots, N$), conduisant directement au résultat souhaité ;
- la seconde estime les paramètres liés à la déformation entre les images I_i et I_{i+1} ($i = 1, \dots, N - 1$) et nécessite ensuite de combiner les informations obtenues pour produire la déformation du milieu au cours du temps.

L'approche retenue dans notre cas est la seconde car elle apparaît plus adaptée aux acquisitions 2D. Il est en effet attendu que les déplacements complexes du tissu induits par la compression, tels que les mouvements hors plan, soient plus faibles entre deux images successives qu'entre la première et la dernière image de la séquence.

Considérons une ROI spécifique que nous allons suivre dans les différentes images. Entre les images I_i et I_{i+1} , cette ROI est assujettie à une translation de vecteur $\vec{T}_{i,i+1}$ et à un facteur d'échelle α_i appliqué à sa dimension axiale ($L_{x_{i+1}} = \alpha_i \cdot L_{x_i}$, avec L_{x_i} la

dimension axiale de la ROI dans l'image I_i). La translation de vecteur $\vec{T}_{1,N}$ et le facteur d'échelle α auxquels est finalement assujettie la ROI entre les images I_1 et I_N sont donnés respectivement par les équations (2.6) et (2.7).

$$\vec{T}_{1,N} = \sum_{i=1}^{N-1} \vec{T}_{i,i+1} \quad (2.6)$$

$$\alpha = \prod_{i=1}^{N-1} \alpha_i \quad (2.7)$$

$\vec{T}_{1,N}$ est calculé comme la somme des vecteurs $\vec{T}_{i,i+1}$ et α comme le produit des différents facteurs d'échelle appliqués.

La déformation se déduit alors directement de α comme explicité dans l'équation (2.5).

2.4 Applications cliniques

Depuis les premiers travaux qui ont essentiellement porté sur le développement de méthodes de traitement du signal et de l'image pour l'estimation de la déformation locale d'un milieu sous l'action d'une contrainte, l'élastographie ultrasonore a évolué vers une technique qui fait actuellement l'objet de nombreuses études cliniques. Le fait que des modules dédiés à l'imagerie de la déformation des tissus soient maintenant proposés sur des échographes commerciaux y contribue largement.

L'élastographie peut être utilisée pour toute pathologie s'accompagnant de modifications dans les propriétés mécaniques des tissus. De nombreuses applications allant de la caractérisation de la plaque d'athérosclérose, maladie des artères, au diagnostic de tumeurs cancéreuses, en passant par l'étude de la peau, la visualisation des traitements HIFU ou encore l'aide à la biopsie ont déjà été investiguées [Burnside *et al.*, 2007, Gahagnon *et al.*, 2012, König *et al.*, 2005, Itoh *et al.*, 2006, Korte *et al.*, 2000, Lyshchik *et al.*, 2005, Maurice *et al.*, 2008, Mofid *et al.*, 2010, Schaar *et al.*, 2003, Salomon *et al.*, 2008, Schmitt *et al.*, 2007, Souchon *et al.*, 2003]. En particulier, l'apport de l'élastographie pour le cancer du sein fait l'objet d'études approfondies [Itoh *et al.*, 2006, Schaefer *et al.*, 2011]. Afin de différencier les lésions bénignes des lésions malignes, différents critères ont été introduits. Un "score d'élasticité" a été proposé, score attribué en fonction de la forte/faible déformation de la lésion et de sa différence de taille observable entre l'élastographie et l'échographie. Un indice de déformation peut également être évalué, qui est un rapport de déformation calculé entre la région suspecte et une zone saine de référence [Gong *et al.*, 2011, Yerli *et al.*, 2011]. Il apparaît, en effet, que les lésions cancéreuses se présentent souvent sur les élastogrammes comme des régions de très faibles déformations, significativement plus étendues que les lésions correspondantes sur l'échographie. Un exemple de résultats obtenus sur des lésions mammaires est présenté en figure 2.7.

En conclusion, l'élastographie ultrasonore quasi-statique apporte des informations com-

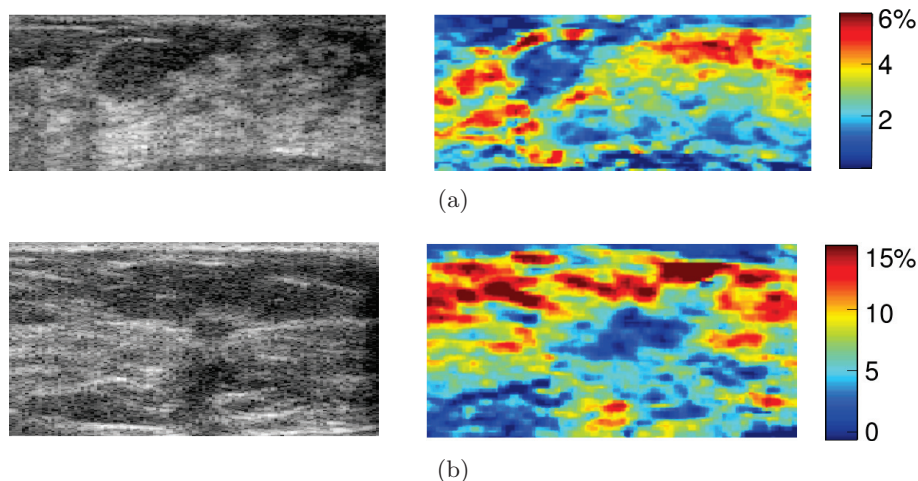


FIG. 2.7: Résultats d'élastographie ultrasonore quasi-statique obtenus en clinique sur des lésions mammaires, chez une patiente ayant un fibroadénome (lésion bénigne - figure (a)), chez une patiente souffrant d'un carcinome canalaire infiltrant de grade II (figure (b)). Pour chaque cas sont affichées l'image échographique conventionnelle (à gauche) et l'image des déformations axiales (à droite), exprimées en pourcentage de compression³ [Brusseau *et al.*, 2013].

plémentaires à l'échographie. Cependant, cette technique présente également certaines limites. La première est qu'elle n'offre qu'une cartographie de la déformation, et non pas d'un paramètre mécanique du milieu. De plus, comme l'échographie, l'élastographie présente l'inconvénient d'être dépendante de l'opérateur et de l'observateur [Burnside *et al.*, 2007, Regner *et al.*, 2006, Yoon *et al.*, 2011].

2.5 Conclusions

En élastographie ultrasonore quasi-statique, les propriétés mécaniques d'un milieu sont étudiées en soumettant ce milieu à une compression et en estimant la déformation générée. La déformation ne reflète pas exactement les propriétés élastiques du milieu, car la distribution des contraintes est hétérogène. Cependant, elle permet de mettre en contraste les différences de module d'Young entre une inclusion et son milieu environnant. Cette caractéristique est très utile pour la détection de nodules comme par exemple dans le cas du cancer du sein.

Cependant, pour les pathologies entraînant une modification plus diffuse du module d'Young (comme la fibrose hépatique), l'analyse par élastographie quasi-statique devient plus délicate.

Afin de surmonter l'inconvénient majeur de ces méthodes, à savoir l'impossibilité d'obtenir des mesures d'un paramètre mécanique du milieu, des méthodes d'élastographie dite dynamique ont été mises au point pour pouvoir télépalper les tissus à l'aide d'une onde de

³Le milieu ayant été étudié en compression, les valeurs de déformations étaient majoritairement négatives. L'opposé de la déformation a été affiché et exprime ainsi un pourcentage de compression.

cisaillement et d'en déduire leur module de cisaillement.

Présentation de l'élastographie ultrasonore dynamique

3.1 Introduction

Nous avons vu au chapitre 1 que la vitesse d'une onde de compression est liée au module d'élasticité isostatique et que la vitesse de propagation d'une onde de cisaillement est liée au module de cisaillement. Dans le cas de tissus mous biologiques, une onde de compression a une vitesse d'environ 1540 m.s^{-1} alors qu'une onde de cisaillement a une vitesse généralement inférieure à 10 m.s^{-1} . L'imagerie ultrasonore se base sur l'utilisation d'une onde de compression ce qui signifie que si l'on arrive à générer une onde de cisaillement dans le tissu à imager, il sera possible d'imager plusieurs fois le milieu avant que l'onde de cisaillement ait entièrement parcouru le tissu. Il est donc possible de suivre l'évolution de cette onde en supposant que les déplacements induits sont suffisamment importants pour être détectables en imagerie ultrasonore. En élastographie ultrasonore dynamique, diverses techniques ont été proposées [Nightingale *et al.*, 2003, Hoyt *et al.*, 2007].

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux travaux effectués à l'Institut Langevin. Nous allons, dans un premier temps, nous intéresser au système 1D ayant donné naissance au Fibroscan®, puis nous nous intéresserons ensuite à la technique 2D, ayant donné naissance à l'Aixplorer®.



FIG. 3.1: Fibroscan® (Echosens)

3.2 Système 1D

La société Echosens a commercialisé un appareil d'élastographie dynamique 1D : le Fibroscan® (une photo de cet appareil est donnée en figure 3.1). Ce dispositif est destiné à l'analyse de la fibrose du foie [Castéra *et al.*, 2005, de Lédighen *et al.*, 2007, Sandrin *et al.*, 2003].

Il est basé sur l'estimation de la vitesse de l'onde de cisaillement. La sonde utilisée sur ce système est constituée d'un actionneur capable de générer une onde de cisaillement ainsi que d'un transducteur ultrasonore. En utilisant l'équation (2.2) pour une seule ligne RF ($n = 1$) et une profondeur maximale de $z_{max} = 65 \text{ mm}$, on en déduit que l'on peut théoriquement faire des acquisitions à 10 kHz . Le déplacement des ondes de cisaillement entre deux tirs ultrasonores sera alors typiquement inférieur au millimètre.

La sonde ultrasonore est placée entre les côtes du patient, une onde de cisaillement est générée à l'aide d'un actionneur. La déformation induite dans le milieu par l'onde de cisaillement est mesurée par intercorrélation entre les lignes RF ultrasonores successives. Une image de la déformation induite par l'onde de cisaillement est calculée en fonction de la profondeur et du temps écoulé. L'image 3.2 montre des exemples d'images de la déformation induite par l'onde de cisaillement mesurée avec le Fibroscan® dans le foie pour différents stades de fibrose. L'onde de cisaillement se déplaçant, il est possible de suivre son évolution et d'en déduire sa vitesse en calculant la pente apparente sur l'image. Cette vitesse est ensuite convertie en module de cisaillement en utilisant l'équation (1.17). Plus le module de cisaillement sera important, plus la pente mesurée sera importante.

On déduit donc des images le module de cisaillement en calculant le temps mis par l'onde pour parcourir une distance donnée (i.e. la célérité c_s de l'onde). De plus, en utilisant l'équation 1.10 pour un milieu isotrope incompressible, il est possible de déduire l'expression du module d'Young E (équation (3.1)).

$$E = 3c_s^2\rho \quad (3.1)$$

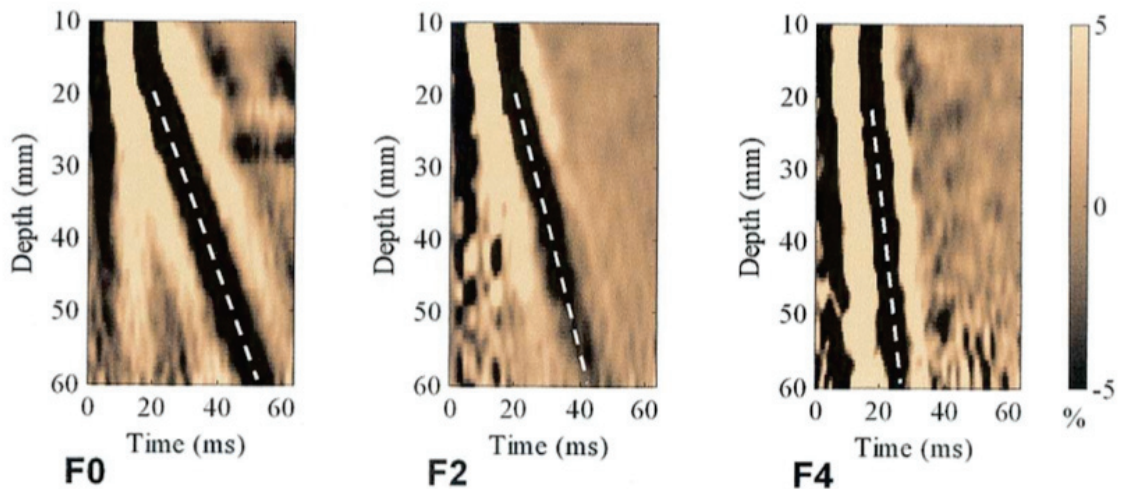


FIG. 3.2: Images de la déformation du milieu induite par l'onde de cisaillement en fonction de la profondeur et du temps et mesurées avec le Fibroscan® dans des foies présentant différents niveaux de fibrose allant d'un foie normal (F0 - à gauche) à un foie cirrhotique (F4 - à droite) en passant par un foie présentant une fibrose intermédiaire (F2 - au centre). La pente de la droite pointillée correspond à la vitesse de l'onde et permet donc de déduire le module de cisaillement et donc le module d'Young. Source : [Sandrin *et al.*, 2003].

L'information fournie par ce système n'est donc pas une cartographie mais une valeur du module d'Young du milieu. Ce dispositif est, par conséquent, adapté à la détection de maladies impliquant une modification globale des propriétés mécaniques du foie comme les hépatites chroniques virales [Lupşor *et al.*, 2008, Marcellin *et al.*, 2009].

Il existe cependant plusieurs limitations à ce système. La zone à imager doit être homogène car l'estimation se fait sur plusieurs dizaines de millimètres de profondeur. Ce système n'est donc pas dédié à la détection de nodules comme dans le cas des cancers. De plus, il faut faire attention à ne pas avoir de structures hétérogènes sur le chemin de l'onde de cisaillement (vaisseaux, ...). L'absence d'imagerie 2D associée empêche de localiser précisément la zone où l'estimation est faite ce qui limite la répétabilité et la qualité de la mesure.

3.3 Méthode 2D

3.3.1 Formation de voie rapide

Classiquement, les acquisitions ultrasonores sont réalisées à des cadences d'imagerie de l'ordre de 40 *FPS*, ce qui signifie qu'entre deux images, une onde de cisaillement parcourt une distance de l'ordre de la dizaine de centimètres. Il est donc difficile d'estimer précisément la vitesse de l'onde avec cette cadence d'imagerie.

Les méthodes de formation de voie rapide se basent sur le fait qu'il est possible à l'aide d'un seul tir ultrasonore de former une image RF, augmentant ainsi significativement la

vitesse d'acquisition. Une onde généralement plane est émise et la réception de l'onde ultrasonore se fait sur tous les capteurs de la sonde ultrasonore. La reconstruction de l'image RF est plus complexe qu'en formation de voie classique car la séparation spatiale des interfaces et/ou des réflecteurs n'est plus réalisée à l'aide d'une focalisation en émission. En effet, tout le milieu étant excité en même temps, le signal capté sur un récepteur est la somme des contributions de diffuseurs spatialement éloignés.

Il existe plusieurs catégories d'algorithmes de formation de voie rapide, pouvant mettre en œuvre l'émission de plusieurs ondes planes selon différents angles. La reconstruction des images est réalisée dans le domaine temporel [Tanter *et al.*, 2002] ou dans le domaine fréquentiel [Lu and Greenleaf, 1992, Lu, 1997a, Ramalli *et al.*, 2012]. Pour finir, Madore *et al.* [Madore *et al.*, 2009] ont proposé une méthode d'imagerie rapide utilisant l'émission simultanée de plusieurs faisceaux, suivi d'un traitement spatio-temporel des signaux reçus. Un exemple de méthode de formation de voie rapide est donné en annexe A.

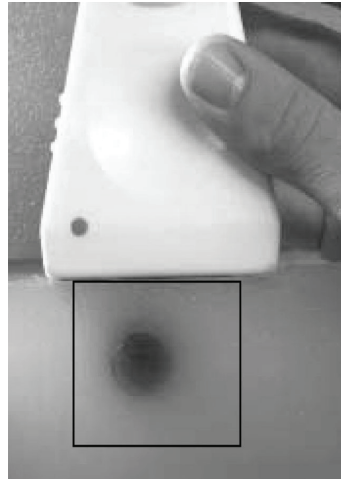
3.3.2 Génération de l'onde de cisaillement

La première étape en élastographie dynamique est la génération d'une onde de cisaillement dans le milieu à imager. Il est bien sûr possible de générer une onde de cisaillement par des moyens mécaniques placés à l'extérieur du corps (comme dans le cas du Fibroscan®) mais il existe des solutions plus élaborées permettant la génération d'une telle onde directement à l'endroit voulu dans le corps.

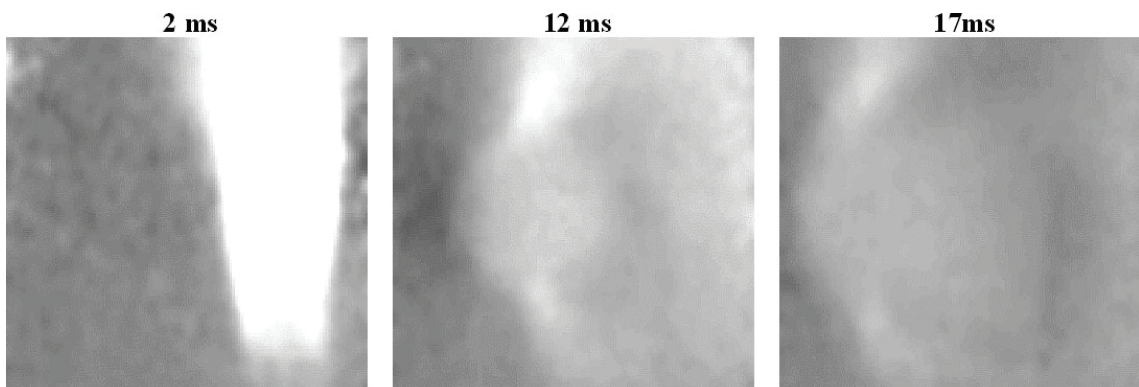
Une solution alternative à l'excitation externe est l'utilisation de la force de radiation ultrasonore induite par la focalisation d'un faisceau. Un faisceau ultrasonore focalisé en un point aura tendance à comprimer localement le milieu, le relâchement de cette contrainte (i.e. l'arrêt de l'émission ultrasonore) entraînant un retour à l'état d'origine du tissu. La force de radiation permet donc de générer à distance une onde de cisaillement.

Cette source d'onde de cisaillement peut servir de base pour l'estimation du module de cisaillement mais a une portée limitée. Une solution alternative a été proposée par l'équipe de Mathias Fink [Bercoff *et al.*, 2004]. Les ondes ultrasonores sont focalisées successivement à différentes profondeurs le long de l'axe ultrasonore créant ainsi une source mobile d'ondes de cisaillement. Lorsque cette source se déplace à une vitesse supersonique (plus rapidement que les ondes de cisaillement), elle va générer un cône de Mach créant ainsi un front d'onde de cisaillement. Cette technique s'appelle "Supersonic Shear Imaging" (SSI) [Athanasίου *et al.*, 2010, Tanter *et al.*, 2008, Tanter *et al.*, 2009]. La société Supersonic Imagine commercialise un appareil utilisant cette technique de génération d'onde de cisaillement : l'Aixplorer®.

La figure 3.3 montre le dispositif expérimental ainsi qu'une cartographie des déplacements axiaux induits par le déplacement supersonique de la source d'ondes de cisaillement.



(a) Dispositif expérimental montrant la sonde ultrasonore ainsi que le fantôme contenant une inclusion de module de cisaillement plus élevé.



(b) Onde de cisaillement correspondant à un déplacement de la source à Mach 3. Cartographie des déplacements induits dans le milieu à 3 instants différents : 2 ms (gauche), 12 ms (centre) et 17 ms (droite). Le niveau de gris correspond au déplacement : le déplacement maximum apparaît en blanc.

FIG. 3.3: Dispositif expérimental et exemple d'onde de cisaillement se propageant dans un milieu non homogène. L'onde de cisaillement est générée à côté de l'inclusion. On distingue clairement que la vitesse de l'onde est plus importante dans l'inclusion que dans le milieu environnant. Source : [Bercoff *et al.*, 2004].

3.3.3 Reconstruction du module de cisaillement

Une fois les images RF successives acquises, les déplacements induits par l'onde de cisaillement dans la direction axiale (u_z) sont calculés par intercorrélation. En utilisant seulement la cartographie du déplacement axial, l'équation d'onde de cisaillement (1.16) prend la forme de l'équation (3.2).

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - \mu \nabla^2 u_z = 0 \quad (3.2)$$

L'imagerie ultrasonore ne donne accès qu'au plan (x, z) , il n'est donc pas possible de calculer le laplacien du déplacement dans la direction azimutale. On supposera donc que la condition donnée par l'équation (3.3) est vérifiée [Bercoff *et al.*, 2004] ce qui mène à l'approximation du laplacien donnée par l'équation (3.4).

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \ll \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \quad (3.3)$$

$$\nabla^2 u_z \approx \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \quad (3.4)$$

Connaissant la cartographie des déplacements, on estime le module de cisaillement local à l'aide de l'équation (3.5) [Bercoff *et al.*, 2003].

$$\mu(x, z) = \rho \frac{\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}(x, z, t)}{\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2}(x, z, t) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}(x, z, t)} \quad (3.5)$$

Il est aussi possible d'utiliser la transformée de Fourier dans la direction du temps pour effectuer un filtrage fréquentiel avant l'estimation du module de cisaillement [Bercoff *et al.*, 2004]. Il permet de ne conserver dans l'image que les fréquences correspondant à la propagation d'une onde à la fréquence de l'excitation. Le module de cisaillement est alors donné par l'équation (3.6). Cette équation permet de tenir compte de toutes les informations obtenues au cours du temps en une seule estimation du module de cisaillement.

$$\mu(x, z) = \frac{\rho}{\Delta\omega} \int_{\Omega} \frac{\mathcal{F}_t\left\{\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}\right\}(x, z, \omega)}{\mathcal{F}_t\left\{\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}\right\}(x, z, \omega)} d\omega \quad (3.6)$$

où Ω représente le domaine fréquentiel dans lequel est faite l'estimation (i.e. la bande de fréquence de l'excitation), $\Delta\omega = \int_{\Omega} d\omega$ est la taille du domaine d'estimation et \mathcal{F}_t la transformée de Fourier dans la direction temporelle.

3.4 Conclusions

Dans ce chapitre, l'élastographie ultrasonore basée sur l'utilisation de l'onde de cisaillement a été introduite. Cette technique, bien que simple à mettre en œuvre en clinique, souffre de plusieurs limitations liées à l'utilisation des ultrasons. Ainsi, il n'est possible

d'analyser que des tissus accessibles aux ultrasons. Par exemple, les ondes ultrasonores traversant difficilement les os, l'échographie n'est utilisée dans le cas du cerveau que dans des configurations très précises (comme l'utilisation, par exemple, de la fenêtre temporelle dans le cadre du Doppler transcrânien). De plus, le champ de vue est limité par les dimensions (et le type) de la sonde utilisée mais aussi par la fréquence de cette sonde : une onde ultrasonore haute fréquence impliquera une meilleure résolution axiale mais une moins bonne pénétration.

L'IRM est une modalité d'imagerie permettant d'accéder à n'importe quelle partie du corps et de construire des images ou des volumes avec un champ de vue de dimensions quelconques. S'appuyant sur cette technique d'imagerie, l'élastographie par résonance magnétique (ERM) a été proposée pour cartographier les propriétés mécaniques des tissus, en utilisant également une onde de cisaillement. Cette technique, qui fait l'objet de nombreuses études, est présentée au chapitre suivant.

Présentation de l'Élastographie par Résonance Magnétique (ERM)

4.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment générer puis suivre la propagation d'une onde de cisaillement à l'aide des ultrasons, et nous avons également évoqué les contraintes inhérentes à la technique ultrasonore.

L'IRM est une technique capable d'imager n'importe quelle partie du corps humain. La formation des images se fait par l'application d'impulsions radiofréquences et d'une succession de gradients de champs magnétiques constituant ce qui est appelé une séquence IRM. Ces séquences permettent la formation d'images en fonction des besoins de l'utilisateur. Il existe une famille de séquences IRM permettant de visualiser la propagation d'une onde de cisaillement dans des tissus. Il s'agit des séquences d'Élastographie par Résonance Magnétique (ERM). Cette technique se base sur la détection des mouvements induits par l'onde de cisaillement. Elle permet de visualiser les mouvements induits dans les trois directions de l'espace. Cette technique s'est développée à partir de 1995 avec les travaux mondialement reconnus réalisés à la Mayo Clinic (Rochester, MN, USA) par l'équipe du Pr. Ehman [Muthupillai *et al.*, 1995] mais nous pouvons cependant également mentionner les études de Lewa et al. [Lewa, 1991, Lewa and de Certaines, 1995], qui ont porté sur l'effet de la propagation d'une onde mécanique sur le signal RMN.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les principes de base de la résonance magnétique et montrer comment elle peut être utilisée pour former des images. Nous verrons ensuite

comment les séquences classiques peuvent être utilisées pour détecter des mouvements dans le corps et notamment ceux induits par une onde de cisaillement. Nous nous intéresserons enfin aux techniques de filtrage et d'inversion de l'équation d'onde permettant de reconstruire la cartographie du module de cisaillement du milieu imagé.

4.2 Principes de la résonance magnétique

Ce paragraphe est dédié à la présentation de l'IRM. Le lecteur pourra se référer aux livres suivants pour des informations complémentaires [Nishimura, 2010, Décorps, 2011].

4.2.1 Aimantation des tissus

Les noyaux d'atomes possédant un nombre impair de protons ou de neutrons (comme l'hydrogène ${}^1_1\text{H}$ ou le carbone ${}^{13}_6\text{C}$) possèdent un moment magnétique non nul (aussi appelé moment magnétique de *spin*) \vec{m}_i . Un milieu étant constitué d'un grand nombre de noyaux atomiques, nous établirons nos raisonnements sur l'aimantation résultante \vec{M} de ce milieu définie comme la somme des contributions microscopiques : $\vec{M} = \sum_i \vec{m}_i$. Pour la suite de ce document, nous considérerons que le noyau utilisé est le proton (${}^1_1\text{H}$) mais un raisonnement similaire pourra être mené pour d'autres noyaux.

En l'absence de champ magnétique, les moments magnétiques des protons s'orientent dans des directions aléatoires menant ainsi à une aimantation résultante nulle : $\vec{M} = \sum_i \vec{m}_i = \vec{0}$. Cependant, en présence d'un champ magnétique \vec{B}_0 , les moments magnétiques \vec{m}_i vont précesser autour d'un axe colinéaire à \vec{B}_0 . La fréquence de précession de ces moments magnétiques élémentaires est donnée par la pulsation de Larmor ω_0 (équation (4.1)).

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (4.1)$$

où γ est le rapport gyromagnétique du noyau atomique considéré (ex : pour l'hydrogène ${}^1_1\text{H}$, $\gamma/2\pi = 42,58 \text{ MHz}\cdot\text{T}^{-1}$).

Il existe deux populations de moments magnétiques, ceux précessant autour d'un axe dirigé par \vec{B}_0 et ceux précessant autour d'un axe dirigé par $-\vec{B}_0$. Le rapport entre ces deux populations n'est pas égal à 1, il en résulte une aimantation du tissu non nulle $\vec{M} \neq \vec{0}$. L'équation (4.2) donne l'expression du rapport entre la population de moments magnétiques précessant autour d'un axe dirigé par \vec{B}_0 ($N_{+\vec{B}_0}$) et ceux précessant autour d'un axe dirigé par $-\vec{B}_0$ ($N_{-\vec{B}_0}$).

$$\frac{N_{-\vec{B}_0}}{N_{+\vec{B}_0}} = e^{-\frac{h\gamma B_0}{2\pi k T}} \quad (4.2)$$

où k représente la constante de Boltzman, T la température et h la constante de Planck.

Bien que les populations $N_{+\vec{B}_0}$ et $N_{-\vec{B}_0}$ soient importantes, le rapport de ces deux populations est très proche de 1 (par exemple, dans un champ magnétique de $B_0 = 1 \text{ T}$ et

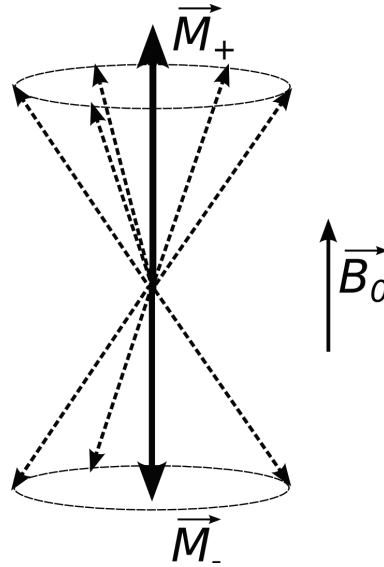


FIG. 4.1: Les flèches en pointillé représentent les moments magnétiques élémentaires \vec{m}_i de chaque noyau du milieu considéré. Plongés dans un champ magnétique \vec{B}_0 , ces moments magnétiques précessent selon la trajectoire décrite en pointillé. Les résultantes magnétiques pour chaque population $N_{-\vec{B}_0}$ et $N_{+\vec{B}_0}$ sont respectivement \vec{M}_- et \vec{M}_+ .

température ambiante, la différence est de 7 ppm), ce qui fait de l'imagerie par résonance magnétique une méthode peu sensible.

Si l'on considère chacune des deux populations de moments magnétiques (ceux parallèles et ceux anti-parallèles à \vec{B}_0), les résultantes des moments magnétiques sont strictement colinéaires à \vec{B}_0 puisque, dans le plan transverse, il y a une répartition homogène des moments magnétiques sur la trajectoire du mouvement de précession. Les seules résultantes non nulles sont colinéaires à \vec{B}_0 : $\vec{B}_0 \wedge \vec{M} = \vec{0}$. Du fait de la différence de population, la somme vectorielle des résultantes est non nulle : $\vec{M}_+ + \vec{M}_- = \vec{M} \neq \vec{0}$ (\vec{M}_- et \vec{M}_+ étant les résultantes magnétiques des populations $N_{-\vec{B}_0}$ et $N_{+\vec{B}_0}$).

La figure 4.1 illustre les orientations des moments magnétiques et l'aimantation résultante.

4.2.2 Excitation et relaxation

À l'équilibre thermique, l'aimantation des tissus est difficilement mesurable, il faut trouver un moyen pour l'observer : on va basculer l'aimantation macroscopique de plusieurs degrés autour d'un axe orthogonal à \vec{B}_0 puis observer son retour à sa position d'équilibre. Durant la période transitoire, l'aimantation résultante \vec{M} va se réaligner sur le champ magnétique principal en décrivant une spirale convergeant vers \vec{B}_0 .

Ce comportement de l'aimantation macroscopique est régi par les équations de Bloch. Si l'on suppose que $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{z}$, les équations de Bloch dans le repère $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ sont

données par les équations (4.3),(4.4) et (4.5).

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \wedge \vec{B}(t)) \cdot \vec{x} - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad (4.3)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \wedge \vec{B}(t)) \cdot \vec{y} - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad (4.4)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \wedge \vec{B}(t)) \cdot \vec{z} - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1} \quad (4.5)$$

où $\vec{M}(t) = (M_x(t), M_y(t), M_z(t))$ est l'aimantation considérée, $\vec{B}(t) = (B_x(t), B_y(t), B_z(t) + B_0)$ est le champ magnétique perçu par l'aimantation (dans le cas de la précession libre, on a $\vec{B}(t) = B_0 \vec{z}$), T_1 et T_2 sont des constantes de temps caractéristiques de la relaxation respectivement selon l'axe longitudinal \vec{z} et dans le plan transverse (O, \vec{x}, \vec{y}) et M_0 est la valeur de l'aimantation du milieu à l'équilibre.

Le champ magnétique oscillant créé par le retour à l'équilibre de l'aimantation macroscopique va donc pouvoir induire un courant alternatif à la fréquence de Larmor dans une bobine de réception. Le problème est alors de trouver un moyen pour éloigner l'aimantation macroscopique de l'équilibre.

La solution consiste à utiliser un champ magnétique oscillant de faible amplitude (quelques μT) comparé au champ principal de l'aimant mais appliqué à la fréquence de Larmor. Ce champ magnétique orthogonal à \vec{B}_0 sera nommé $\vec{B}_1(t)$. Cette méthode est basée sur un phénomène de résonance qui permet de basculer les moments magnétiques du milieu en ajoutant une faible contribution magnétique parfaitement calibrée fréquentiellement. Cette solution peut être comparée à une balançoire que l'on tire et que l'on pousse aux bons moments menant à un éloignement du système de sa position d'équilibre.

En d'autres termes, l'onde radio-fréquence appliquée à la fréquence de résonance va basculer les moments magnétiques dans le plan transversal les éloignant ainsi de leurs positions d'équilibre.

Lorsque l'on arrête l'application de l'onde RF, l'excitation s'arrête et les moments magnétiques vont retourner à leurs états d'équilibre, pendant ce que l'on appelle la phase de relaxation. Le retour à l'équilibre d'aimantations précessant à la fréquence de Larmor peut induire un courant dans une bobine constituant ainsi le signal RMN. Cette relaxation est caractérisée par les deux constantes de temps T_1 et T_2 définies dans les équations de Bloch. Ces deux constantes sont des propriétés intrinsèques du milieu étudié. La constante de temps T_1 caractérise la relaxation longitudinale c'est-à-dire la croissance suivant une loi exponentielle de l'aimantation selon l'axe \vec{z} . Elle correspond à un retour à l'équilibre du système considéré par échange d'énergie avec le milieu environnant. La constante de temps T_2 caractérise la relaxation transversale c'est-à-dire la décroissance exponentielle de l'aimantation présente dans le plan $(0, \vec{x}, \vec{y})$. Elle correspond à une perte de cohérence de phase des aimantations causée par l'interaction entre les aimantations élémentaires d'un même milieu. Le temps T_2 (généralement compris entre 10 μs et 100 ms dans les tissus) est beaucoup plus faible que T_1 (généralement compris entre 100 ms et 1000 ms).

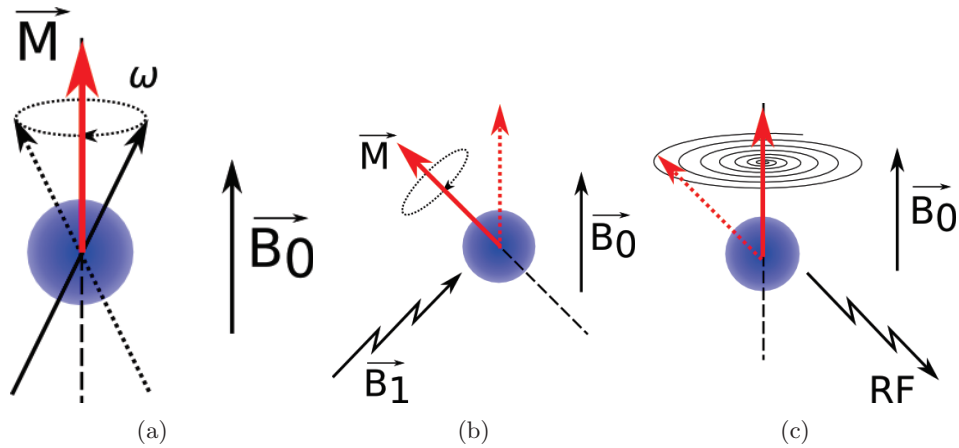


FIG. 4.2: Au repos, la résultante magnétique \vec{M} (flèche rouge) est alignée avec le champ principal \vec{B}_0 (a). L'ajout d'un champ magnétique tournant (porté par l'onde électromagnétique radiofréquence) va faire basculer la résultante magnétique d'un angle voulu et suivant une trajectoire spiralée (dans le repère du laboratoire) (b). L'arrêt de la contrainte radiofréquence, va faire revenir les aimantations le long de l'axe de \vec{B}_0 (c), ce retour à l'équilibre peut induire un courant détectable dans une bobine accordée à la bonne fréquence.

La figure 4.2 résume le comportement des aimantations lors des étapes d'excitation et de relaxation.

4.2.3 Séquence et construction d'images

Jusqu'ici nous avons considéré un milieu plongé dans un champ magnétique homogène d'intensité B_0 . Nous pouvons ainsi détecter une aimantation mais nous n'avons pas la possibilité d'obtenir des informations sur la répartition spatiale des aimantations élémentaires. Afin de parvenir à cette séparation spatiale des informations et de pouvoir ainsi obtenir des images, l'IRM utilise un mécanisme permettant de rompre l'uniformité du champ magnétique en introduisant des gradients de champ magnétique pouvant s'ajouter à la composante du champ statique. L'intensité de ces gradients peut être importante (1 T.m^{-1} pour des dispositifs petit animal avec des temps de montée de l'ordre de la centaine de micro-secondes). L'intensité du champ magnétique B perçue par une aimantation à un instant t durant la phase de relaxation est la somme du champ magnétique principal (B_0) et des gradients appliqués (équation 4.6).

$$B(t) = B_0 + G_x(t).x + G_y(t).y + G_z(t).z \quad (4.6)$$

avec G_x, G_y, G_z les valeurs des gradients suivant les différentes directions de l'espace.

Cette notion de gradients est centrale pour comprendre à la fois les mécanismes d'encodage d'une image IRM mais également pour comprendre les principes de l'Élastographie par Résonance Magnétique (ERM) et aussi ses limites.

Pour créer une image RMN nous sommes très souvent amenés à nous intéresser à un

sous-volume d'intérêt au sein duquel nous allons ensuite effectuer un codage spatial de l'image. Nous allons donc tout d'abord étudier le principe de la sélection de coupe permettant d'obtenir un sous-volume avant de nous pencher sur le codage spatial de l'information à l'intérieur de ce sous-volume.

Sélection de coupe

Afin de sélectionner une coupe du milieu à visualiser, un gradient de champ magnétique perpendiculaire au plan à imager va être appliqué. Ce gradient de champ magnétique induit un gradient de fréquence de résonance des moments magnétiques. Pour simplifier les explications à suivre et sans limitation de la généralité du raisonnement, nous supposons que la coupe à sélectionner est parallèle au plan (O, \vec{x}, \vec{y}) et que la normale à ce plan est portée par \vec{z} .

Le champ magnétique appliqué aura donc pour valeur $B_0 + G_z \cdot z$ (où G_z est le gradient de champ magnétique et z la position selon l'axe normal au plan). L'application d'un tel champ va faire varier linéairement la fréquence de Larmor des moments magnétiques en fonction de z .

Une impulsion radiofréquence correspondant à l'angle de bascule souhaité des aimantations est alors émise à la fréquence correspondant à la coupe que l'on souhaite imager. Il est à noter que la bande passante du signal radiofréquence permet de définir l'épaisseur de la coupe.

À la fin de l'excitation, seules les aimantations élémentaires de la coupe souhaitée vont induire dans une bobine de réception un signal s donné par l'équation (4.7).

$$s(t) = \int_x \int_y A(x, y) e^{-i(\phi(x, y) + \gamma \cdot B(t, x, y, z) \cdot t)} \cdot dx \cdot dy \quad (4.7)$$

où A et ϕ représentent respectivement l'amplitude et la phase du signal à la position (x, y) , juste après l'excitation, B le champ perçu par les aimantations tel que décrit dans l'équation (4.6) ($B = B_0$ si aucun gradient n'est appliqué) et t le temps écoulé depuis l'excitation.

D'après l'équation (4.7), il n'est pas possible de distinguer le signal provenant de différentes parties de la coupe sélectionnée puisque le signal reçu est la somme de toutes les contributions des protons de cette coupe.

Codage spatial en phase

Pour différencier les aimantations dans le plan, un nouveau gradient va être appliqué selon une des deux directions de l'espace non encore encodées. On choisira, encore une fois arbitrairement et sans limitation du cas général, la direction $(0, \vec{y})$ et le gradient G_y que l'on appliquera pendant un temps fixe t_0 . L'équation (4.7) prend alors la forme de

l'équation (4.8). La direction d'application de ce gradient est appelée direction de phase.

$$s(\gamma G_y t_0, t) = \int_x \int_y A(x, y) e^{-i(\phi(x, y) + \gamma B_0 t)} e^{-i\gamma G_y t_0 y} . dx . dy \quad (4.8)$$

On déduit de l'équation (4.8) qu'à la fin de l'application de G_y , la phase relative des aimantations est fonction de leur position spatiale suivant l'axe Y .

Codage spatial en lecture

Après application du gradient de phase, un dernier gradient G_x va être appliqué selon la dernière direction du plan (\vec{x}). Le signal RMN va être acquis pendant l'application de ce gradient. L'expression du signal reçu est alors donnée par l'équation (4.9).

$$s(\gamma G_y t_0, t) = \int_x \int_y A(x, y) e^{-i\phi(x, y) - i\gamma B_0 t} e^{-i(\gamma G_y t_0 y + \gamma G_x t x)} . dx . dy \quad (4.9)$$

Une fois le signal démodulé (pour s'affranchir du terme en $e^{-i\gamma B_0 t}$), on remarquera que l'équation (4.9) est l'expression de la transformée de Fourier de $A(x, y) e^{-i\phi(x, y)}$ en posant $k_y = \frac{\gamma}{2\pi} G_y t_0$ et $k_x = \frac{\gamma}{2\pi} G_x t$. Ainsi, si l'on acquiert le signal RMN pour différentes valeurs du gradient de phase G_y , on peut reconstruire une image 2D de la coupe sélectionnée en calculant la transformée de Fourier inverse des signaux acquis. Cet espace de Fourier, qui compte toutes les données acquises, est souvent appelé "espace des k".

On définira, dans les techniques d'imagerie classiques, le temps T_E , aussi appelé temps d'écho, comme la durée qui sépare le milieu de l'excitation RF et le milieu de la période de lecture du signal induit par les protons lors de la relaxation. On définira aussi le temps T_R , également appelé temps de répétition, comme la durée entre deux excitations successives.

L'image 4.3 donne un exemple de schéma temporel appelé séquence permettant de former une image IRM. Il existe une très grande variété de séquences en IRM mais elles sont toutes basées sur l'utilisation de gradients pour l'encodage de l'information.

Les données acquises par IRM sont complexes (éléments de \mathbb{C} acquis grâce à une démodulation en phase et en quadrature du signal). Ainsi l'acquisition du plan de Fourier permet de reconstruire des images complexes comportant une amplitude et une phase. L'image d'amplitude renseigne sur l'amplitude, en chaque voxel, du signal reçu et la phase sur la façon dont l'aimantation d'un voxel est déphasée par rapport à une référence. L'information contenue dans la phase des images peut être manipulée en adaptant les séquences de façon à lui faire contenir des informations intéressantes comme, par exemple, le mouvement des aimantations. C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant et qui nous amènera jusqu'à la technique d'élastographie par résonance magnétique.

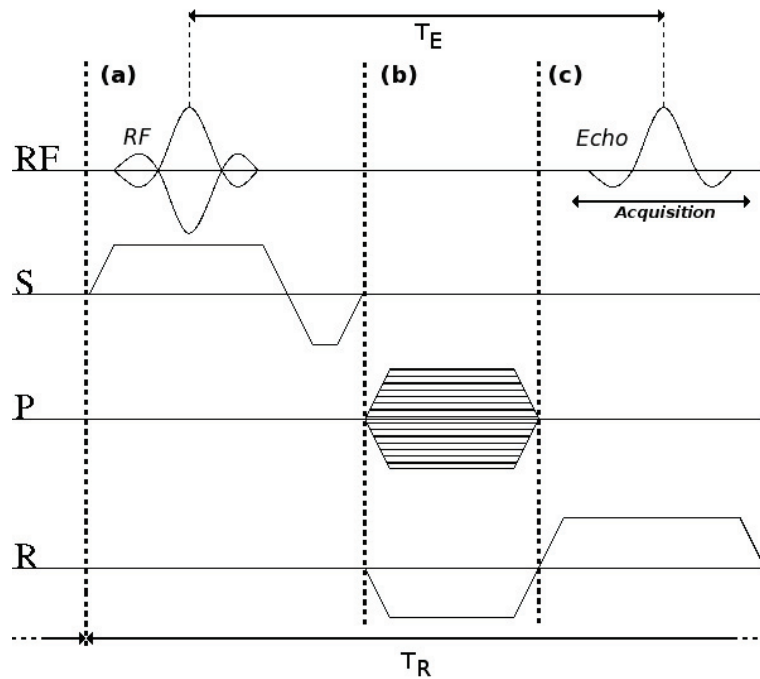


FIG. 4.3: Exemple de chronogramme de séquence IRM (écho de gradient). La partie (a) correspond à l'excitation du milieu : une onde radiofréquence est envoyée (ligne RF) pendant qu'un gradient permet de sélectionner la coupe désirée (ligne S). Ce gradient de sélection de coupe est ensuite inversé pour rephaser les aimantations déphasées par le gradient appliqué pendant l'émission au sein de la coupe. La partie (b) correspond à la sélection de phase : un gradient est appliqué dans la direction de phase (ligne P). L'amplitude de ce gradient change à chaque répétition de la séquence pour obtenir les différentes lignes de l'espace de Fourier. Un gradient est aussi appliqué selon la direction de lecture (ligne R) pour pré-déphasier les aimantations suivant cette direction. La dernière partie (c) correspond à l'écoute du signal RMN. L'application du gradient de lecture pendant l'acquisition RF permet à la fois de compenser le déphasage introduit en b) pour produire un écho de gradient à T_E et d'autre part, permet de donner aux aimantations un déphasage fonction de leur position dans la direction restante.

4.3 Principes de la séquence ERM

4.3.1 L'acquisition en contraste de phase en ERM

Cette technique a tout d'abord été utilisée pour estimer les flux à l'intérieur du corps. Elle sert maintenant aussi en ERM pour estimer de très faibles mouvements oscillatoires induits par une onde de cisaillement.

Principe de codage du mouvement

La transformée de Fourier inverse de l'espace des k précédemment acquis permet de reconstruire une image complexe. L'amplitude du signal reconstruit est fonction de la densité d'aimantations élémentaires présentes dans le milieu ainsi que des temps de relaxation. La phase renseigne sur la phase relative des aimantations et n'est, en général, pas utilisée pour fournir de l'information.

Le principe de ce type de séquence de codage du mouvement consiste à acquérir deux images du même milieu, une image de référence et une image après "l'application d'un mouvement". Ces deux images sont des images complexes comportant donc pour chaque pixel une information d'amplitude et une information de phase.

Dans une image, l'information de phase correspond à la phase des aimantations mesurée lors de l'acquisition. Une différence de phase entre deux images correspond à une différence de phase des aimantations entre les deux acquisitions. Si l'on applique un gradient de champ magnétique après l'excitation RF, les aimantations vont précesser à une vitesse fonction de leur position selon la direction du gradient créant ainsi un déphasage des aimantations suivant cette direction. Si, ensuite, le gradient est appliqué avec une polarité opposée, les aimantations n'ayant subi aucun déplacement vont retrouver leur phase d'origine. Cependant, les aimantations ayant subi un déplacement dans la direction du gradient vont garder un déphasage résiduel. La figure 4.4 décrit le principe de fonctionnement de l'une de ces séquences de codage du mouvement à l'origine de l'ERM.

Si l'on applique un gradient de champ magnétique selon l'axe X pendant une durée T , le déphasage induit par ce gradient de champ magnétique est donné par l'équation (4.10).

$$\Delta\phi = \gamma \cdot G_x \cdot x \cdot T \quad (4.10)$$

où $\Delta\phi$ est le déphasage induit par le gradient, G_x l'intensité de ce gradient de champ magnétique suivant l'axe X , x la position des aimantations suivant ce même axe et T le temps d'application du gradient.

Dans le cas d'un gradient non constant $G_x(t)$ et d'un objet mobile situé à la position $x(t)$, le déphasage induit par le gradient est donné par l'équation (4.11).

$$\Delta\phi = \gamma \int_0^T G_x(t) \cdot x(t) \cdot dt \quad (4.11)$$

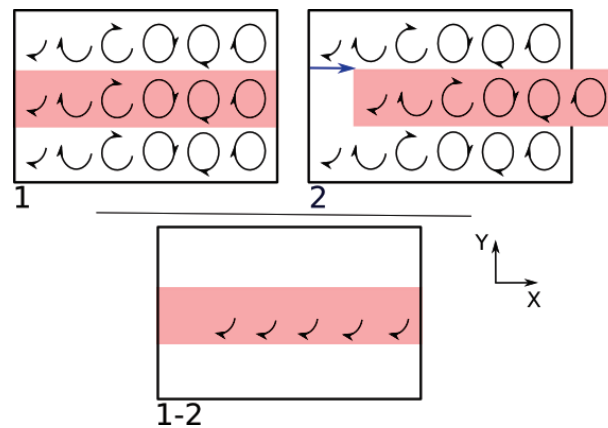


FIG. 4.4: Principe du codage de la vitesse dans un vaisseau sanguin : la zone rouge représente un vaisseau sanguin et les zones blanches des tissus fixes. Un gradient de champ magnétique selon X est appliqué. La partie (1) représente la phase de l'image de référence acquise avant le mouvement du sang dans le vaisseau (à $t = t_0^-$). La partie (2) représente l'image après le mouvement du sang (à $t = t_0^+$). Le calcul de la différence (1-2) retourne un déphasage lié au déplacement du fluide.

Si l'on applique un gradient $G_x(t) = G_{x,0}$ pendant un temps $T/2$ puis le gradient opposé $G_x(t) = -G_{x,0}$ pendant le même temps $T/2$, la formule (4.10) dans le cas d'un objet immobile ($x(t) = x_0$) donne $\Delta\phi = 0$. Mais $\Delta\phi \neq 0$ si $x(t)$ varie au cours du temps.

Ce raisonnement est généralisable pour toutes les directions de l'espace grâce à l'équation (4.12).

$$\Delta\phi = \gamma \int_0^T \vec{G}(t) \cdot \vec{r}(t) \cdot dt \quad (4.12)$$

Ces techniques sont utilisées pour l'estimation de mouvement comme le débit sanguin ou encore le suivi du mouvement myocardique [Moran, 1982, van Dijk, 1984, Drangova *et al.*, 1998].

Du codage d'un mouvement au codage d'une oscillation

Nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement au codage du mouvement généré par la propagation d'une onde de cisaillement dans un milieu. Pour cela, considérons d'abord un système d'aimantations élémentaires vibrant suivant l'axe x à une fréquence $\omega = \frac{2\pi}{T}$, la phase accumulée par leur aimantation sur N cycles avec un gradient de champ magnétique $G_x(t) = G_0 \cos(\omega t)$ est donnée par l'équation (4.17).

$$\Delta\Phi = \gamma \int_0^{\frac{2\pi N}{\omega}} G_x(t).x(t).dt \quad (4.13)$$

$$= \gamma \int_0^{\frac{2\pi N}{\omega}} G_0 \cos(\omega t) . \zeta . \cos(\omega t + \theta) . dt \quad (4.14)$$

$$= \gamma G_0 \zeta \left(\int_0^{\frac{2\pi N}{\omega}} \frac{\cos(\theta)}{2} . dt + \int_0^{\frac{2\pi N}{\omega}} \frac{\cos(2\omega t + \theta)}{2} . dt \right) \quad (4.15)$$

$$= \gamma G_0 \zeta \frac{\cos(\theta)}{2} \frac{2\pi N}{\omega} \quad (4.16)$$

$$= \frac{\gamma N T G_0 \zeta}{2} \cos(\theta). \quad (4.17)$$

avec ζ l'amplitude du déplacement et θ le déphasage entre le gradient de champ magnétique et le mouvement des aimantations.

On constate que si le mouvement des aimantations est en opposition de phase avec la valeur des gradients, la phase accumulée sera minimale, elle sera maximale s'ils sont en phase et nulle si les aimantations sont immobiles ($\zeta = 0$) ou en quadrature de phase ($\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $\theta = \frac{-\pi}{2}$).

Plus généralement, pour un volume, l'expression de l'accumulation de phase est donnée par l'équation (4.18).

$$\Delta\Phi(\vec{r}, \theta_0) = \frac{\gamma N T (\vec{G} \cdot \vec{\zeta})}{2} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} + \theta_0) \quad (4.18)$$

avec \vec{r} la position des aimantations dans le volume, θ_0 le déphasage à l'origine entre l'onde excitatrice et le gradient appliqué, N le nombre de cycles de l'accumulation de phases, T la période du gradient (et de l'excitateur), \vec{G} le vecteur gradient de champ magnétique, $\vec{\zeta}$ le vecteur du déplacement induit par la vibration et \vec{k} le vecteur d'onde.

Au vu de l'équation (4.12), on comprend que si l'on cherche à visualiser des déplacements induits par une onde de cisaillement, il faut appliquer des gradients oscillant à la même fréquence que l'onde excitatrice. Ces gradients sont appelés gradients de sensibilisation aux mouvements. Si ces gradients sont appliqués avant ceux de lecture, la phase des images acquises portera une information liée aux déplacements induits par l'onde de cisaillement.

La figure 4.5 donne un exemple de séquence ERM adaptée à partir d'une séquence d'écho de gradient (figure 4.3).

La fréquence de l'excitation est choisie de façon à être compatible avec les capacités techniques des gradients des systèmes d'IRM. L'ordre de grandeur est donc la centaine de hertz. Dans ces conditions, seule une onde de cisaillement a une célérité suffisamment faible pour présenter plusieurs cycles sur une même image, la possibilité de visualisation des ondes longitudinales reste donc actuellement impossible en ERM. La technique ERM permet de détecter des déplacements induits par l'onde de cisaillement de l'ordre de 100 nm [Mariappan *et al.*, 2010].

Afin de caractériser au mieux le mouvement des particules, il est nécessaire d'acquérir

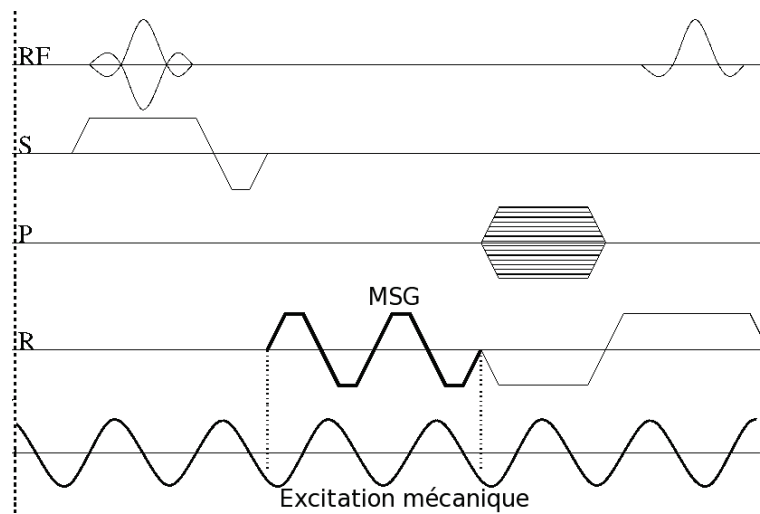


FIG. 4.5: Exemple de séquence d'Élastographie par Résonance Magnétique (ERM), basée sur une séquence d'écho de gradient. La différence avec une séquence classique est l'ajout de gradients de sensibilisation aux mouvements (*Motion Sensitive Gradients - MSG*).

un jeu de données correspondant à la sensibilisation aux mouvements pour chacune des trois directions de l'espace. Cependant, afin de conserver un temps d'acquisition raisonnable, toutes ces données ne sont généralement pas acquises et seule est retenue la direction de sensibilisation où le mouvement des particules est le plus important.

4.3.2 Génération de l'onde de cisaillement

La technique d'élastographie par résonance magnétique repose sur la génération puis l'étude de la propagation d'une onde de cisaillement dans un milieu. La génération de l'onde de cisaillement se fait généralement à l'aide d'un actionneur externe et amagnétique synchronisé avec l'application des gradients de sensibilisation aux mouvements. Le choix du type d'actionneur est déterminé par l'application souhaitée. Plusieurs solutions existent pour générer une onde de cisaillement au sein de la région à imager [Mariappan *et al.*, 2010].

La première solution est d'utiliser un actionneur piézo-électrique attaché à un bâti fixe. Cette solution est simple à utiliser mais les mouvements induits sont généralement faibles et les systèmes sont fragiles et coûteux.

Il est aussi possible d'utiliser une plaque vibrante, dont le mouvement alternatif à la fréquence désirée peut être obtenu, par exemple, en utilisant une bobine. En effet, une bobine dans laquelle passe un courant continu va créer un champ magnétique. L'interaction de ce champ magnétique avec le champ magnétique de l'IRM va générer un moment de rotation de la bobine. En appliquant un courant alternatif, il devient possible de créer un mouvement alternatif au dispositif ce qui permet de créer une onde de cisaillement [Muthupillai *et al.*, 1996, Glaser *et al.*, 2006, Kruse *et al.*, 2000a]. D'autres solutions pour mettre en mouvement la plaque sont possibles [Weaver *et al.*, 2005]. Le principe de fonc-

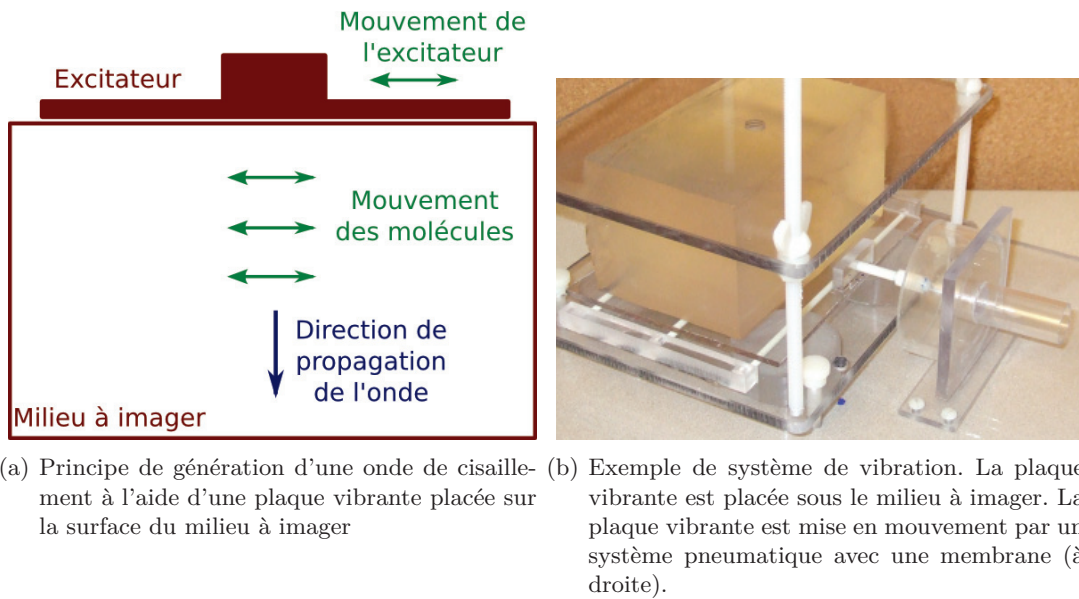


FIG. 4.6: Principe de fonctionnement et exemple de système d'excitation basé sur une plaque vibrante posée sur le milieu à imager.

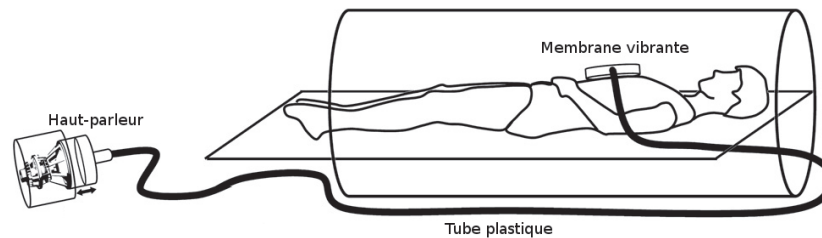


FIG. 4.7: Génération d'ondes de cisaillement à partir d'ondes de compression. Les ondes de compression sont générées par un haut-parleur situé à l'extérieur du champ magnétique de l'IRM. Les ondes sont transmises par un tube flexible jusqu'à une membrane vibrante posée sur le patient [Yin *et al.*, 2007].

tionnement ainsi qu'un exemple de système d'excitation basé sur une plaque vibrante à commande pneumatique sont présentés en figure 4.6.

D'autres travaux décrivent des techniques permettant de générer une onde de cisaillement basées sur la dualité entre onde de compression et onde de cisaillement (équation (1.11)). Dans ce cas, l'excitateur peut être une simple membrane vibrante reliée par un tube à un haut-parleur situé à l'extérieur de l'aimant (Fig. 4.7) [Yin *et al.*, 2007, Milot *et al.*, 2008].

Enfin, il faut mentionner les techniques qui utilisent des systèmes ultrasonores (et la force de radiation ultrasonore) comme par exemple des systèmes HIFU [Wu *et al.*, 2000, Souchon *et al.*, 2008].

4.3.3 Formation de l'image de la propagation de l'onde de cisaillement

Pour former une image d'onde de cisaillement, on acquiert une image de référence de façon à obtenir une cartographie des déphasages induits par tous les éléments extérieurs à l'onde de cisaillement. Cette image complexe sera notée I_{ref} dans ce paragraphe. Une seconde image est acquise avec application des gradients de sensibilisation aux mouvements. Cette image complexe sera notée I_{result} .

L'image de référence contient tous les déphasages parasites induits par les gradients appliqués pendant la séquence de base. L'image résultat contient ces mêmes déphasages mais contient en plus ceux liés à l'interaction entre les gradients oscillants et le mouvement induit par l'onde de cisaillement. La différence des deux images donne une image exempte des déphasages parasites et ne contenant plus que les déphasages liés au mouvement oscillatoire. L'image résultat (I_{finale}) est ainsi formée pixel par pixel en appliquant les équations (4.19) et (4.20). L'application de ces deux équations permet de calculer une image réelle (éléments de \mathbb{R}) des différences de phase (I_{finale}) à partir de deux images complexes (I_{ref} et I_{result}).

$$I_{\delta} = I_{ref}^* \cdot I_{result} \quad (4.19)$$

$$I_{finale} = \arctan2(\Re(I_{\delta}), \Im(I_{\delta})) \quad (4.20)$$

Pour former l'image I_{ref} , le gradient de sensibilisation au mouvement est annulé. Il est aussi possible, et judicieux, d'utiliser l'opposé du gradient permettant de former I_{result} . Cela permet l'accumulation de deux fois plus de différences de phase qu'avec un gradient nul pour la référence I_{ref} .

Plusieurs images sont alors acquises pour différents déphasages entre l'excitation mécanique et l'application du gradient de sensibilisation au mouvement (i.e. : différentes valeurs de θ_0 dans l'équation (4.18)). On obtient ainsi une pile d'images de phase, décrivant la propagation de l'onde de cisaillement dans le milieu. C'est cette pile d'images qui sera utilisée par la suite pour remonter au module de cisaillement.

La figure 4.8 représente plusieurs images de phase pour différents déphasages entre l'excitation mécanique et les gradients de sensibilisation au mouvement.

4.4 Principes de la reconstruction

Une onde de cisaillement traversant un milieu avec un fort module de cisaillement ira plus vite que si elle traverse un milieu avec un faible module de cisaillement. La longueur d'onde locale de l'onde de cisaillement renseigne donc sur le module de cisaillement local. La relation entre le module de cisaillement et la longueur d'onde est donnée par l'équation (4.21) [Kruse *et al.*, 2000b].

$$\mu = \rho f^2 \lambda_{onde}^2 \quad (4.21)$$

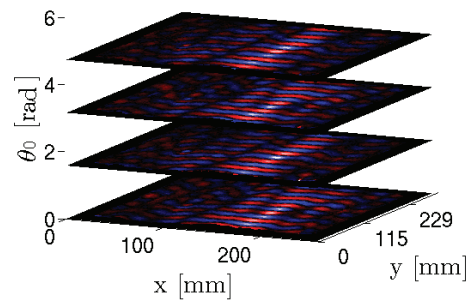
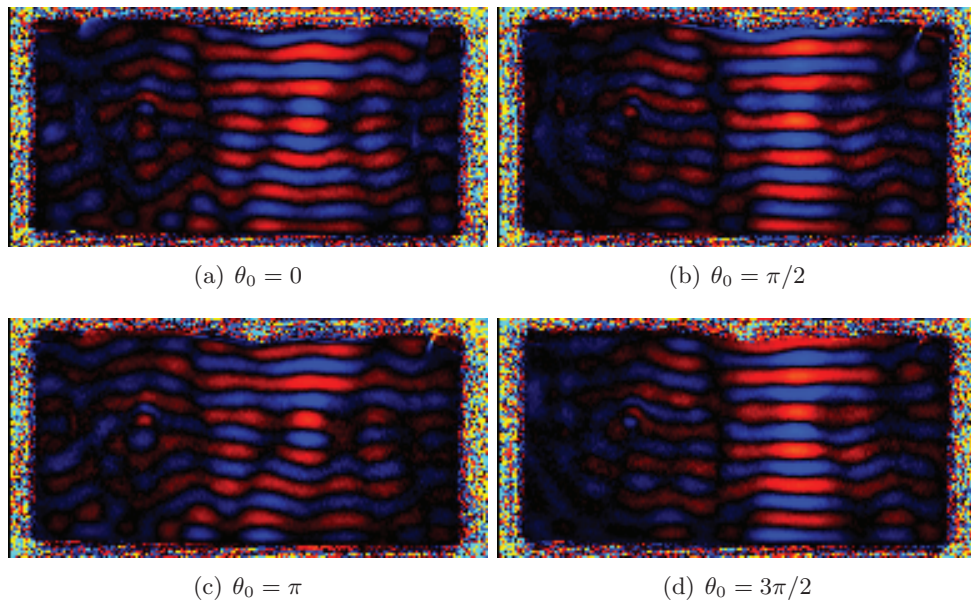


FIG. 4.8: Exemple de pile d'images d'une onde de cisaillement pour différentes valeurs de déphasage θ_0 entre l'excitation mécanique et les gradients de sensibilisation au mouvement. Ces différentes images représentent la propagation de l'onde de cisaillement dans le milieu.

où ρ est la masse volumique du milieu, λ_{onde} est la longueur d'onde et f la fréquence de l'excitation.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment filtrer les données extraites de l'acquisition IRM afin de ne garder que les informations pertinentes pour la reconstruction. Nous verrons ensuite comment déduire le module de cisaillement à partir des images d'ondes.

4.4.1 Filtrage

Déroulement de phase

Dans la mesure où l'on s'intéresse seulement à l'image de phase, le résultat de la mesure se situe dans l'intervalle $[-\pi, \pi[$. Ainsi, mesurer de manière univoque un déphasage $\Delta\phi$ supérieur à π est impossible car cela se traduit par un repliement de phase. Il est cependant possible, à partir d'images acquises de reconstruire la "véritable" image de phase en utilisant la propriété de continuité de la phase dans l'image. Toute différence de phase supérieure à π entre deux échantillons (ou deux ensembles d'échantillons) traduira le fait qu'un saut de phase a eu lieu.

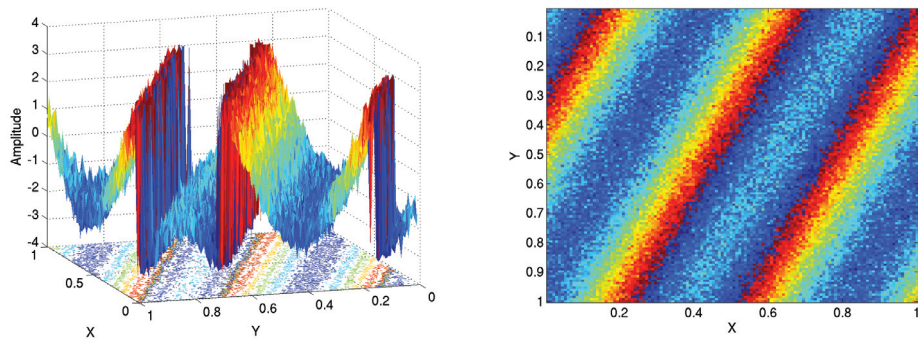
Dans le cas de signaux 1D, il est simple de compenser ce saut de phase en ajoutant 2π à la zone concernée. L'opération est plus délicate dans le cas de signaux de dimension supérieure car il est difficile de savoir quel point prendre pour référence et dans quelle direction a eu lieu le saut de phase. Plusieurs solutions ont été proposées pour résoudre ce problème comme par exemple les algorithmes *Quality-Guided Path-Following Algorithm* [Ghiglia and Pritt, 1998], *Flynn's Minimum Discontinuity algorithm* [Ghiglia and Pritt, 1998] ou la méthode de Costantini [Costantini, 1998].

La figure 4.9 montre un exemple d'image présentant des sauts de phase (figures 4.9(a) et 4.9(b)) ainsi que l'effet de l'application d'un algorithme de déroulement de phase 1D (figure 4.9(c)) et de l'algorithme *Quality-Guided Path-Following Algorithm* (figure 4.9(d)).

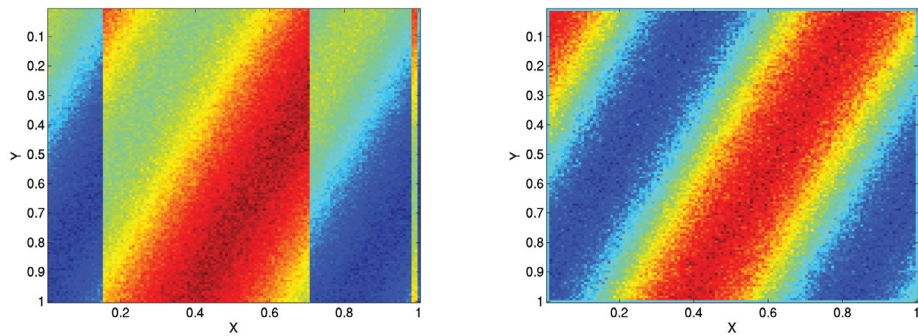
Filtrage dans la direction des déphasages

Lors de l'acquisition ERM, plusieurs images correspondant à différents déphasages (régulièrement réparties sur une période) entre l'excitation mécanique et l'application des gradients de sensibilisation aux mouvements sont formées. La pile de ces images forme une structure 3D dont la troisième dimension est la direction des déphasages. Pour un pixel donné, si l'on regarde dans la direction des déphasages, l'onde décrit un seul cycle (figure 4.10(a)). Si l'on ne considère que les fréquences positives, cela se caractérise par le fait que seul le second échantillon de la transformée de Fourier doit être non-nul. Les harmoniques d'ordre supérieur, apparaissant au cours des acquisitions, sont soit du bruit soit liées à des effets non-linéaires et peuvent donc être filtrées.

La figure 4.10 représente un exemple de projection dans la direction des déphasages (figure 4.10(a)) pour un pixel de la pile d'images (figure 4.8) ainsi que la valeur absolue



(a) Représentation 3D d'un signal bruité présentant des sauts de phase (b) Représentation 2D du même signal que sur l'image (a)



(c) Résolution des sauts de phase en utilisant un filtre unidirectionnel (d) Résolution des sauts de phase avec l'algorithme *Quality-Guided Path-Following Algorithm*.

FIG. 4.9: Exemple d'image bruitée présentant des sauts de phase (a) et (b), la même image avec sa phase déroulée par un algorithme 1D (fonction *unwrap()* de *MatLab*® (MathWorks, Natick, MA, USA) - figure (c)) ainsi que sa phase déroulée par un algorithme 2D (méthode *Quality-Guided Path-Following Algorithm* - figure (d)).

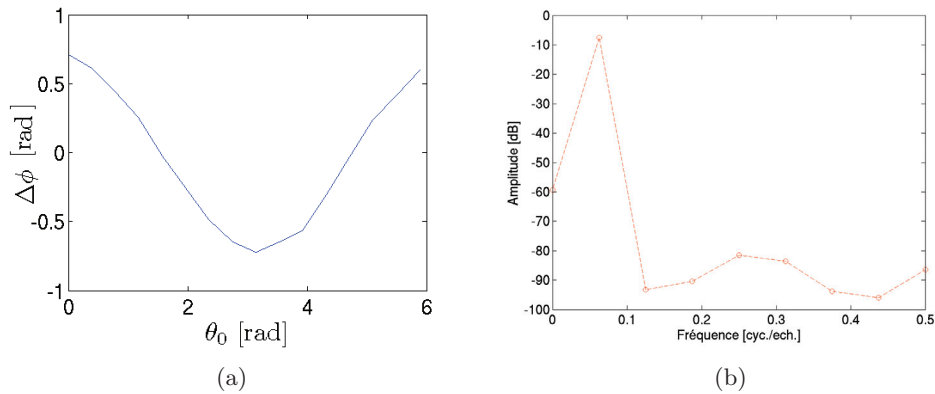


FIG. 4.10: Projection suivant la direction des déphasages d'un pixel d'une pile de 16 images du milieu étudié à la figure 4.8. La figure (a) correspond au déphasage induit dans le milieu par l'interaction entre le mouvement des particules du milieu et le gradient de sensibilisation aux mouvements en fonction du déphasage entre l'excitation mécanique et ces mêmes gradients. La figure (b) correspond au module de la transformée de Fourier de la figure (a) pour les fréquences positives.

de la transformée de Fourier associée (figure 4.10(b)).

Le filtre directionnel

Lors de sa propagation, l'onde de cisaillement émise peut se réfléchir sur les bords et les discontinuités du milieu, il se crée ainsi des réverbérations qui vont interférer avec l'onde incidente. Il est possible de différencier une onde incidente de ses réflexions en utilisant le filtrage directionnel décrit dans l'article [Manduca *et al.*, 2003].

Considérons une image représentant un milieu excité par une onde monochromatique acquise pour un déphasage $\theta = \theta_0$. Cette image représente une onde incidente et une onde réfléchie. Cette image peut alors être modélisée sous la forme de l'équation (4.22).

$$\begin{aligned}
 I_{\theta=\theta_0}(x, y) &= A_i \cos(2\pi(k_{x,0}x + k_{y,0}y) + \theta_0) \\
 &+ A_r \cos(-2\pi(k_{x,0}x + k_{y,0}y) + \theta_0 + \phi)
 \end{aligned}
 \tag{4.22}$$

avec $k_{x,0}$ et $k_{y,0}$ les fréquences spatiales respectivement selon les axes X et Y, A_i et A_r les amplitudes des ondes incidente et réfléchie et ϕ la phase à l'origine de l'onde réfléchie.

L'apparition d'une onde réfléchie fait apparaître des ondes stationnaires dans le milieu à imager. On définira le coefficient de réflexion comme le rapport des amplitudes de l'onde réfléchie A_r et de l'onde incidente A_i (équation (4.23)).

$$\Gamma = \frac{A_r}{A_i}
 \tag{4.23}$$

La figure 4.11 donne un exemple de pile d'images simulées représentant une onde se

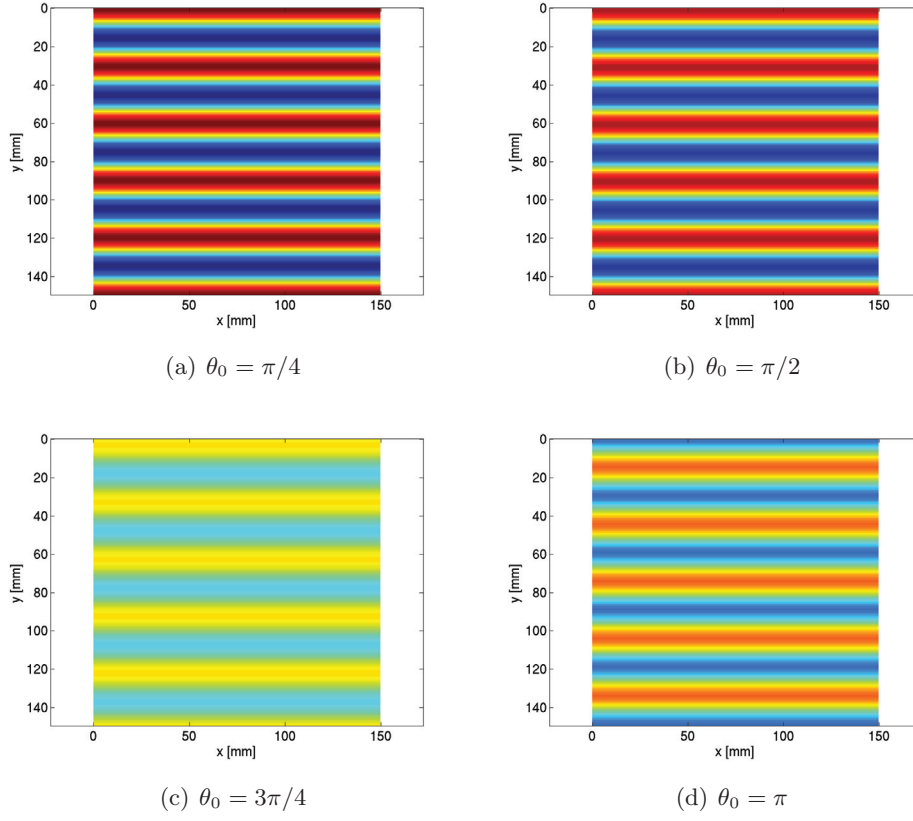


FIG. 4.11: Exemple de simulation d'onde se propageant dans un milieu non absorbant avec une onde réfléchie pour différentes valeurs de θ_0 . Le coefficient de réflexion vaut 0,75. La fréquence selon l'axe X, $k_{x,0}$, est nulle et la fréquence selon l'axe Y, $k_{y,0}$, est de $0,033 \text{ mm}^{-1}$. On voit sur ces images l'effet de l'interaction de deux ondes pour différentes valeurs de θ_0 .

propageant dans un milieu non absorbant ainsi qu'une onde réfléchie avec un coefficient de réflexion de 0,75 et la figure 4.12 représente la transformée de Fourier d'une de ces images.

Si l'on ne s'intéresse qu'à une seule image, il est impossible de différencier les ondes incidentes des ondes réfléchies car les deux se superposent aussi bien spatialement (équation (4.22)) que fréquentiellement (équation (4.24)).

$$\begin{aligned}
2\mathcal{F}_{2D}\{I(x, y)\}(k_x, k_y) &= (A_i e^{i\theta_0} + A_r e^{-i(\theta_0 + \phi)})\delta(k_x - k_{x,0}, k_y - k_{y,0}) \\
&+ (A_i e^{-i\theta_0} + A_r e^{i(\theta_0 + \phi)})\delta(k_x + k_{x,0}, k_y + k_{y,0}) \quad (4.24)
\end{aligned}$$

Il est donc impossible de séparer les deux ondes à partir d'une seule image. Cependant après l'acquisition ERM, on dispose d'une pile d'images correspondant à plusieurs valeurs de la phase à l'origine. La phase à l'origine θ devient donc une troisième dimension utilisable. L'équation (4.25) reprend l'équation (4.22) avec la dimension des déphasages.

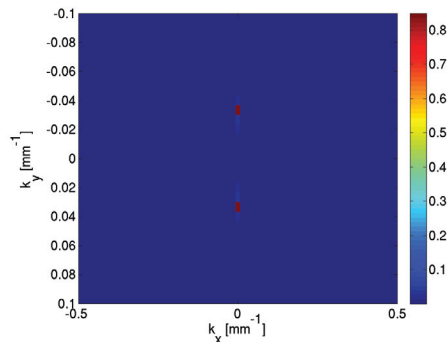


FIG. 4.12: Valeur absolue du spectre de l'image 4.11(a) : $\mathcal{F}_{2D}\{I(x, y)\}$ ($k_{x,0} = 0 \text{ mm}^{-1}$ et $k_{y,0} = 0,033 \text{ mm}^{-1}$).

$$\begin{aligned} I(x, y, \theta) &= A_i \cdot \cos(2\pi(k_{x,0} \cdot x + k_{y,0} \cdot y) + \theta) \\ &+ A_r \cdot \cos(-2\pi(k_{x,0} \cdot x + k_{y,0} \cdot y) + \theta + \phi) \end{aligned} \quad (4.25)$$

La transformée de Fourier correspondant à l'équation (4.25) est donnée par l'équation (4.26).

$$\begin{aligned} 2 \cdot \mathcal{F}_{3D}\{I(x, y, \theta)\}(k_x, k_y, k_\theta) &= A_i \delta(k_x - k_{x,0}, k_y - k_{y,0}, k_\theta - \frac{1}{2\pi}) \\ &+ A_i \delta(k_x + k_{x,0}, k_y + k_{y,0}, k_\theta + \frac{1}{2\pi}) \\ &+ A_r e^{i\phi} \delta(k_x + k_{x,0}, k_y + k_{y,0}, k_\theta - \frac{1}{2\pi}) \\ &+ A_r e^{-i\phi} \delta(k_x - k_{x,0}, k_y - k_{y,0}, k_\theta + \frac{1}{2\pi}) \end{aligned} \quad (4.26)$$

La figure 4.13 représente les plans $k_\theta = -1/2\pi$ et $k_\theta = 1/2\pi$ de la transformée de Fourier 3D décrite à l'équation (4.26). Il s'agit des deux seuls plans non nuls de la transformée de Fourier (ces plans correspondent à une période). Comme décrit dans le paragraphe sur le filtrage dans la direction des déphasages, les autres plans correspondent aux harmoniques du signal. Ainsi les données de ces plans peuvent être mises à zéro. Il est à noter que le plan $k_\theta = -1/2\pi$ n'est que le conjugué du plan $k_\theta = 1/2\pi$ auquel aura été appliquée une rotation de 180° car les données utilisées sont des données réelles.

Si l'on remplace par des zéros les demi-plans correspondant à l'onde réfléchie, on ne conserve que l'onde incidente. La figure 4.14 reprend des images de la figure 4.11 une fois le filtrage de l'onde réfléchie effectué.

La direction de propagation de l'onde est donnée par le paramètre $\arctan2(k_x, k_y)$ et la fréquence spatiale de cette onde par le paramètre $\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Il est donc possible de filtrer les images pour ne conserver que la direction de propagation souhaitée.

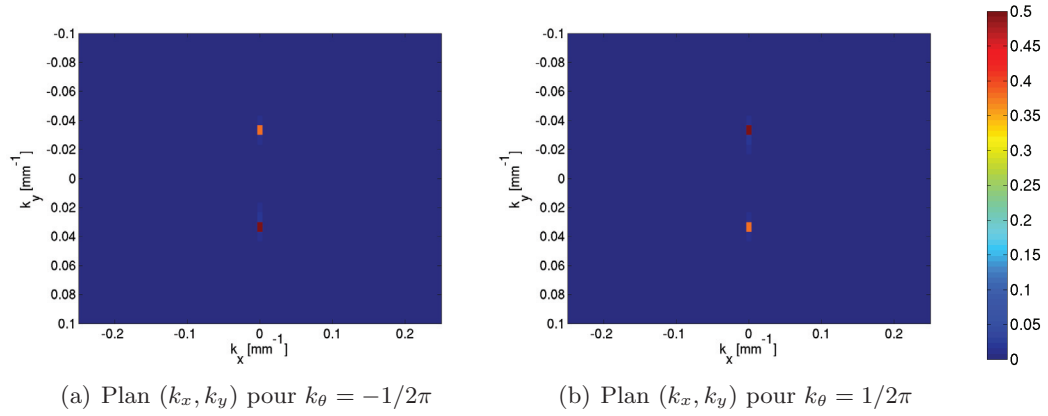


FIG. 4.13: Plans non nuls de la transformée de Fourier 3D de la pile d'images représentée à la figure 4.11 : $\mathcal{F}_{3D}\{I(x, y, \theta)\}$ ($k_{x,0} = 0 \text{ mm}^{-1}$ et $k_{y,0} = 0,033 \text{ mm}^{-1}$).

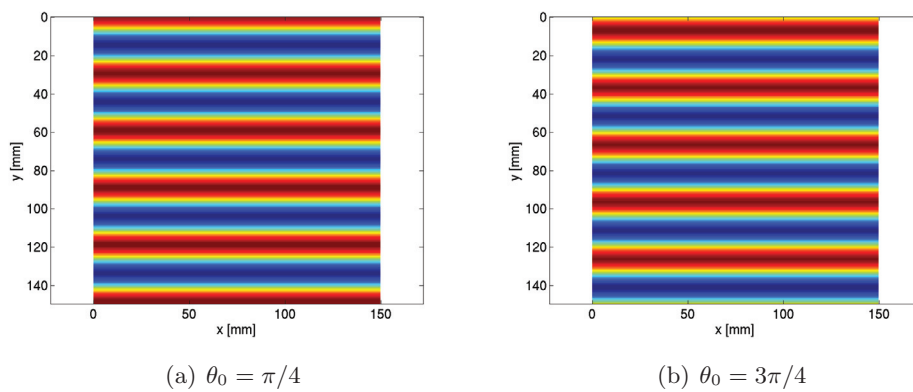


FIG. 4.14: Images de l'onde représentées à la figure 4.11 après filtrage de l'onde réfléchie pour $\theta_0 = \pi/4$ et $\theta_0 = 3\pi/4$.

En plus de ce filtrage directionnel, il est possible d'ajouter un filtrage spatial. Nous avons vu dans l'équation (4.21) qu'à chaque module de cisaillement correspond une longueur d'onde. Ainsi si la gamme de modules de cisaillement est connue (et pour les tissus mous biologiques, il sera toujours possible de définir cette gamme plus ou moins précisément), il pourra être déduit la gamme de longueurs d'onde et donc de fréquences $\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ à conserver dans chacune des images [Manduca *et al.*, 2003].

La figure 4.15 donne un exemple de filtrage permettant d'isoler diverses directions de propagation.

4.4.2 Méthodes d'inversion

Une fois les images d'ondes filtrées, l'estimation du module de cisaillement peut être réalisée. Il existe plusieurs techniques d'estimation du module de cisaillement. Nous pouvons notamment citer les techniques de dérivation de phase, les techniques d'estimation locale de fréquences par rapport de filtres ou encore les méthodes d'inversion de l'équation d'onde.

Dans ce paragraphe, nous décrirons la technique de dérivation de phase et la technique d'inversion de l'équation d'onde. Nous décrirons ensuite les techniques d'estimation locale de fréquence au chapitre 6 afin de pouvoir entrer plus en détail dans le fonctionnement de cette classe d'algorithmes que nous avons privilégiée dans notre étude.

Dérivation de phase

Si l'on considère un élément de la pile d'images et que l'on regarde dans la direction des déphasages, théoriquement, on obtient une seule sinusoïde (figure 4.10(a)). On peut en extraire sa phase à l'aide d'une transformée de Fourier dans la direction des déphasages.

Cette phase va être reliée au temps que l'onde a mis à arriver en ce point. Ainsi, le gradient de la phase, égal au nombre d'onde, est inversement proportionnelle à la longueur d'onde locale.

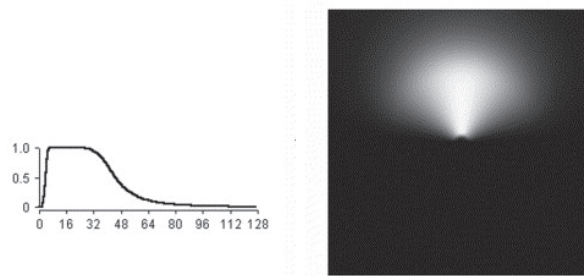
La méthode consiste à calculer pour chaque position de l'image la transformée de Fourier dans la direction des déphasages et à n'en garder que la phase (l'amplitude de la transformée de Fourier renseigne sur l'amplitude de l'onde). L'image des phases est alors déroulée pour éviter les sauts de phase (paragraphe 4.4.1). Après une étape de filtrage, la longueur d'onde pourra être obtenue à partir du gradient de cette phase déroulée.

L'équation (4.27) donne la mesure du module de cisaillement μ en fonction du gradient de la phase $\vec{\nabla}\psi$ [Ringleb *et al.*, 2007].

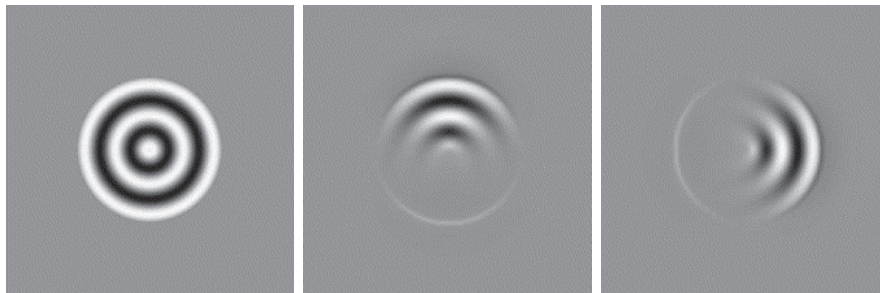
$$\mu = \rho f_{ex}^2 \left(\frac{2\pi}{\|\vec{\nabla}\psi\|R} \right)^2 \quad (4.27)$$

où f_{ex} est la fréquence d'excitation et R la résolution exprimée en *pixels/m*.

La figure 4.16 reprend les différentes étapes de cette méthode avec des données simulées correspondant à un milieu composé de deux régions aux propriétés mécaniques différentes



(a) Profil de la composante radiale du filtre utilisé. (b) Masque de sélection de la direction dans l'espace fréquentiel pour un filtre ne conservant que l'onde se propageant de bas en haut.



(c) Exemple d'image d'onde originale (d) Exemple d'image reconstruite à l'aide du filtre directionnel présenté à la figure (b). (e) Exemple d'image reconstruite à l'aide d'un filtre ne conservant que l'onde se propageant de la gauche vers la droite.

FIG. 4.15: Exemple de filtrage directionnel. Le profil de la composante radiale du filtre utilisé permettant une sélection de la fréquence spatiale est donné par la figure (a). Il s'agit d'un filtre de Butterworth passe-bande. Le gabarit du filtre permettant de conserver les fréquences correspondant à une propagation de bas en haut est donné par la figure (b). Il s'agit du gabarit radial présenté à la figure (a) pondéré par \cos^2 (demi-espace inférieur étant mis à 0). La figure (c) présente un exemple d'onde se propageant depuis une source ponctuelle se situant au centre de l'image vers les bords. L'onde se propageant dans toutes les directions, la transformée de Fourier est un cercle à la fréquence de l'onde. Une fois le masque appliqué à la transformée de Fourier, on calcule la transformée de Fourier inverse et on reconstruit la pile d'images. La figure (d) représente cette image d'onde après application du filtre présenté à la figure (b) ne conservant que les ondes se propageant de bas en haut. La figure (e) représente l'image d'onde après application d'un autre filtre ne conservant que l'onde se propageant de la gauche vers la droite. [Manduca *et al.*, 2003]

et pour lesquelles différents niveaux de bruit ont été introduits. Le plus faible rapport signal à bruit considéré est de 40 dB.

On constate, sur la figure 4.16, que même pour un SNR élevé (40 dB), le bruit sur l'image résultante est important. Cela est dû à la nature passe-haut de l'opération de dérivation connue pour rehausser le bruit haute fréquence. Il est bien sûr possible de filtrer l'image avant l'application de l'opération de dérivation ou d'estimer le gradient local sur plusieurs échantillons mais cela se fait au détriment de la résolution spatiale de l'estimation du module de cisaillement.

De même, la présence de discontinuités dans la phase déroulée mesurée entraînera une valeur importante du gradient local et donc une erreur d'estimation du module de cisaillement local (figure 4.17).

Enfin, cette méthode n'est pas adaptée au cas où des ondes se superposent. Un filtrage directionnel est nécessaire pour ne conserver qu'une seule direction de propagation.

Inversion de l'équation d'onde

La méthode d'inversion de l'équation d'onde peut être plus ou moins complexe selon les hypothèses considérées. Dans le cas plus particulier de l'équation (1.16), l'estimation du module de cisaillement peut être faite à partir d'une seule polarisation du mouvement [Manduca *et al.*, 2001].

$$\mu = \frac{\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}}{\nabla^2 u_i} \quad (4.28)$$

où i représente une des trois directions de l'espace (x , y ou z).

Cette équation, certes simple, présente le désavantage de s'exprimer à l'aide de dérivées secondes, l'opération de dérivation étant connue pour amplifier le bruit. En pratique, le champ de déplacement obtenu sera donc filtré, lissé avant d'effectuer le calcul du module de cisaillement.

On prendra comme valeur pour u_i la valeur de la première harmonique de la transformée de Fourier dans la direction des déphasages de la pile d'images (permettant ainsi d'avoir une information de phase et d'amplitude du signal). Ce signal analytique est de la forme donnée par l'équation (4.29).

$$u_i(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) e^{i\theta} e^{-i\vec{k}(\vec{r}) \cdot \vec{r}} e^{i2\pi f_{ex} t}. \quad (4.29)$$

où \vec{r} est la position dans le milieu, $\vec{k}(\vec{r})$ le vecteur d'onde local et θ la phase à l'origine.

Cette nature sinusoïdale du déplacement de l'onde permet de simplifier l'équation (4.28) en (4.30).

$$\mu = \frac{-\rho (f_{ex} 2\pi)^2 u_i}{\nabla^2 u_i} \quad (4.30)$$

La figure 4.18 donne un exemple de reconstruction du module de cisaillement par inversion de l'équation d'onde sur des données simulées [Manduca *et al.*, 2001]. Cette méthode

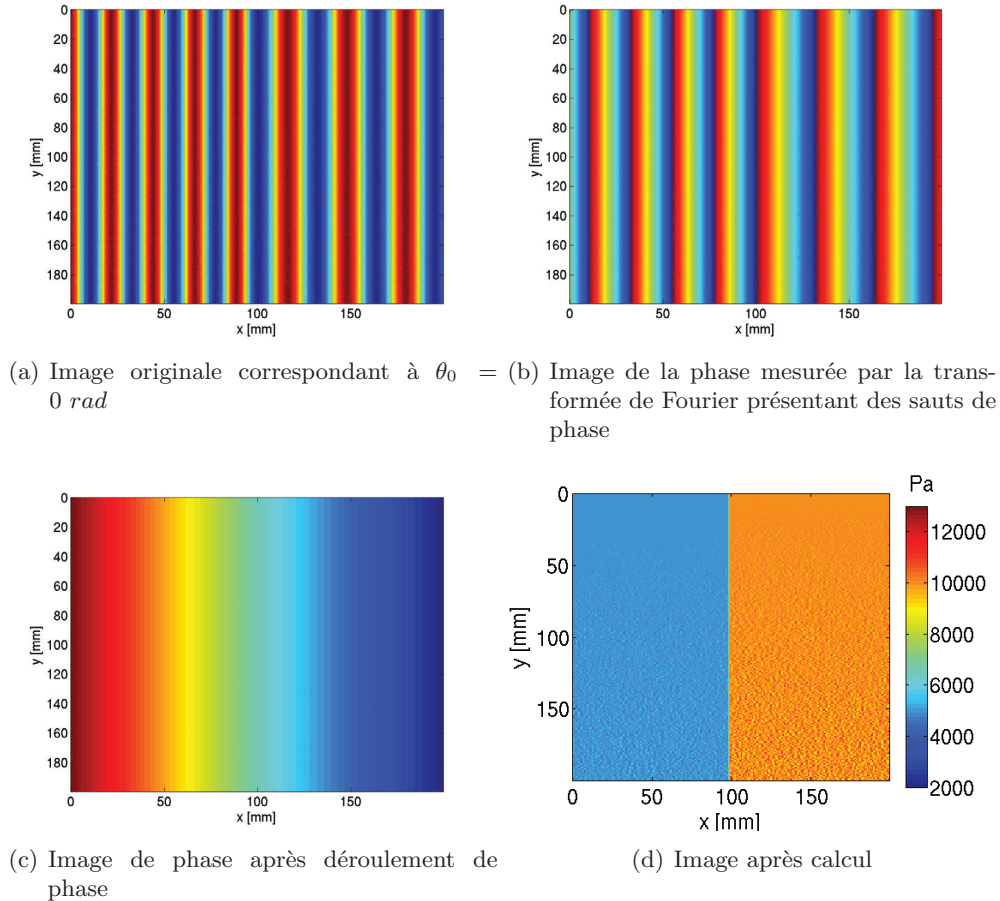


FIG. 4.16: Exemple d'image d'onde simulée représentant la propagation d'une onde de cisaillement dans un milieu composé de deux régions aux propriétés mécaniques différentes. La première région s'étend de $x = 0 \text{ mm}$ à $x = 100 \text{ mm}$ et est caractérisée par un module de cisaillement $\mu_1 = 5 \text{ kPa}$ tandis que la seconde localisée entre $x = 100 \text{ mm}$ et $x = 200 \text{ mm}$ présente un module de cisaillement $\mu_2 = 10 \text{ kPa}$. La fréquence d'excitation du milieu est de 100 Hz . Le SNR varie en fonction de y entre $+\infty$ et 40 dB . L'image correspondant à $\theta_0 = 0 \text{ rad}$ est donnée en figure (a). L'extraction de la phase par la transformée de Fourier dans la direction des déphasages est illustrée par la figure (b). Cette phase donnera la figure (c) après déroulement de phase. La pente locale correspond au nombre d'onde et donc en utilisant l'équation (4.27), on peut estimer le module de cisaillement local (figure (d)).

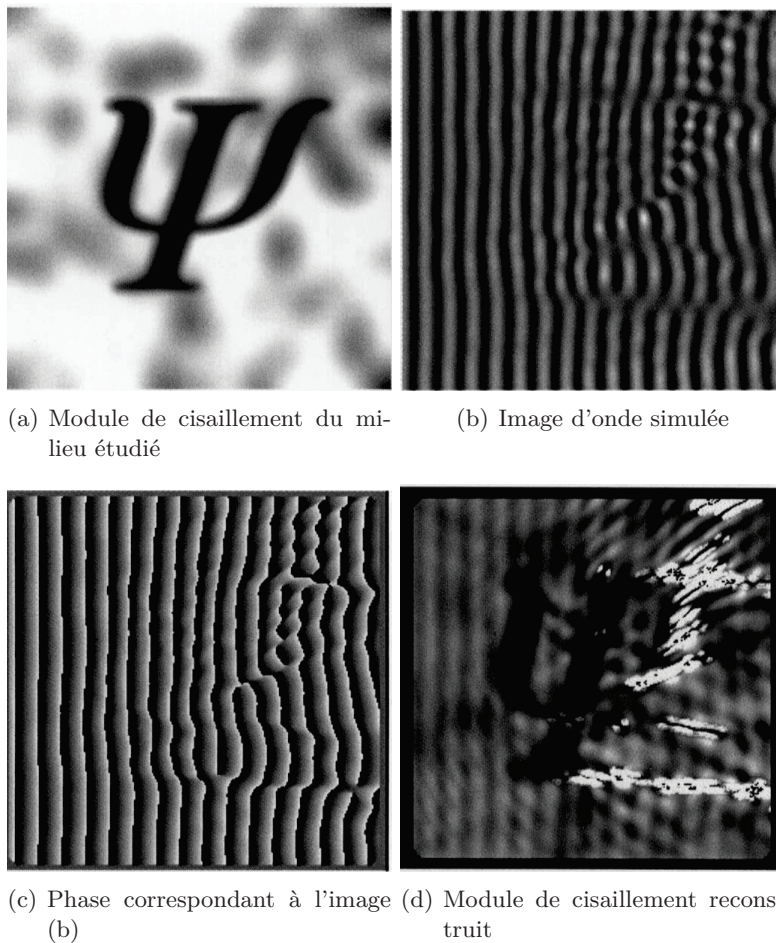


FIG. 4.17: Reconstruction du module de cisaillement par dérivation de phase dans un milieu complexe. La figure (a) représente le module de cisaillement du milieu. À partir de ce milieu, plusieurs images d'ondes sont alors simulées. Un exemple en est donné en figure (b). La phase locale (figure (c)) est calculée à partir de ces images d'onde puis le module de cisaillement est reconstruit (figure (d)). On constate que la présence de discontinuités dans la phase entraîne une valeur importante du gradient local et donc une erreur d'estimation du module de cisaillement local. [Manduca *et al.*, 2001]

présente moins d'artéfacts que la technique de dérivation de phase (4.17) mais elle reste cependant sensible au bruit. De plus, en raison de l'hypothèse d'homogénéité locale, des artéfacts peuvent apparaître au niveau des transitions du module élastique.

Afin d'améliorer l'estimation, Kwon et al. ([Kwon *et al.*, 2009]) ont proposé une méthode ne faisant pas l'hypothèse d'homogénéité locale et s'affranchissant du calcul de dérivées secondes via une formulation n'utilisant que des dérivées premières. Cet algorithme, appelé algorithme de décomposition du module de cisaillement a montré ses bonnes performances, notamment sur les régions de transition du module de cisaillement.

4.5 Conclusions

Après une courte introduction aux principes de l'imagerie par résonance magnétique, nous avons vu dans ce chapitre comment construire une image de phase contenant une représentation d'une onde de cisaillement à l'aide des séquences d'ERM. Nous avons ensuite vu comment, à partir d'une pile d'images de l'onde de cisaillement, on pouvait reconstruire une cartographie du module de cisaillement.

Dans la prochaine partie, nous nous intéresserons dans un premier temps aux modifications que l'on peut apporter à la séquence ERM afin d'accélérer l'acquisition puis nous présenterons une autre technique d'estimation du module de cisaillement local.

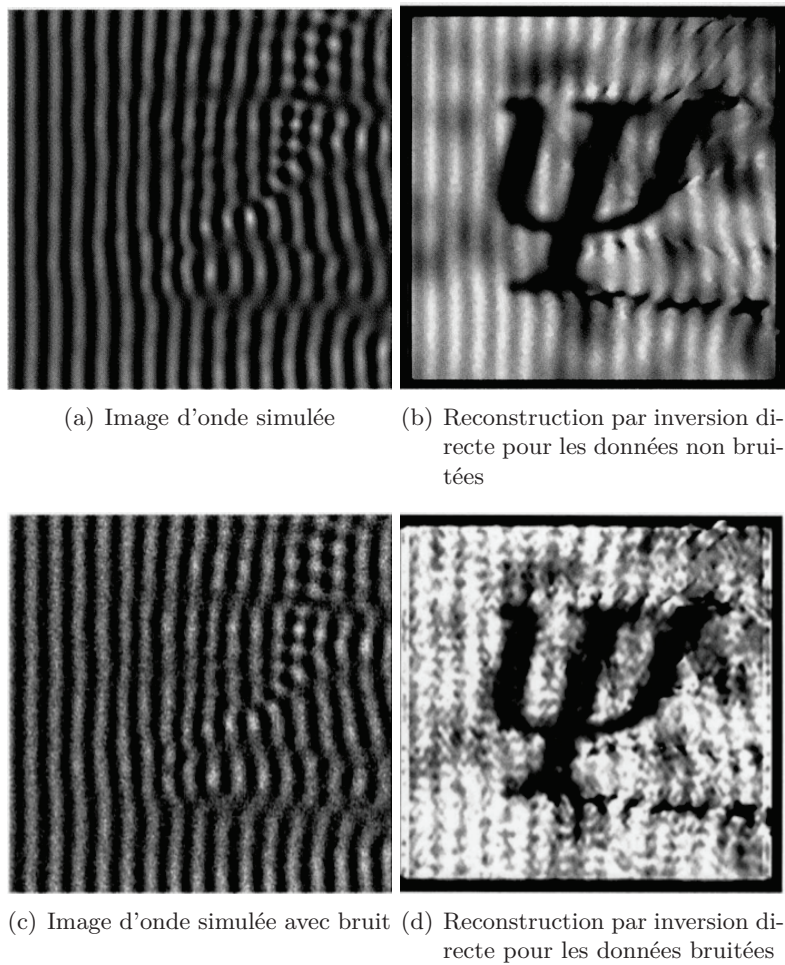


FIG. 4.18: Exemple de reconstruction par inversion de l'équation d'onde sur des données simulées. La figure 4.17(a) représente le module de cisaillement d'un milieu test utilisé pour cette simulation. L'image d'onde simulée est donnée par la figure (a) et la reconstruction par inversion de l'équation d'onde associée par la figure (b). Un bruit ($SNR = 5 : 1$) est ajouté à l'image d'onde précédente pour donner la figure (c). La reconstruction associée est donnée par la figure (d) (après filtrage du bruit). [Manduca *et al.*, 2001]

II Contributions ERM

Séquence d'imagerie simplifiée pour l'ERM

5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment il était possible, à partir de l'application d'un gradient de sensibilisation aux mouvements (MSG), de former une image d'onde de cisaillement à un instant t . En déphasant progressivement l'excitation mécanique du milieu et l'application des gradients MSG, une série d'images représentant la propagation de cette onde peut être obtenue.

L'imagerie par résonance magnétique, contrairement à l'échographie, est une technique d'imagerie lente. En effet, l'acquisition d'un seul plan d'imagerie peut prendre plusieurs secondes voire quelques minutes pour certaines séquences. L'ERM n'échappe pas à cette réalité et l'ajout des MSG implique de surcroît un allongement des durées d'acquisition. Il devient donc intéressant dans toute technique d'imagerie par résonance magnétique de pouvoir diminuer ces durées, la contrepartie pouvant être une dégradation de la qualité des données. Pour l'ERM, dans le cas d'acquisitions *in vivo*, cette diminution du temps d'acquisition des données joue un rôle encore plus crucial dans la mesure où les mouvements parasites peuvent grandement altérer la qualité des images d'onde résultantes et donc l'estimation de la cartographie du module de cisaillement du milieu.

Dans ce chapitre, nous allons présenter une technique permettant de diminuer considérablement le temps d'acquisition des données ERM. Cette modification de l'acquisition va nous amener à nous intéresser à la transformée de Fourier dans la direction des déphasages de la série d'images acquises. À partir de ces données, les élastogrammes seront reconstruits et les résultats comparés à ceux issus de la technique d'ERM conventionnelle.

La figure 5.1 résume la chaîne de traitement utilisée classiquement en ERM. Pour

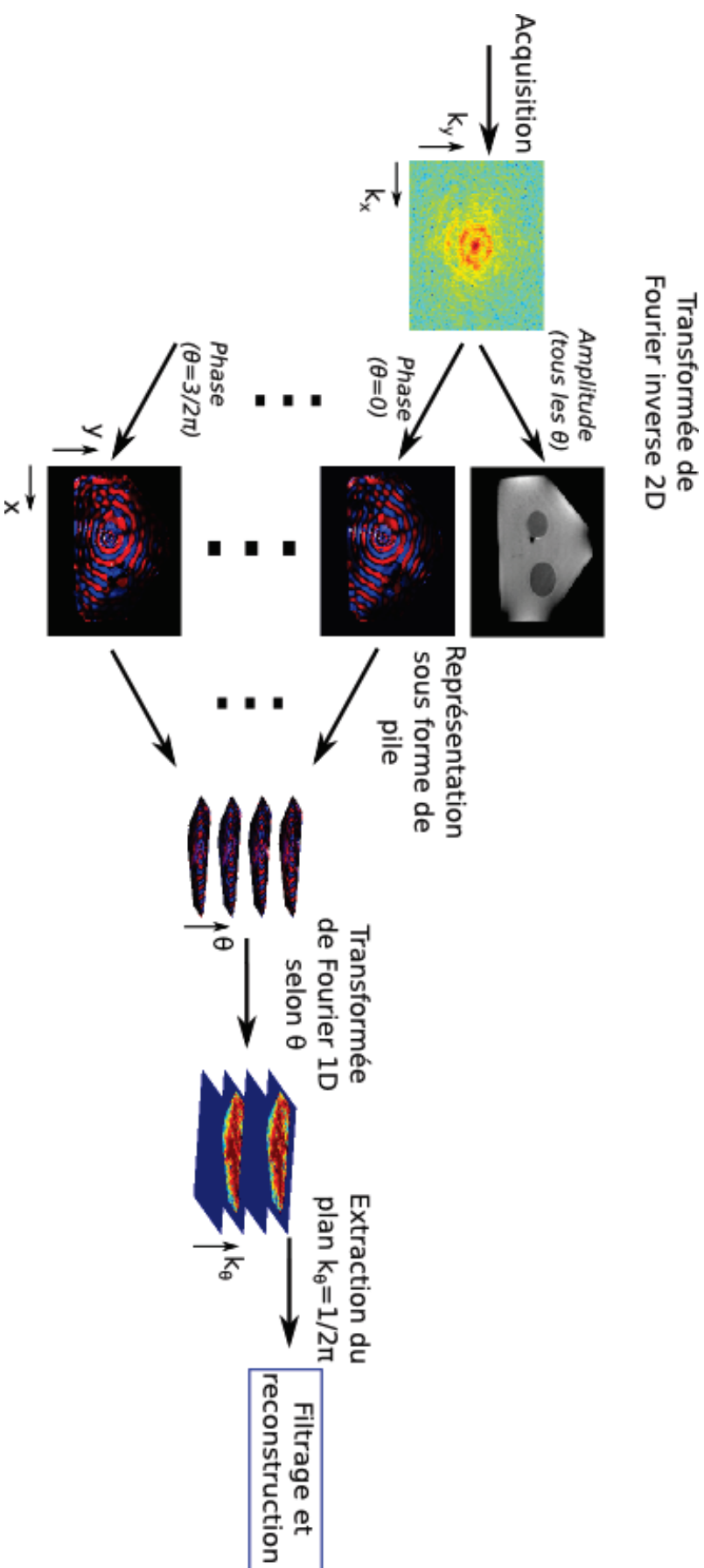


FIG. 5.1: Résumé de la chaîne de traitement utilisée en ERM. L'acquisition IRM se fait dans l'espace des fréquences spatiales (ou "espace des k^2 "). Le module de la transformée de Fourier 2D inverse de ces données permet d'obtenir l'image IRM classiquement utilisée en médecine, encore appelée "image d'amplitude". La phase, quant à elle, contient une représentation de l'onde de cisaillement. Ces images de phase sont obtenues pour plusieurs valeurs du déphasage θ entre l'excitation mécanique et l'application des gradients de sensibilité aux mouvements, puis représentées sous forme de pile d'images. Le plan $k_\theta = \frac{1}{2\pi}$ (paragraphe 4.4.1) de la transformée de Fourier dans la direction des déphasages θ peut être utilisé directement pour les algorithmes de filtrage et de reconstruction car il contient toutes les informations nécessaires.

cette technique, seul le plan correspondant à un cycle de la transformée de Fourier dans la direction des déphasages entre l'excitation mécanique et l'application des gradients de sensibilisation aux mouvements θ présente un intérêt. Le calcul de la transformée de Fourier est généralement effectué après l'acquisition. Nous allons voir dans ce chapitre qu'il est possible d'acquérir directement ce plan sans avoir à le calculer.

Ce plan étant complexe, deux images devront être acquises (l'une correspondant à la partie réelle et l'autre à la partie imaginaire). L'acquisition de deux images IRM au lieu d'un minimum de quatre contribuera à diminuer significativement le temps d'acquisition.

5.2 Description

5.2.1 Acquisition

Comme décrit au chapitre 4, l'interaction entre une onde mécanique induisant un déplacement \vec{p} à la position \vec{r} et un gradient de sensibilisation au mouvement \vec{G}_r se traduit par une modification de la phase des aimantations. Cette différence de phase est donnée par l'équation (5.1).

$$\phi(\vec{r}, \theta) = \gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) dt \quad (5.1)$$

où τ est le temps d'application des gradients de sensibilisation aux mouvements. Dans une acquisition réelle, ce paramètre est systématiquement pris comme étant un multiple entier de l'inverse de la fréquence d'excitation du milieu f_{ex} .

L'équation (5.2) donne l'expression de la transformée de Fourier des déphasages induits par l'onde de cisaillement $\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, k_\theta)$ selon la direction des déphasages θ .

$$\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, k_\theta) = \int_{\theta=0}^{2\pi} \phi(\vec{r}, \theta) e^{-i2\pi k_\theta \theta} d\theta \quad (5.2)$$

où k_θ représente les fréquences suivant la direction des déphasages.

En élastographie par résonance magnétique, on ne s'intéresse qu'aux données acquises dans un cycle de déphasage car celui-ci est suffisant pour décrire "totalement" le mouvement oscillatoire. Cela se traduit fréquemment par le fait que seuls les plans $\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi})$ et $\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, -\frac{1}{2\pi})$ présentent un intérêt.

Comme le déphasage est mesuré à l'aide de données réelles, la propriété de l'équation (5.3) implique que le plan $\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi})$ seul décrit tout le mouvement.

$$\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi}) = \mathcal{F}_\theta^*\{\phi\}(\vec{r}, -\frac{1}{2\pi}) \quad (5.3)$$

L'expression analytique de ce plan est donnée par l'équation (5.4).

$$\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi}) = \int_0^{2\pi} \phi(\vec{r}, \theta) e^{-i\theta} d\theta \quad (5.4)$$

L'équation (5.4) peut prendre la forme de l'équation (5.7).

$$\mathcal{F}_\theta\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi}) = \gamma \int_0^{2\pi} \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) e^{-i\theta} dt d\theta \quad (5.5)$$

$$= \gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \left(\int_0^{2\pi} \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) e^{-i\theta} d\theta \right) dt \quad (5.6)$$

$$= \gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \left(\int_0^{2\pi} \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) \cos(\theta) d\theta \right) dt \\ - \nu \gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \left(\int_0^{2\pi} \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) \sin(\theta) d\theta \right) dt \quad (5.7)$$

On constate que les quantités $\vec{G}_{\Re}(t) = \int_0^{2\pi} \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) \cos(\theta) d\theta$ et $\vec{G}_{\Im}(t) = \int_0^{2\pi} \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) \sin(\theta) d\theta$ dépendent du temps et peuvent être interprétées comme des gradients au sens de l'équation (5.1). Ainsi, pour acquérir $\mathcal{F}_\theta\{\phi\}$, il suffit de former une première image d'onde donnée par l'application du gradient \vec{G}_{\Re} pour la partie réelle et une seconde image d'onde formée par l'application du gradient \vec{G}_{\Im} pour l'opposé de la partie imaginaire.

On démontre en annexe B que quelle que soit la forme du gradient de sensibilisation au mouvement \vec{G}_r , les équations (5.8) et (5.9) restent vraies à un facteur multiplicatif près.

$$\gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \left(\int_0^{2\pi} \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) \cos(\theta) d\theta \right) dt \propto \gamma \int_{t=0}^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \cos(2\pi f_{ex} t) \vec{u}_i dt \quad (5.8)$$

$$\gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \left(\int_0^{2\pi} \vec{G}_r(t - \frac{\theta}{2\pi f_{ex}}) \sin(\theta) d\theta \right) dt \propto \gamma \int_{t=0}^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \sin(2\pi f_{ex} t) \vec{u}_i dt \quad (5.9)$$

où \vec{u}_i est la direction spatiale de sensibilisation au mouvement souhaitée.

L'acquisition avec la technique d'ERM simplifiée se fait donc en appliquant un gradient proportionnel à $\cos(2\pi f_{ex} t)$ et ensuite, un autre, déphasé de $\pi/2$ (proportionnel à $\sin(2\pi f_{ex} t)$) formant ainsi deux images de phases respectivement $\hat{\phi}_{\vec{r}, \Re}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r}, \Im}$.

La figure 5.2 montre l'adaptation de la séquence d'ERM classique (fig. 4.3) pour la technique d'acquisition simplifiée.

Nous nous proposons donc ici d'appliquer des gradients sinusoidaux. Cette forme de gradients est plus facilement réalisable par le système IRM. En effet, les gradients communément utilisés en ERM sont des gradients bipolaires, devant suivre une commande trapézoïdale, la réalisation d'un gradient de type créneaux étant impossible du fait des discontinuités lors des transitions. Le choix d'utiliser des gradients sinusoidaux devrait donc être plus facilement réalisable sur le plan matériel (moindre sollicitation des gradients).

Cependant, si les gradients appliqués sont sinusoidaux, l'amplitude du signal acquis est diminuée de 21% par rapport à celle résultant d'une acquisition avec des gradients de type créneaux à amplitude maximum des gradients égale¹. Cette perte peut être critique

¹L'amplitude du signal acquis avec un signal de type créneaux, dénotée A_{cren} , et celle du signal acquis avec des gradients sinusoidaux dénotée A_{sin} , sont telles que $A_{sin} = \frac{\pi}{4} A_{cren}$.

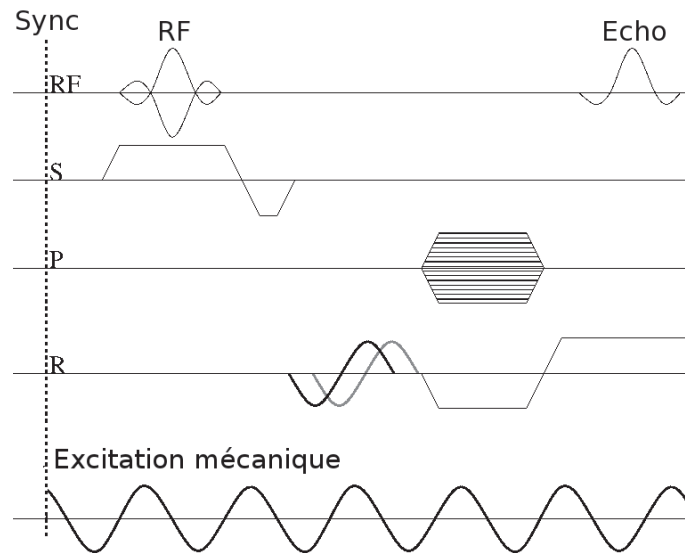


FIG. 5.2: Adaptation de la séquence d'ERM classique à la technique d'acquisition simplifiée. Une première image $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathfrak{R}}$ est acquise à l'aide du gradient de sensibilisation au mouvement correspondant à la courbe noire (cosinus). La seconde, $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathfrak{S}}$, est acquise à l'aide du gradient de sensibilisation au mouvement correspondant à la courbe grise (sinus).

lorsque le signal mesuré est faible. Une solution pour compenser cet effet, si c'est nécessaire et possible, consiste à appliquer une sollicitation mécanique en forme de créneau. Ainsi la puissance perdue dans le fondamental du gradient est compensée par un gain de puissance dans le fondamental de l'excitation mécanique (équation (5.1)). Une autre solution consiste à appliquer le gradient sinusoïdal plus longtemps. Cette solution est applicable au prix d'une augmentation du temps T_E minimal et donc d'une amplitude maximale de signal RMN récupérable plus faible.

De plus, à amplitude maximale égale, l'utilisation de gradients sinusoïdaux induira des courants de Foucault plus faibles que les gradients trapézoïdaux, ces courants étant liés à la dérivée de l'amplitude du gradient.

Il est cependant à noter que dans le cadre de l'acquisition ERM classique, l'excitation mécanique doit être la plus monofréquentielle possible afin d'éviter que les harmoniques de l'excitation n'interfèrent avec les harmoniques d'un gradient trapézoïdal. Il n'est donc pas recommandé d'appliquer un gradient trapézoïdal avec une sollicitation mécanique non sinusoïdale². La question ne se pose pas si le gradient appliqué est sinusoïdal.

²Même si l'onde mécanique générée est parfaitement monofréquentielle, il est possible que la propagation de l'onde dans le milieu (ou dans un guide d'onde permettant de l'acheminer jusqu'au dispositif positionné sur le patient) entraîne l'apparition d'harmoniques.

5.2.2 Reconstruction

Une fois l'acquisition faite avec ces deux gradients déphasés de $\pi/2$, les deux images obtenues peuvent être combinées pour en déduire une image complexe (équation (5.10)).

$$\int_0^{2\pi} \hat{\phi}(\vec{r}, \theta) e^{-i\theta} d\theta = \hat{\phi}_{\vec{r}, \Re} - i\hat{\phi}_{\vec{r}, \Im} \quad (5.10)$$

L'image complexe résultante peut être directement utilisée pour le filtrage directionnel ou les algorithmes d'estimation du module de cisaillement (chapitres 4 et 6). Cependant il est aussi possible de reconstituer la pile d'images d'ondes de cisaillement, si l'on veut, par exemple, tester les données avec des algorithmes nécessitant en entrée une série d'images décrivant la propagation de ces ondes. Pour cela, nous allons construire la transformée de Fourier de la pile d'images à partir de l'image complexe tout juste acquise.

Pour reconstruire la pile d'images, nous allons tout d'abord construire sa transformée de Fourier dans la direction des déphasages en fonction de ce que l'on sait des propriétés que doit avoir la pile d'images : cette transformée de Fourier ne doit comporter que deux plans non nuls liés par l'équation (5.3). On calcule ensuite la transformée de Fourier inverse dans la direction des déphasages. Cette étape est résumée par l'équation (5.11).

$$\hat{\phi}(\vec{r}, \theta) = \mathcal{F}_\theta^{-1} \left\{ (\hat{\phi}_{\vec{r}, \Re} - i\hat{\phi}_{\vec{r}, \Im}) \delta(k_\theta - \frac{1}{2\pi}) + (\hat{\phi}_{\vec{r}, \Re} + i\hat{\phi}_{\vec{r}, \Im}) \delta(k_\theta + \frac{1}{2\pi}) \right\} \quad (5.11)$$

5.3 Simulation

Nous avons, dans un premier temps, cherché à évaluer la méthode proposée avec des données issues d'une simulation du processus d'acquisition. Afin que les données simulées ne soient pas trop éloignées de la réalité, nous nous sommes appuyés sur des données proposées par la Mayo Clinic³. Ces données ERM ont été acquises sur un fantôme physique avec les paramètres listés dans la table 5.1. Ce fantôme contient 4 inclusions de tailles variables. Ces inclusions ont un module de cisaillement plus important (6,4 kPa) que le milieu environnant (2,9 kPa).

Ces données ERM représentent le déplacement induit par une onde de cisaillement dans le milieu. On a donc accès à une estimation du vecteur déplacement \vec{p} . Afin d'obtenir une meilleure résolution pour les calculs à suivre, nous avons interpolé la pile de 8 images en une pile de 64 images que nous avons recopiées à la suite formant ainsi une pile de 128 images, soit deux cycles de déplacement. Cette pile d'images représentant le déplacement est ensuite utilisée avec les deux gradients (équations (5.8) et (5.9)) afin de former les deux images $\hat{\phi}_{\vec{r}, \Re}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r}, \Im}$.

La figure 5.3 représente les différentes étapes de la simulation de l'acquisition des deux images $\hat{\phi}_{\vec{r}, \Re}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r}, \Im}$.

³Ces données se trouvent dans l'archive de leur programme : MRE/Wave [Grimm *et al.*, 2006]. Ce programme et les données associées peuvent être téléchargés à cette adresse : <http://www.mayo.edu/research/labs/magnetic-resonance-imaging/mre-wave>.

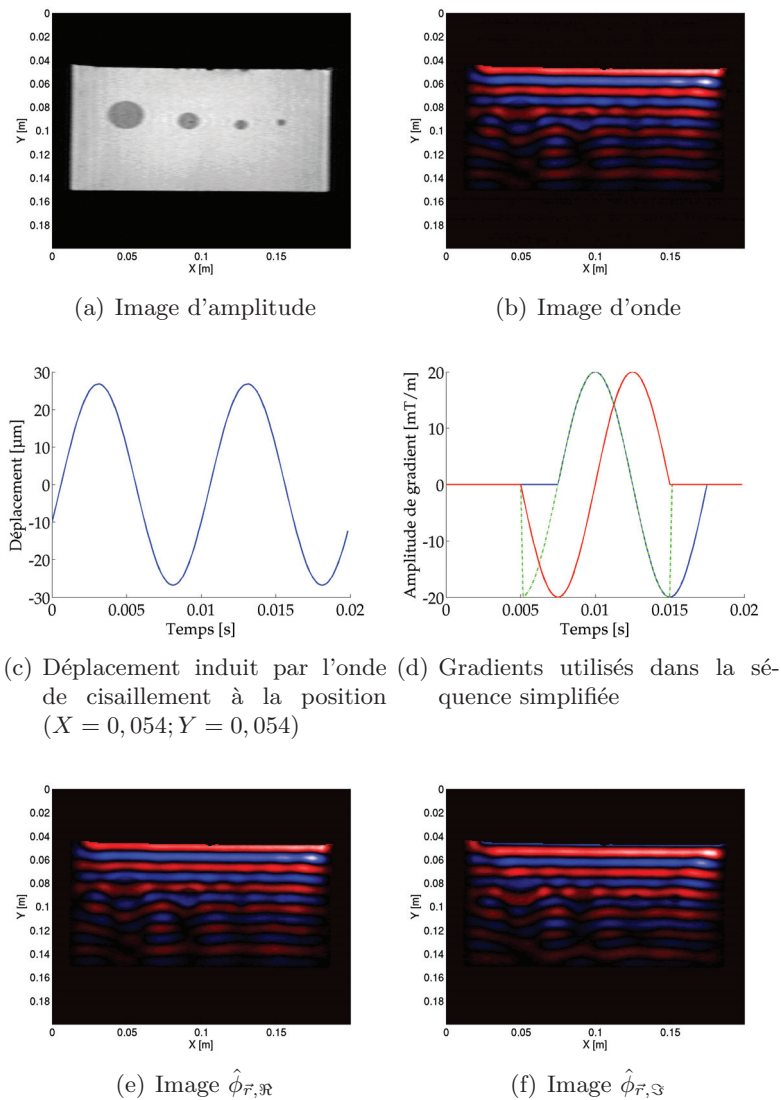


FIG. 5.3: Résumé des différentes étapes de la simulation de l'acquisition de $\hat{\phi}_{\vec{r}, \mathfrak{R}}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r}, \mathfrak{S}}$. Les figures (a) et (b) représentent une image d'amplitude et une image d'onde fournie dans l'archive du logiciel MRE/Wave. L'image (c) représente le déplacement induit par l'onde de cisaillement lors de l'acquisition aux coordonnées $(X = 0,054 \text{ m}; Y = 0,054 \text{ m})$. L'image (d) représente les gradients appliqués dans le cadre de la technique d'acquisition simplifiée. En rouge, le gradient à appliquer pour former l'image $\hat{\phi}_{\vec{r}, \mathfrak{S}}$. En vert pointillé, le gradient à appliquer pour former l'image $\hat{\phi}_{\vec{r}, \mathfrak{R}}$. Cependant, dans la pratique, on préférera déphaser l'excitation mécanique ou le moment de l'application du gradient (en bleu) pour éviter les variations brutales des gradients de l'IRM. Les images (e) et (f) représentent les images résultant de la simulation : $\hat{\phi}_{\vec{r}, \mathfrak{R}}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r}, \mathfrak{S}}$.

Paramètre	Valeur
Dimensions des images	256 × 256
Pas de phase	8
Nombre de coupes	1
Nombre de directions de sensibilisation	1
Champ de vue (FOV)	200 mm
Fréquence d'excitation	100 Hz
Cycle de gradients de sensibilisation aux mouvements	1

TAB. 5.1: Résumé des paramètres d'acquisition utilisés pour obtenir les données fournies par la Mayo Clinic dans le logiciel MRE/Wave.

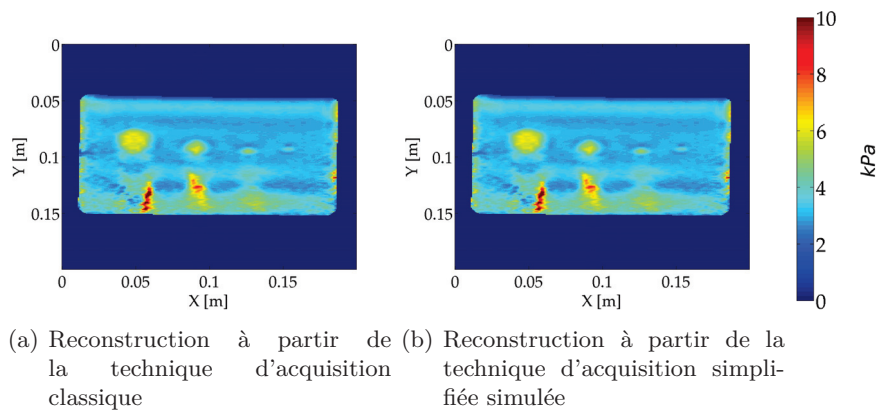


FIG. 5.4: Résultat de l'estimation du module de cisaillement local à partir des données issues d'une acquisition classique (a) et issues de la simulation de processus d'acquisition simplifiée (b). La moyenne de valeur absolue de la différence entre les deux estimations est de 0,008 kPa .

La figure 5.4 donne les résultats de l'estimation du module de cisaillement pour la séquence d'acquisition classique et la séquence d'acquisition simplifiée en simulation. On constate que les résultats sont quasi-identiques pour les deux techniques.

5.4 Système physique

Afin de tester notre méthode d'acquisition sur des données expérimentales, une nouvelle séquence a été programmée sur un IRM petit animal disponible au laboratoire CREATIS. Il s'agit d'un appareil BioSpec® fabriqué par la société Bruker BioSpin MRI GmbH. Il s'agit d'un IRM dont le champ statique est de 4,7 T et qui dispose de gradients Varian 156/100 HD d'intensité maximum 250 mT/m pour un temps de montée de 200 μs . Une antenne de type "bird cage" a été utilisée.

Le fantôme de prostate [Vray *et al.*, 2009, Boutet *et al.*, 2009] étudié dans ce paragraphe a été fabriqué à partir d'un cryogel d'alcool polyvinylique (PVA), acquérant ses propriétés mécaniques par cycles de congélation/décongélation [Duboeuf *et al.*, 2009]. Bien

qu'il ne soit pas possible de régler avec précision ses propriétés mécaniques, il doit être noté que le module d'Young du milieu augmente avec le nombre de cycles de congélation/décongélation. Il peut ainsi être généré un milieu test comportant plusieurs régions avec des modules d'Young différents, représentant par exemple une prostate et les tissus environnants. Dans notre cas, la région correspondant à la glande est celle ayant subi le plus faible nombre de cycles. Le fantôme est mis en vibration à l'aide d'une aiguille aimantée actionnée par un excitateur piezo-électrique. Une séquence de type *Spin Echo*⁴ a été choisie.

Nous avons acquis une première série d'images correspondant à une acquisition ERM classique avec des gradients trapézoïdaux et comportant 16 pas de phase. Un second jeu de données comportant également 16 pas de phase a été acquis avec des gradients sinusoïdaux. Les images d'ondes ont été obtenues pour des déphasages entre l'excitation mécanique et l'application des gradients de sensibilisation aux mouvements régulièrement répartis entre 0 rad et $15\pi/8 \text{ rad}$.

Pour chacune des acquisitions ERM classiques, les images correspondant à des déphasages de 0 et $\pi/2 \text{ rad}$ sont extraites. Ces deux jeux de 2 images serviront d'images $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathbb{R}}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathbb{S}}$ pour deux reconstructions comme décrit par l'équation (5.11). Les images acquises avec des gradients sinusoïdaux utilisées pour la reconstruction seront nommées $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathbb{R}}^{\sim}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathbb{S}}^{\sim}$. Les images acquises avec des gradients trapézoïdaux utilisées pour la reconstruction seront nommées : $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathbb{R}}^{\square}$ et $\hat{\phi}_{\vec{r},\mathbb{S}}^{\square}$.

Avant de reconstruire les élastogrammes, les images d'ondes sont filtrées par un filtre passe-bande non-directionnel de Butterworth d'ordre 4 dont les fréquences de coupure correspondent à 1 kPa et 25 kPa .

Le tableau 5.2 présente les paramètres de l'acquisition IRM et ERM.

Le temps d'acquisition pour les deux séries de données obtenues à l'aide de séquences ERM classiques est de 17 minutes 6 secondes (pour 16 pas de phase). Le temps nécessaire à l'acquisition simplifiée (deux images avec gradients sinusoïdaux) est donc, théoriquement, de 2 minutes et 8 secondes.

La figure 5.5 donne des exemples d'images d'amplitude et de phase acquises avec une séquence ERM classique et des gradients trapézoïdaux ou sinusoïdaux ainsi que les élastogrammes correspondants.

À l'aide de la méthode décrite au paragraphe 5.2.2, des piles de 4 images ont été reconstruites à partir des jeux de 2 images correspondant à une acquisition simplifiée. La figure 5.6 présente les résultats de la reconstruction du module de cisaillement pour les différents cas étudiés et la figure 5.7 affiche une comparaison de ces modules de cisaillement.

D'une manière générale, nous pouvons observer que les élastogrammes obtenus, que ce soit avec l'acquisition classique ou simplifiée, ainsi qu'avec des gradients trapézoïdaux ou

⁴Cette séquence est constituée d'un basculement initial des aimantations à 90° , de l'application des gradients de sensibilisation aux mouvements puis d'une impulsion de 180° (afin de refocaliser le signal RMN) puis de l'acquisition d'une ligne de l'espace des k [Hashemi and Bradley, 1997]. Cette séquence permet de diminuer les artéfacts de susceptibilité magnétique.

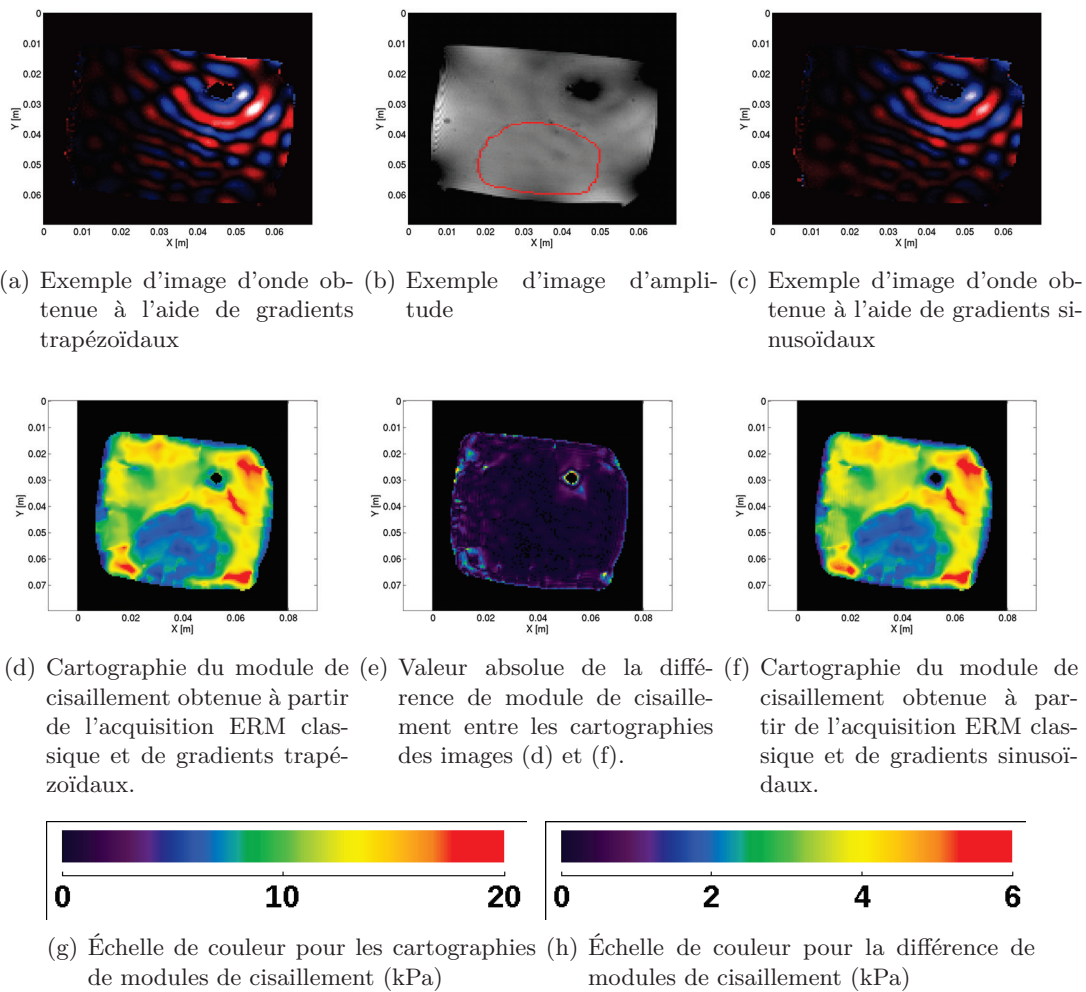


FIG. 5.5: Exemples d'images d'amplitude (b) et de phase acquises avec des gradients trapézoïdaux (a) et des gradients sinusoidaux (c) ainsi que les élastogrammes correspondants ((d) et (f)). La valeur absolue de la différence de module de cisaillement entre ces deux élastogrammes est donnée en figure (e). Le contour rouge sur l'image d'amplitude représente la frontière entre les deux milieux aux propriétés mécaniques différentes.

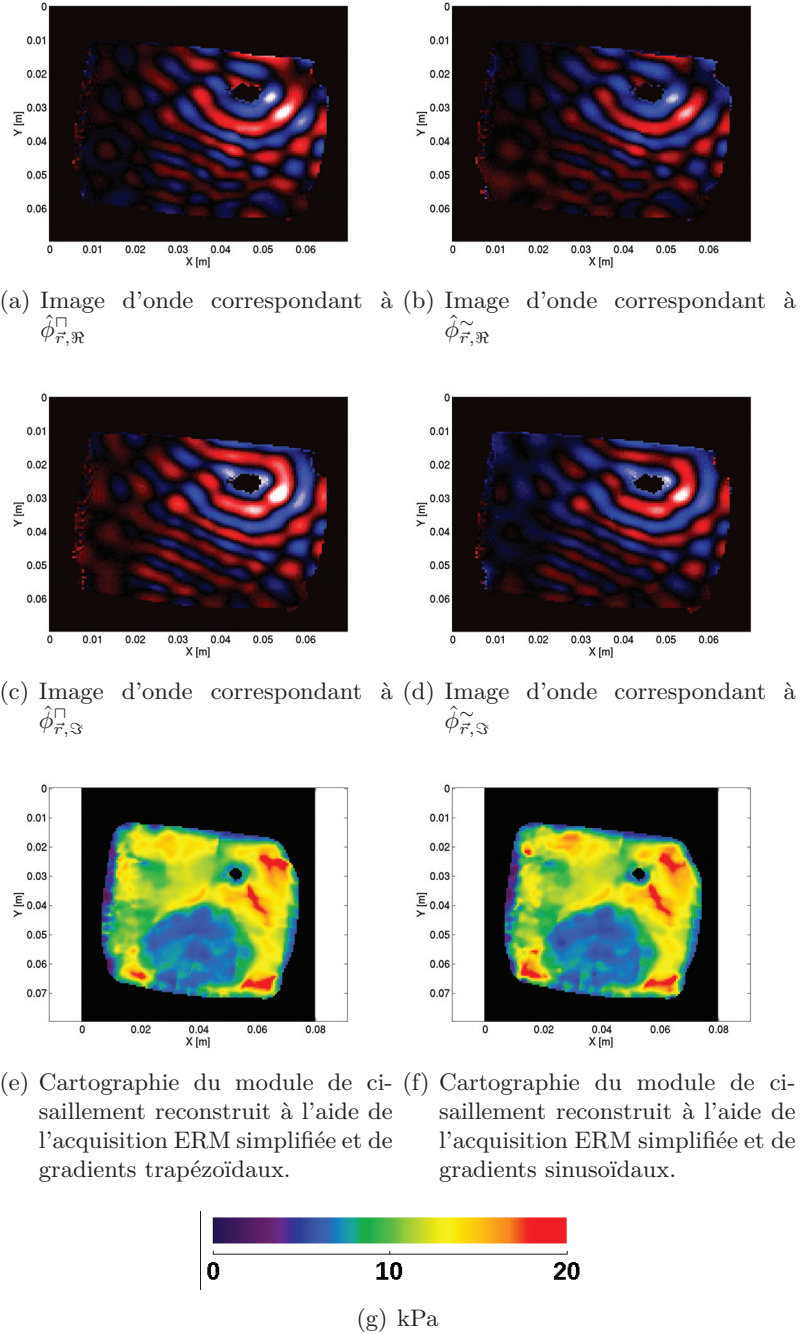
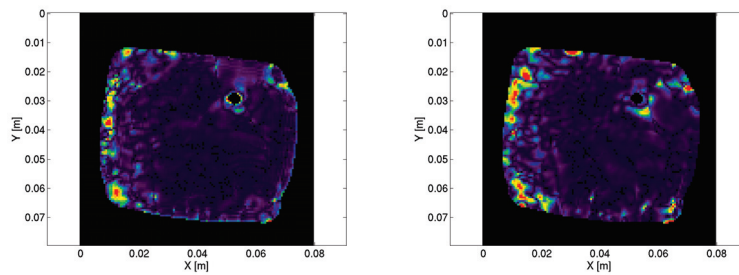
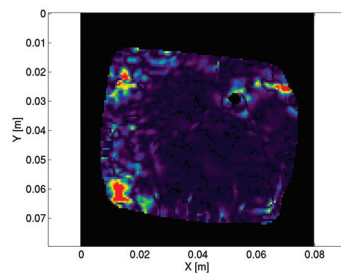


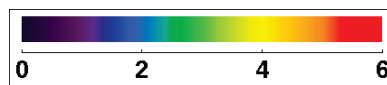
FIG. 5.6: Images d'onde utilisées dans le cadre de l'acquisition simplifiée avec des gradients trapézoïdaux ((a) et (c)) et des gradients sinusoidaux ((b) et (d)) ainsi que les élastogrammes reconstruits correspondants (respectivement (e) et (f)).



(a) Valeur absolue de la différence de module de cisaillement mesuré entre l'acquisition classique et simplifiée pour les gradients trapézoïdaux (b) Valeur absolue de la différence de module de cisaillement mesuré entre l'acquisition classique et simplifiée pour les gradients sinusoidaux



(c) Valeur absolue de la différence de module de cisaillement entre l'acquisition simplifiée pour les gradients trapézoïdaux et l'acquisition simplifiée pour les gradients sinusoidaux



(d) kPa

FIG. 5.7: Valeur absolue de la différence de module de cisaillement mesuré entre l'acquisition classique et simplifiée pour les gradients trapézoïdaux (a), entre l'acquisition classique et simplifiée pour les gradients sinusoidaux (b) et entre les deux acquisitions simplifiées (c).

Paramètre	Valeur
Dimensions des images	$128 \times 128 \text{ pixels}$
Épaisseur de coupe	7 mm
Angle de bascule	90°
TR/TE	$500/45 \text{ ms}$
Pas de phase	16
Nombre de coupes	1
Nombre de directions de sensibilisation	1
Champ de vue (FOV)	7 cm
Fréquence d'excitation	400 Hz
Cycle de gradients de sensibilisation aux mouvements	6
Amplitude maximale des gradients	25 mT.m^{-1}
Vitesse de balayage des gradients (ou <i>Gradient Slew Rate</i>)	$1250 \text{ T.m}^{-1}.s^{-1}$

TAB. 5.2: Résumé des paramètres d'acquisition IRM et ERM utilisés pour obtenir les données ERM du fantôme de prostate.

sinusoïdaux sont tous très semblables. Ils permettent, en outre, une identification aisée des deux régions aux propriétés mécaniques différentes.

Plus précisément, on constate que la valeur absolue de la différence des modules de cisaillement entre l'acquisition classique utilisant des gradients trapézoïdaux et celle utilisant des gradients sinusoïdaux reste faible (généralement inférieure à 2 kPa). Une même observation peut être faite lorsque l'on compare les élastogrammes issus des acquisitions classiques et simplifiées. Dans ce dernier cas, seule une différence plus importante dans les modules de cisaillement estimés peut être remarquée sur le bord gauche de l'image, région où le signal est le plus faible. Mais cette différence est trop peu importante visuellement pour avoir une influence sur l'interprétation des élastogrammes. En conclusion, les élastogrammes reconstruits à partir d'acquisitions ERM simplifiées restent, dans notre exemple, très proches de ceux issus de données acquises avec des séquences classiques malgré le nombre d'images utilisé plus faible.

5.5 Conclusions

La technique décrite dans ce chapitre permet de reconstruire la cartographie du module de cisaillement à partir de données acquises pour deux pas de phase seulement. Les premiers résultats présentés ont montré que l'on peut obtenir avec ce type d'acquisition des élastogrammes de qualité visuelle comparable à ceux résultant d'acquisitions classiques. D'autres tests devront naturellement être réalisés afin d'évaluer et comparer plus précisément cette technique par rapport aux stratégies classiques d'acquisition en ERM. Si cela s'avérait nécessaire, il est possible d'améliorer la qualité de l'acquisition en la répétant plusieurs fois, mais au détriment de la durée de l'opération. Des stratégies de combinaison des images de phase, autres qu'une simple moyenne, peuvent être imaginées notamment en utilisant des informations spatiales comme par exemple le fait que l'onde est localement

monofréquentielle.

Dans ce chapitre, nous avons cherché à acquérir une image complexe synthétisant la propagation de l'onde. Cette image représente la transformée de Fourier dans la direction des déphasages de la pile d'images d'onde, et peut être directement utilisée dans les algorithmes de filtrage directionnel ou de reconstruction du module de cisaillement (par inversion de l'équation d'onde, estimation locale de fréquence ou dérivation de phase). Nous allons maintenant nous intéresser à une méthode de reconstruction du module de cisaillement particulière utilisée en ERM : l'estimation locale de fréquence.

Estimation locale de fréquence par rapport de filtres

6.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à la présentation d’une nouvelle méthode de reconstruction du module de cisaillement. Dans un paragraphe précédent (paragraphe 4.4.2), deux approches pour l’estimation du module de cisaillement à partir d’images de propagation d’ondes ont été décrites. Nous allons ici nous intéresser plus particulièrement à une autre classe de techniques appelée “estimation locale de fréquence par rapport de filtres” ou *Local Frequency Estimation* (LFE). Cette classe d’algorithmes estime la fréquence locale des données étudiées. Or la fréquence spatiale locale est inversement proportionnelle à la longueur d’onde, elle-même liée au module de cisaillement.

L’approche par estimation locale de fréquence (LFE) semble d’un intérêt majeur en élastographie par résonance magnétique car elle est à la base de nombreux travaux. En particulier, la Mayo Clinic a développé et mis à disposition de la communauté internationale le logiciel MRE/Wave, qui estime le module de cisaillement à l’aide d’une technique LFE [Grimm *et al.*, 2006, Knutsson *et al.*, 1994]. Cette approche présente les avantages d’être précise et peu sensible au bruit [Manduca *et al.*, 1996, Manduca *et al.*, 2001] et s’est montrée adaptée pour l’examen de différents organes [Dresner *et al.*, 1999, Kruse *et al.*, 2008, Warner *et al.*, 2009, Latta *et al.*, 2011, Serai *et al.*, 2012]. Certes, son application sur des transitions abruptes entre régions aux propriétés mécaniques différentes entraîne un lissage de ces transitions, mais les images restent généralement facilement interprétables, et

permettent de mettre en évidence la présence, par exemple, d'un nodule.

La méthode d'estimation locale de fréquence par rapport de filtres est basée sur le filtrage du signal à analyser par deux filtres ayant des caractéristiques différentes. Le rapport de la sortie de ces deux filtres sera fonction de la fréquence locale. Cette méthode a été initialement développée par Hans Knutsson en 1994 [Knutsson *et al.*, 1994] avec mise en œuvre, dans le domaine fréquentiel, de filtres log-normaux puis a été reprise en 2001 par Jürgen Braun [Braun *et al.*, 2001] avec des filtres gaussiens de moyenne nulle, en vue d'une application en ERM.

Dans ce chapitre, ces deux méthodes d'estimation locale de fréquences spatiales par rapport de filtres vont d'abord être décrites. Puis, nous présenterons en détail la méthode que nous proposons, qui estime cette fréquence spatiale via l'utilisation de filtres de Gabor. Enfin, notre algorithme sera évalué à l'aide de simulations et de données issues d'expériences sur des objets tests. Les résultats seront comparés à la vérité de terrain, lorsque celle-ci est disponible, ainsi qu'avec ceux obtenus avec les autres techniques et notamment avec la méthode LFE du logiciel MRE/Lab de la Mayo Clinic, logiciel utilisé en interne à la Mayo Clinic et auquel nous avons eu accès grâce à notre collaboration.

6.2 Présentation de la méthode basée sur le rapport de filtres log-normaux multiéchelle (MLFR)

Hans Knutsson a proposé en 1994 une méthode d'estimation locale de fréquence basée sur le rapport de la sortie de filtres log-normaux multiéchelle (MLFR) [Knutsson *et al.*, 1994]. Cette méthode, intéressante pour l'ERM, est décrite ci-dessous.

6.2.1 Estimation bande étroite

Considérons un signal analytique 1D localement monochromatique $s(t)$ dont on cherche à estimer la fréquence locale¹.

L'expression dans le domaine fréquentiel d'un filtre log-normal R_{ξ_i} (où ξ_i est la fréquence centrale du filtre) est donnée par l'équation (6.1) [Knutsson *et al.*, 1994].

$$R_{\xi_i}(\xi) = e^{-C_B \ln^2(\xi/\xi_i)} \quad (6.1)$$

avec ξ représentant la variable fréquence et $C_B = \frac{4}{B^2 \ln(2)}$ où B est la bande passante à -6 dB du filtre.

Considérons deux filtres R_{ξ_i} et R_{ξ_j} , avec deux fréquences centrales ξ_i et ξ_j différentes, l'équation (6.2) donne l'expression du rapport de ces deux filtres dans le domaine fréquentiel.

$$\frac{R_{\xi_j}(\xi)}{R_{\xi_i}(\xi)} = \left(\frac{\xi}{\sqrt{\xi_i \xi_j}} \right)^{2C_B \ln(\xi_j/\xi_i)} \quad (6.2)$$

¹Il est possible de convertir des signaux réels en signaux analytiques à l'aide de la transformée de Hilbert.

Si l'on pose $2C_B \ln(\xi_j/\xi_i) = 1$, nous obtenons alors $\xi_j = \xi_i e^{\frac{1}{2C_B}}$. Sous cette condition, l'équation (6.2) prend la forme de l'équation (6.3).

$$\sqrt{\xi_j \xi_i} R_{\xi_j}(\xi) = \xi R_{\xi_i}(\xi) \quad (6.3)$$

Soit $S(\xi)$ la transformée de Fourier d'un signal analytique $s(t)$, en multipliant les deux côtés de l'équation (6.3) par $S(\xi)$, on obtient l'équation (6.4).

$$\sqrt{\xi_j \xi_i} R_{\xi_j}(\xi) S(\xi) = \xi R_{\xi_i}(\xi) S(\xi) \quad (6.4)$$

La relation (6.5) donne une propriété de la transformée de Fourier appliquée à un signal $u(t)$ dont la transformée de Fourier est $U(\xi)$.

$$\mathcal{F}\left\{\frac{\partial}{\partial t} u(t)\right\}(\xi) = i2\pi\xi U(\xi) \quad (6.5)$$

En utilisant cette propriété et en appliquant la transformée de Fourier inverse à la relation (6.4), nous obtenons l'équation (6.6).

$$i2\pi\sqrt{\xi_j \xi_i} (r_{\xi_j} * s) = \frac{\partial}{\partial t} (r_{\xi_i} * s) \quad (6.6)$$

La fréquence instantanée ξ_l d'un signal localement monochromatique est définie comme la dérivée de sa phase (équation (6.7)) [Ville, 1948, Boashash, 1992a, Boashash, 1992b].

$$\xi_l = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \arg(s) \quad (6.7)$$

L'opération de filtrage par un filtre r_{ξ_i} ne modifie pas la dérivée de la phase du signal si s est un signal stationnaire monofréquentiel² (sinusoïdal), on peut donc réécrire l'équation (6.7) sous la forme de l'équation (6.9).

$$\xi_l = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \arg(r_{\xi_i} * s) \quad (6.8)$$

$$\xi_l = \frac{1}{2\pi} \Im \left[\frac{\frac{\partial}{\partial t} (r_{\xi_i} * s)}{r_{\xi_i} * s} \right] \quad (6.9)$$

En utilisant la propriété (6.6), l'équation (6.9) prend la forme de l'équation (6.10).

$$\xi_l = \sqrt{\xi_i \xi_j} \Re \left[\frac{r_{\xi_j} * s}{r_{\xi_i} * s} \right] \quad (6.10)$$

²Cependant si le signal présente une discontinuité (par exemple concaténation de deux sinusoïdes de fréquence différente), l'estimation de la fréquence locale sera lissée par l'application du filtre créant ainsi une erreur d'estimation au niveau de la zone de transition. La durée de cette erreur correspond à la réponse impulsionnelle du filtre.

Nous obtenons donc une estimation locale de la fréquence comme étant le rapport entre deux filtres log-normaux liés par la propriété $\xi_j = \xi_i e^{\frac{1}{2C_B}}$.

Pour un signal stationnaire monofréquentiel, l'application de l'équation 6.10 conduira à une estimation exacte. Cela ne sera plus vrai dans les cas plus complexes mais la méthode restera cependant utilisable.

La figure 6.1 montre un exemple de traitement d'un signal 1D localement monochromatique à l'aide de la méthode de rapport de filtres log-normaux en ne considérant, à ce niveau, qu'une paire de filtres. On constate que cette technique permet une estimation précise de la fréquence locale. Comme on pouvait s'y attendre, on constate un temps de réponse non nul au niveau de la transition et des bords du signal.

La figure 6.2 illustre l'effet de filtres mal adaptés au signal dans le cas où ce signal est entaché d'un bruit. On constate que lorsque la fréquence centrale d'un filtre est mal réglée, la puissance de sortie de ce filtre est de l'ordre du bruit pour les fréquences utiles. Ce qui induit une mauvaise estimation de la fréquence locale par la paire de filtres utilisée.

L'estimation de la fréquence a été réalisée à l'aide d'une paire de filtres. L'estimation ne peut donc se faire correctement que si le spectre du signal est dans la bande passante des filtres utilisés. Nous allons voir dans le paragraphe suivant, comment il est possible d'utiliser plusieurs paires de filtres pour estimer la fréquence locale de signaux à plus large bande.

6.2.2 Estimation large bande

Pour des signaux couvrant une plus large bande fréquentielle, deux solutions sont possibles. La première consiste à régler la bande passante des filtres de façon à ce que ces derniers englobent l'ensemble de la bande passante du signal.

Si l'on considère un signal bruité large bande, les filtres estimateurs devront couvrir la bande spectrale du signal analysé. L'augmentation de la bande passante des filtres estimateurs implique une plus grande sensibilité au bruit. De plus, si ξ_j et ξ_i sont choisis de façon à encadrer les fréquences présentes dans le signal analysé, la condition $2C_B \ln(\xi_j/\xi_i) = 1$ impose la valeur du paramètre C_B ne laissant à l'utilisateur aucune autre latitude pour le réglage des filtres.

La seconde solution consiste à combiner plusieurs paires de filtres à l'aide d'une moyenne pondérée (équation (6.11)). L'utilisation de la relation sur les fréquences entre deux filtres consécutifs $\xi_{i+1} = \xi_i e^{\frac{1}{2C_B}}$ permet de construire itérativement une suite de fréquences centrales $(\xi_n)_{n \in \mathbb{N}}$.

$$\xi_l = \Re \left[\left[\sum_{i=1}^{N-1} c_i \right]^{-1} \sum_{i=1}^{N-1} c_i \sqrt{\xi_i \xi_{i+1}} \frac{s * r_{\xi_{i+1}}}{s * r_{\xi_i}} \right] \quad (6.11)$$

où c_i sont les coefficients de pondération de la moyenne et N le nombre de filtres utilisés.

La problématique devient donc le choix des coefficients c_i . Dans le cas où les coefficients sont identiques $c_i = 1$, toutes les paires de filtres ont la même importance dans l'estimation finale de la fréquence. Ce n'est pas souhaitable car la contribution d'un filtre faisant son

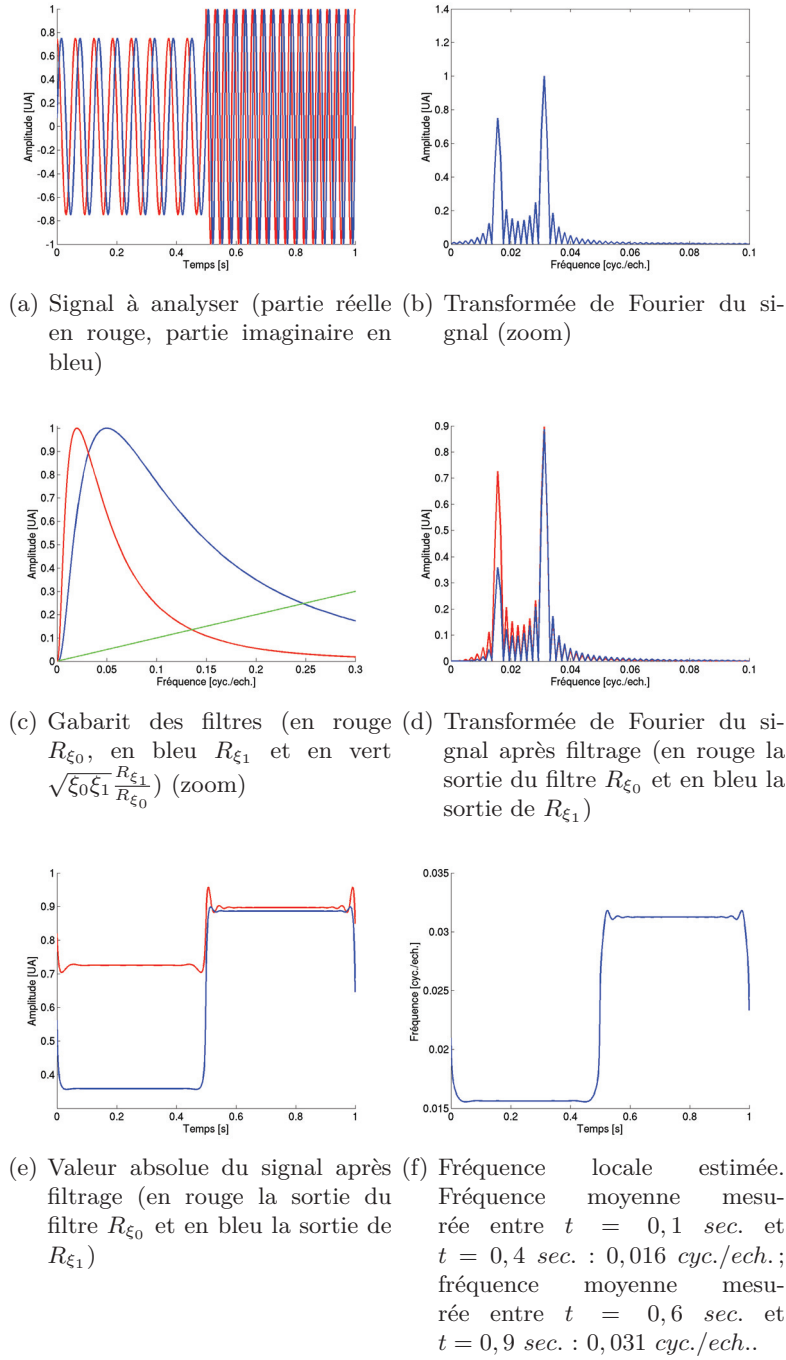
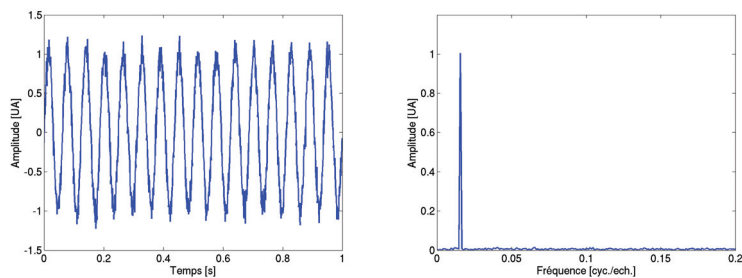
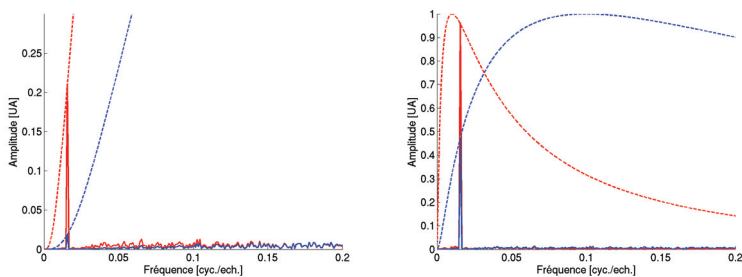


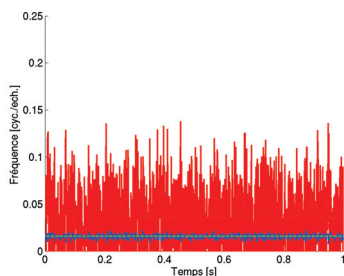
FIG. 6.1: Exemple d'application de la méthode proposée par H. Knutsson et *al.* avec une seule paire de filtres. Le signal à analyser a une fréquence de $f = 0,016$ cyc./ech. avec une amplitude de $0,75$ pour $t \in [0, 0,5[$ sec. et une fréquence de $f = 0,031$ cyc./ech. avec une amplitude de 1 pour $t \in [0,5, 1[$ sec.. Les fréquences sont données en fréquences normalisées (entre 0 et 1). Les deux filtres R_{ξ_0} et R_{ξ_1} ont respectivement une fréquence centrale de $0,02$ cyc./ech. et $0,05$ cyc./ech. (soit $C_B = 0,546$). Les amplitudes sont données en unité arbitraire (UA).



(a) Partie réelle du signal bruité à analyser (b) Transformée de Fourier du signal (zoom)



(c) Transformée de Fourier du signal après filtrage par une paire de filtres non adaptée au signal (en trait plein) ainsi que les gabarits des filtres (en pointillé). Zoom (d) Transformée de Fourier du signal après filtrage par une paire de filtres adaptée au signal (en trait plein) ainsi que les gabarits des filtres (en pointillé). Zoom



(e) Fréquence locale estimée par la paire de filtres non adaptée (en rouge) et une paire de filtres adaptée (en bleu). La valeur théorique est représentée en pointillé vert.

FIG. 6.2: Exemple d'application de la méthode proposée par H. Knutsson *et al.* avec deux paires de filtres l'une adaptée et l'autre mal adaptée sur un signal bruité. Le signal à analyser a une fréquence de $f = 0,015 \text{ cyc./ech.}$ sur toute la durée de l'acquisition et un SNR de 20 dB . Les deux filtres R_{ξ_0} et R_{ξ_1} ont respectivement pour fréquences centrales : $0,1 \text{ cyc./ech.}$ et $0,3 \text{ cyc./ech.}$ (soit $C_B = 0,455$) pour la paire de filtre mal adaptée et $0,01 \text{ cyc./ech.}$ et $0,1 \text{ cyc./ech.}$ (soit $C_B = 0,217$) pour les deux filtres bien choisis. Le zoom sur le graphique (c) met en valeur le fait que la puissance de la fréquence utile filtrée par le filtre représenté par la courbe bleue est du même ordre de grandeur que le bruit, impliquant une mauvaise estimation de la fréquence utile. La valeur moyenne de la valeur absolue de l'erreur est $MAE = 0,0019 \text{ cyc./ech.}$ pour la paire de filtres bien choisie et $MAE = 0,058 \text{ cyc./ech.}$ pour la paire de filtres mal adaptée.

estimation sur une bande de fréquence ne comportant que du bruit sera la même qu'une paire de filtres estimant la bande de fréquence du signal utile.

Une solution intéressante est de considérer que le poids d'une paire de filtres soit lié à la puissance de sortie du filtrage. Ainsi une paire de filtres ayant une forte puissance de sortie aura une contribution plus importante qu'une paire de filtres ayant peu de puissance (et donc estimant un signal faible comme du bruit). Deux solutions, observées comme étant adaptées, sont de poser $c_i = |s * r_{\xi_i}|$ ou $c_i = s * r_{\xi_i}$. Avec cette dernière expression, l'équation (6.11) se simplifie en l'équation (6.12).

$$\xi_l = \Re \left[\left[\sum_{i=1}^{N-1} s * r_{\xi_i} \right]^{-1} \sum_{i=1}^{N-1} \sqrt{\xi_i \xi_{i+1}} s * r_{\xi_{i+1}} \right] \quad (6.12)$$

6.2.3 Variance du spectre

Un signal mesuré n'est pas nécessairement purement monochromatique. En effet, un bruit peut entacher le signal et entraîner une erreur d'estimation. De même, si le signal mesuré présente des sauts de fréquences, la réponse impulsionnelle des filtres servant à l'estimation va impliquer un temps de réponse dans l'estimation locale de fréquence. Dans ces conditions, il est alors nécessaire de définir un indicateur de qualité de l'estimation.

On définit un estimateur de qualité comme étant la moyenne pondérée de la différence quadratique entre la valeur estimée par chaque paire de filtres et la fréquence instantanée mesurée. Il s'agit d'une variance locale. Cet estimateur peut être aussi interprété comme la bande passante instantanée [Boashash, 1992a]. Ainsi, plus la bande passante locale sera grande et plus incertaine sera l'estimation. L'équation (6.13) donne l'expression de la variance locale.

$$\sigma_l^2 = \Re \left[\left[\sum_{i=1}^{N-1} c_i^2 \right]^{-1} \sum_{i=1}^{N-1} c_i^2 \left(\sqrt{\xi_i \xi_{i+1}} \frac{s * r_{\xi_{i+1}}}{s * r_{\xi_i}} - \xi_l \right)^2 \right] \quad (6.13)$$

Une mesure de la confiance locale c_l peut être définie comme l'inverse de la variance (équation (6.14)) [Knutsson *et al.*, 1994].

$$c_l = \frac{1}{1 + \sigma_l^2} \quad (6.14)$$

Cet indice de confiance locale tend vers 0 lorsque la variance locale tend vers l'infini et donc que l'estimation locale de fréquence est très incertaine. Il tend vers 1 lorsque la variance locale tend vers 0 et donc que l'estimation locale de fréquence est bonne.

La figure 6.3 donne un exemple de reconstruction de la fréquence locale d'un signal à l'aide de plusieurs filtres ainsi que l'estimation de la confiance locale. On constate que la confiance diminue au niveau des transitions.

La généralisation de cette technique à plusieurs dimensions se fait en utilisant la propriété de séparabilité de l'analyse fréquentielle, c'est-à-dire que l'on peut analyser l'onde

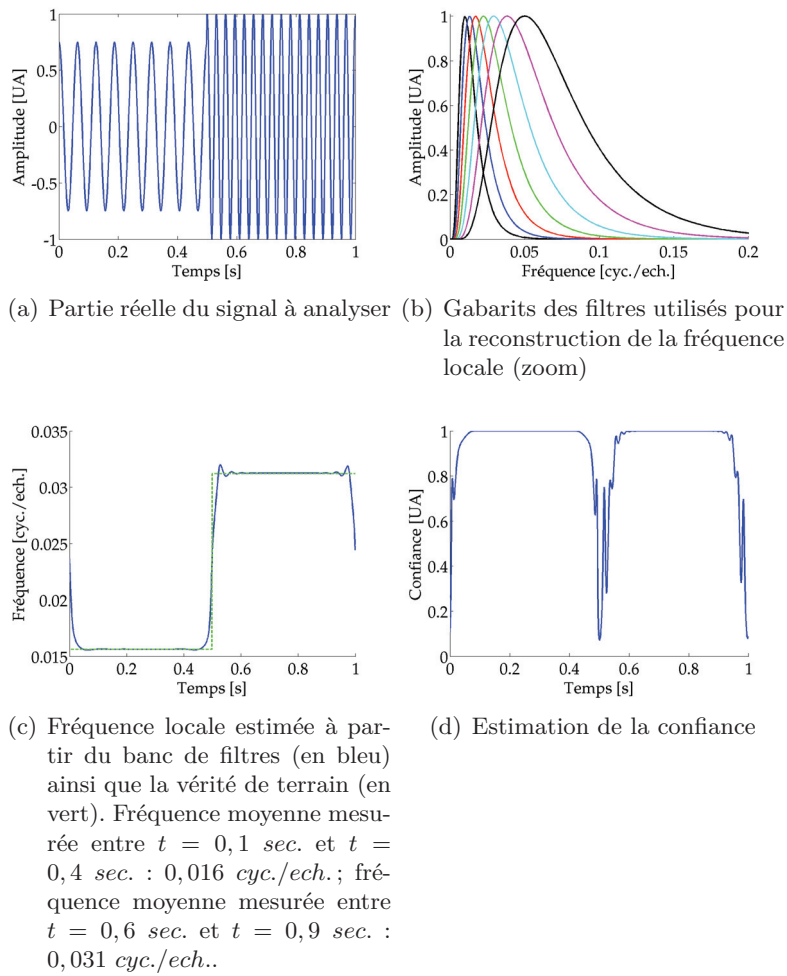


FIG. 6.3: Exemple d'application de la méthode proposée par H. Knutsson avec un banc de 7 filtres. Le signal à analyser a une fréquence de $f = 0,016$ cyc./ech. avec une amplitude de $0,75$ pour $t \in [0, 0,5[$ sec. et une fréquence de $f = 0,031$ cyc./ech. avec une amplitude de 1 pour $t \in [0,5, 1[$ sec.. Les fréquences sont données en fréquences normalisées (entre 0 et 1). La fréquence centrale minimale des filtres est de $0,01$ cyc./ech. et la fréquence centrale maximale est de $0,05$ cyc./ech. (soit $C_B = 1,864$).

de cisaillement dans chacune des directions de l'espace indépendamment. Un vecteur de fréquence locale est ainsi formé, sa norme euclidienne étant la fréquence locale. Le gabarit des filtres (équation (6.1)) ne permettant pas l'analyse de fréquences négatives, deux analyses (une par orientation) sont nécessaires pour chaque dimension [Knutsson *et al.*, 1994]. Ainsi, pour une image 2D, les quatre orientations à analyser sont du haut vers le bas, du bas vers le haut, de droite à gauche et de gauche à droite.

6.3 Présentation de la méthode basée sur le rapport de filtres Gaussiens multivariance (MGFR)

Braun *et al.* ont proposé en 2001 une méthode analogue basée sur le rapport de filtres Gaussiens multivariance [Braun *et al.*, 2001]. Cette méthode d'estimation locale de fréquence par rapport de filtres est basée sur l'utilisation de filtres Gaussiens avec des variances différentes mais avec une moyenne nulle.

Les équations (6.15) et (6.16) donnent les gabarits des filtres en 1D utilisés pour cette méthode (les écarts-types des filtres R_{σ_j} et R_{σ_i} sont respectivement σ_j et σ_i).

$$R_{\sigma_j}(\xi) = e^{-\xi^2/2\sigma_j^2} \quad (6.15)$$

$$R_{\sigma_i}(\xi) = e^{-\xi^2/2\sigma_i^2} \quad (6.16)$$

Le rapport des gabarits des filtres R_{σ_j} et R_{σ_i} est donné par l'équation (6.17).

$$\frac{R_{\sigma_j}(\xi)}{R_{\sigma_i}(\xi)} = e^{-\xi^2/2V_\delta} \quad (6.17)$$

$$\text{avec } \frac{1}{V_\delta} = \frac{1}{\sigma_j^2} - \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (6.18)$$

Un développement limité à l'ordre 1 permet de réécrire une approximation de l'équation (6.17) sous la forme donnée par l'équation (6.19). Cependant cette simplification n'est valable que si $\xi^2/V_\delta \rightarrow 0$.

$$\xi = \sqrt{2V_\delta \left(1 - \frac{R_{\sigma_j}(\xi)}{R_{\sigma_i}(\xi)}\right)} \quad (6.19)$$

Dans le cadre de cette hypothèse, dans le domaine temporel, l'opération se traduit alors par la formule (6.20).

$$\xi_l = \sqrt{2V_\delta \left(1 - \frac{r_{\sigma_j} * s}{r_{\sigma_i} * s}\right)} \quad (6.20)$$

La figure 6.4 donne un exemple d'estimation locale de fréquence à l'aide de la méthode basée sur le rapport de filtres Gaussiens multivariance.

La généralisation pour un signal à n dimensions peut se faire de la même façon que pour la méthode MLFR [Braun *et al.*, 2001]. Comme précédemment, en pratique, l'obtention de la valeur de la fréquence nécessitera l'introduction d'une partie réelle dans l'expression

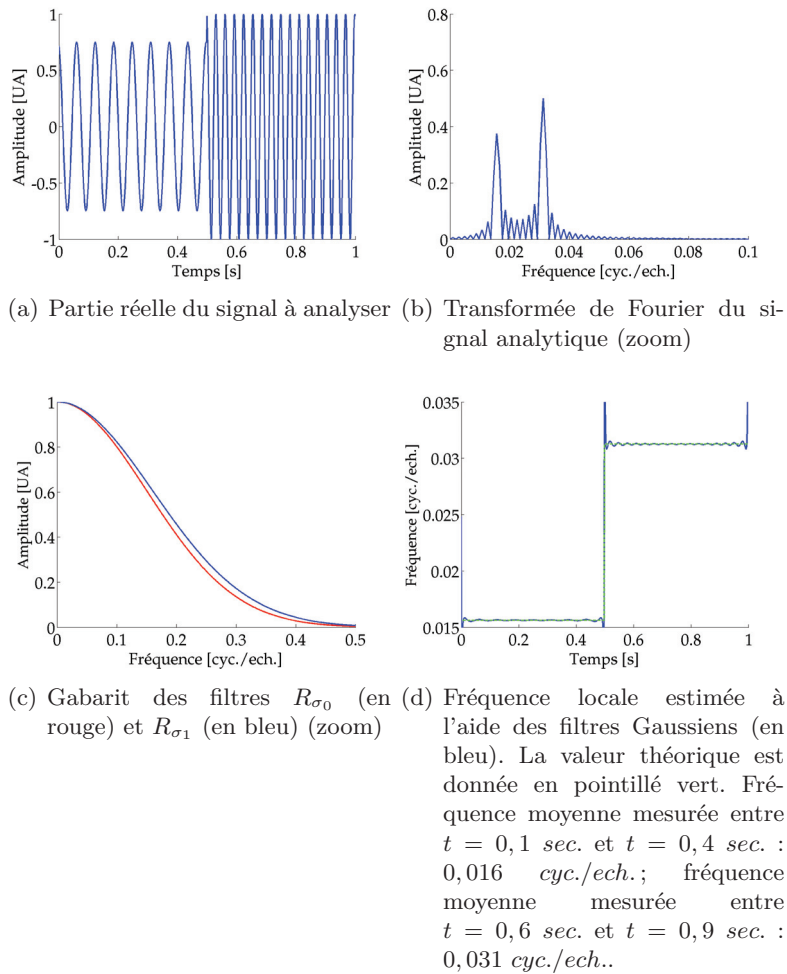


FIG. 6.4: Exemple de reconstruction de la fréquence locale d'un signal à l'aide de la méthode MGFR (et l'équation (6.20)). Le signal à analyser a une fréquence de $f = 0,016 \text{ cyc./ech.}$ avec une amplitude de $0,75$ pour $t \in [0, 0,5[\text{ sec.}$ et une fréquence de $f = 0,031 \text{ cyc./ech.}$ avec une amplitude de 1 pour $t \in [0,5, 1[\text{ sec.}$. Les fréquences sont données en fréquences normalisées (entre 0 et 1). Les deux filtres R_{σ_0} et R_{σ_1} ont respectivement un écart-type de $0,15 \text{ cyc./ech.}$ et $0,16 \text{ cyc./ech.}$.

(6.20).

6.4 Généralisation de la méthode pour un signal stationnaire monofréquentiel (sinusoïdal)

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à l'extraction des caractéristiques communes des techniques d'estimation locale de fréquence afin d'en déduire une généralisation. Cette généralisation n'est cependant valable que pour un signal stationnaire monofréquentiel (sinusoïdal).

Considérons un signal analytique $s(t) = e^{i2\pi\xi_0 t}$. Sa transformée de Fourier est un Dirac : $S(\xi) = \mathcal{F}\{s\}(\xi) = \delta(\xi - \xi_0)$.

Le filtrage de ce signal par un filtre $r_{\vec{x}}$ de gabarit $R_{\vec{x}}$ amène l'équation (6.23).

$$\mathcal{F}\{s * r_{\vec{x}}\}(\xi) = S(\xi)R_{\vec{x}}(\xi) \quad (6.21)$$

$$= \delta(\xi - \xi_0)R_{\vec{x}}(\xi) \quad (6.22)$$

$$= \delta(\xi - \xi_0)R_{\vec{x}}(\xi_0) \quad (6.23)$$

Considérons deux filtres $r_{\vec{x}_i}$ et $r_{\vec{x}_j}$ de gabarits respectifs $R_{\vec{x}_j}$ et $R_{\vec{x}_i}$ où \vec{x}_j et \vec{x}_i sont les paramètres de ces filtres, la sortie des filtres $r_{\vec{x}_i}$ et $r_{\vec{x}_j}$ est donnée par les équations (6.24) et (6.25).

$$(s * r_{\vec{x}_i})(t) = R_{\vec{x}_i}(\xi_0)e^{i2\pi\xi_0 t} \quad (6.24)$$

$$(s * r_{\vec{x}_j})(t) = R_{\vec{x}_j}(\xi_0)e^{i2\pi\xi_0 t} \quad (6.25)$$

Si l'on arrive à construire une fonction surjective $g_{\vec{x}_j, \vec{x}_i}$ vérifiant l'équation (6.26), il est possible de déduire l'équation (6.29).

$$g_{\vec{x}_j, \vec{x}_i} \left(\frac{R_{\vec{x}_j}(\xi)}{R_{\vec{x}_i}(\xi)} \right) = \xi \quad (6.26)$$

$$\frac{(s * r_{\vec{x}_j})(t)}{(s * r_{\vec{x}_i})(t)} = \frac{R_{\vec{x}_j}(\xi_0)e^{i2\pi\xi_0 t}}{R_{\vec{x}_i}(\xi_0)e^{i2\pi\xi_0 t}} \quad (6.27)$$

$$g_{\vec{x}_j, \vec{x}_i} \left(\frac{(s * r_{\vec{x}_j})(t)}{(s * r_{\vec{x}_i})(t)} \right) = g_{\vec{x}_j, \vec{x}_i} \left(\frac{R_{\vec{x}_j}(\xi_0)}{R_{\vec{x}_i}(\xi_0)} \right) \quad (6.28)$$

$$= \xi_0 \quad (6.29)$$

Il est donc possible de déduire la fréquence locale d'un signal stationnaire monofréquentiel en utilisant la technique décrite ci-dessus. Le tableau 6.1 résume les différentes méthodes présentées précédemment dans le formalisme de l'équation (6.26).

Considérons un signal analytique qui ne soit que localement monofréquentiel, l'appli-

Méthode	R_{x_j}	R_{x_i}	$g_{x_j, x_i}(X)$
Dérivation de phase (eq. (6.9))	$i\xi$	1	$\Im\{X\}$
MLFR	$e^{-C_B \ln^2(\xi/x_j)}$	$e^{-C_B \ln^2(\xi/x_i)}$	$\sqrt{x_i \cdot x_j} \cdot X$
MGFR	$e^{-\xi^2/2 \cdot x_j^2}$	$e^{-\xi^2/2 \cdot x_i^2}$	$\sqrt{2V_\delta(1-X)}$
MGFR (sans développement limité)	$e^{-\xi^2/2 \cdot x_j^2}$	$e^{-\xi^2/2 \cdot x_i^2}$	$\sqrt{-2V_\delta \ln(X)}$

TAB. 6.1: Résumé des méthodes d'estimation locale de fréquence par rapport de filtres présentées précédemment dans le formalisme de l'équation (6.26) pour un signal stationnaire monofréquentiel. X est la variable de la fonction g_{x_j, x_i} et, pour permettre l'estimation de la fréquence locale, sera égale au rapport de la sortie des filtres r_{x_j} et r_{x_i} . On notera que pour le cas de la méthode MGFR, la fonction de reconstruction peut aussi s'écrire sans le développement limité à l'ordre 1.

cation de l'équation (6.30) permettra de connaître la fréquence locale du signal seulement après stabilisation (temporelle ou spatiale) du rapport de la sortie des deux filtres. La durée de cette stabilisation est liée à la réponse impulsionnelle des deux filtres utilisés pour l'estimation locale de fréquence. Ainsi, des filtres avec une réponse impulsionnelle longue ne permettront pas d'analyser correctement des signaux présentant des fréquences locales variant rapidement mais permettront une estimation moyennée des signaux présentant peu de variations de leurs fréquences locales. Inversement, des filtres avec réponse impulsionnelle courte permettront d'observer des variations rapides de fréquence locale mais seront plus sensibles au bruit.

$$\xi_l(t) = g_{\vec{x}_j, \vec{x}_i} \left(\frac{(s * r_{\vec{x}_j})(t)}{(s * r_{\vec{x}_i})(t)} \right) \quad (6.30)$$

Dans la pratique, on ajoutera un opérateur ne gardant que la partie réelle $\Re[\cdot]$ à la fonction $g_{\vec{x}_j, \vec{x}_i}$ en raison de l'apparition d'une partie imaginaire en présence d'une transition ou d'une autre fréquence non filtrée présente localement (comme du bruit).

Pour estimer la fréquence locale à partir de plusieurs filtres, dans le cas général, une moyenne pondérée de ces rapports de filtres peut être utilisée (équation (6.31)). Comme évoqué à propos de l'équation (6.11), la problématique réside dans le choix du coefficient c_i à attribuer à chaque paire de filtres, une solution consistant à le choisir de façon à ce que son poids augmente avec la puissance de sortie d'un des deux filtres.

$$\xi_l = \left[\sum_{i=1}^{N-1} c_i \right]^{-1} \sum_{i=1}^{N-1} c_i g_{x_{i+1}, \vec{x}_i} \left(\frac{r_{x_{i+1}} * s}{r_{\vec{x}_i} * s} \right) \quad (6.31)$$

Et comme précédemment, l'équation permettant de calculer une variance locale liée à la qualité de l'estimation est, dans le cadre général, donnée par l'équation (6.32).

$$\sigma_l^2 = \left[\sum_{i=1}^{N-1} c_i^2 \right]^{-1} \sum_{i=1}^{N-1} c_i^2 \left(g_{x_{i+1}, \vec{x}_i} \left(\frac{r_{x_{i+1}} * s}{r_{\vec{x}_i} * s} \right) - \xi_l \right)^2 \quad (6.32)$$

6.5 Application avec des noyaux de Gabor

Dans les méthodes MLFR et MGFR, la largeur de bande des filtres est différente d'un filtre à l'autre. L'estimation locale de fréquence se fait donc avec deux filtres couvrant une largeur de fréquence différente.

Dans le cas des filtres log-normaux, il est impossible de régler la bande passante sur laquelle l'estimation est faite car elle est imposée par les fréquences centrales des filtres utilisés.

Dans le cas de l'estimation locale de fréquence par les filtres Gaussiens (méthode MGFR), l'estimation est faite avec des filtres de fréquence centrale nulle, ce qui implique que les filtres vont intégrer dans l'estimation le bruit présent dans les gammes de fréquences plus basses que la fréquence utile. Ainsi, plus la fréquence du signal utile est élevée et plus l'estimation peut potentiellement être erronée.

6.5.1 Filtres de Gabor

Nous nous proposons d'utiliser des filtres de Gabor. Dans le domaine temporel (ou spatial), un filtre de Gabor est le produit d'une sinusoïde complexe et d'une enveloppe Gaussienne. Le filtre de Gabor est donc une Gaussienne dans le domaine fréquentiel. Ces filtres ressemblent par conséquent aux filtres Gaussiens proposés par Braun mais le paramètre à régler entre deux filtres n'est plus seulement l'écart-type du filtre mais également la fréquence centrale. Dans l'approche que nous proposons, l'écart-type des filtres sera un paramètre à déterminer mais sera identique d'un filtre à l'autre.

L'expression du gabarit de ces filtres est donnée par les équations (6.33) et (6.34). Cette nouvelle paire de filtres nécessite une fonction de reconstruction g_{ξ_j, ξ_i} donnée par l'équation (6.35).

$$R_{\xi_j}(\xi) = e^{-\frac{(\xi - \xi_j)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.33)$$

$$R_{\xi_i}(\xi) = e^{-\frac{(\xi - \xi_i)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.34)$$

$$g_{\xi_j, \xi_i}(X) = \frac{\sigma^2}{\xi_j - \xi_i} \ln(X) + \frac{\xi_j + \xi_i}{2} \quad (6.35)$$

où σ est l'écart-type des deux filtres Gaussiens.

Les filtres R_{ξ_j} et R_{ξ_i} sont des Gaussiennes décalées dans le domaine fréquentiel, l'équivalent dans le domaine temporel est donné par les équations (6.36) et (6.37). Il s'agit de fonctions de Gabor.

$$r_{\xi_j}(t) = \mathcal{F}^{-1}(R_{\xi_j})(t) = e^{i2\pi\xi_j t} \cdot h_\sigma(t) \quad (6.36)$$

$$r_{\xi_i}(t) = \mathcal{F}^{-1}(R_{\xi_i})(t) = e^{i2\pi\xi_i t} \cdot h_\sigma(t) \quad (6.37)$$

$$h_\sigma(t) = \sigma\sqrt{2\pi}e^{-2\pi^2\sigma^2 t^2} \quad (6.38)$$

La figure 6.5 donne un exemple d'estimation locale de fréquence à l'aide de la méthode basée sur le rapport de filtres de Gabor.

La combinaison de plusieurs paires de filtres se fait en adaptant la formule (6.31) aux filtres de Gabor (équations (6.39) et (6.40)). Afin de simplifier les expressions suivantes, les fréquences centrales des M filtres utilisés seront données par une suite arithmétique (avec un pas $\Delta\xi = (\xi_M - \xi_1)/(M - 1)$).

$$\xi_s = \left(\sum_{i=1}^{M-1} c_i g_{\xi_{i+1}, \xi_i} \left(\frac{r_{\xi_{i+1}} * s}{r_{\xi_i} * s} \right) \right) / \left(\sum_{i=1}^{M-1} c_i \right) \quad (6.39)$$

$$g_{\xi_{i+1}, \xi_i}(X) = \frac{\sigma^2}{\Delta\xi} \ln(X) + \xi_i + \frac{\Delta\xi}{2} \quad (6.40)$$

De même que pour les méthodes précédentes, c_i peut être choisi comme étant proportionnel à la puissance de sortie d'un des deux filtres.

De manière similaire, un indicateur de la qualité de l'estimation du signal peut être calculé à l'aide de l'équation (6.41).

$$\sigma_s^2 = \left(\sum_{i=1}^{M-1} c_i^2 \left[g_{\xi_{i+1}, \xi_i} \left(\frac{r_{\xi_{i+1}} * s}{r_{\xi_i} * s} \right) - \xi_s \right]^2 \right) / \left(\sum_{i=1}^{M-1} c_i^2 \right) \quad (6.41)$$

6.5.2 Réglage des paramètres

Les fréquences minimum (ξ_1) et maximum (ξ_M) du banc de filtres seront choisies de manière à englober les fréquences utiles minimum et maximum du signal à analyser. Si ces fréquences sont inconnues, il est possible de faire une première passe en prenant zéro comme fréquence minimale et $0,5 \text{ cyc./ech.}$ (limite de Shannon) comme fréquence maximum.

Le choix de σ doit aussi se faire en fonction du signal à analyser. L'équation (6.38) montre que, dans le domaine temporel, le signal à analyser est convolué avec un filtre dont l'enveloppe est Gaussienne. Ainsi plus l'écart-type du filtre sera importante et plus la réponse impulsionnelle du filtre sera courte, résultant en un algorithme d'estimation de fréquence capable de suivre des transitions rapides, mais sensible au bruit. En contrepartie, plus le signal sera bruité, plus le lissage devra être important (réponse impulsionnelle du filtre plus longue) mais plus l'algorithme aura du mal à détecter les transitions rapides. La figure 6.6 montre l'effet de la valeur de l'écart-type du filtre sur l'estimation locale de fréquence pour un signal non bruité et pour un signal bruité.

Pour analyse pertinente, il est nécessaire que les puissances de sortie de deux filtres consécutifs soient suffisantes. Il est donc judicieux que les gabarits de deux filtres consécutifs se recouvrent suffisamment par exemple en se croisant à une fréquence ayant une amplitude supérieure à $0,5$ (condition modélisée par l'équation (6.42)). Cette condition

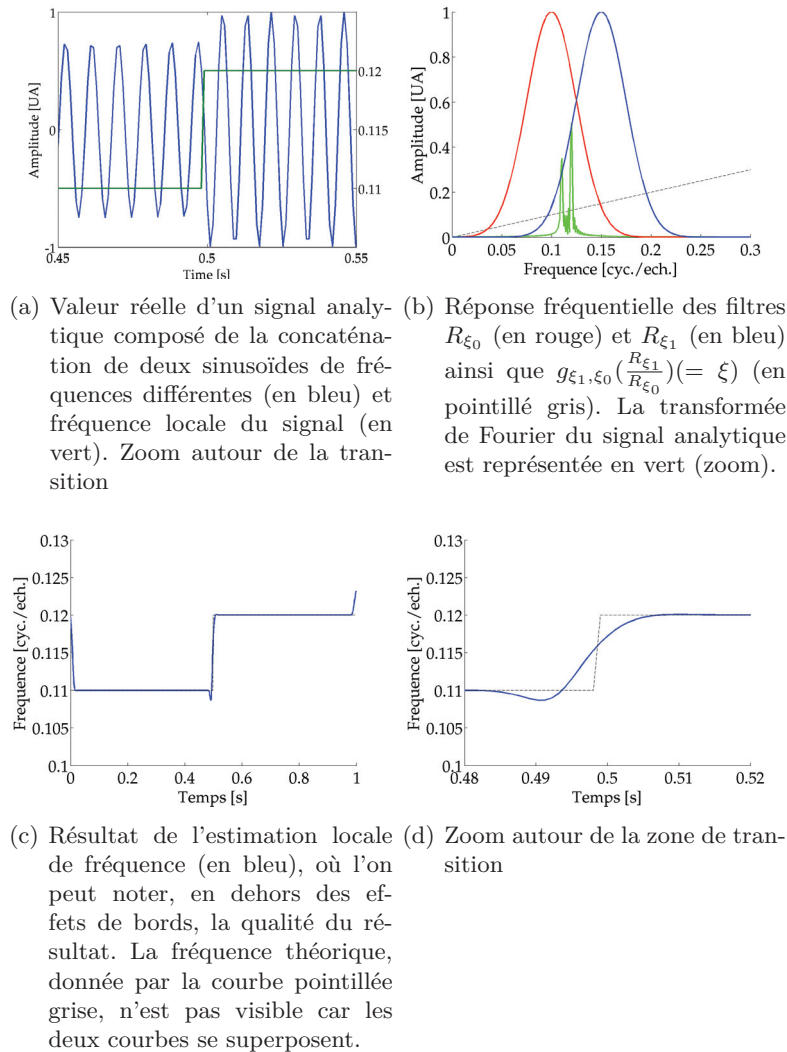


FIG. 6.5: Exemple de reconstruction de la fréquence locale d'un signal à l'aide de la méthode basée sur le rapport de filtres de Gabor. Le signal à analyser a une fréquence de $f = 0,11 \text{ cyc./ech.}$ pour $t \in [0, 0,5[\text{ sec.}$ et de $f = 0,12 \text{ cyc./ech.}$ pour $t \in [0,5, 1[\text{ sec.}$. Les fréquences sont données en fréquences normalisées (entre 0 et 1). Les deux filtres R_{ξ_0} et R_{ξ_1} ont respectivement des fréquences centrales de $0,1 \text{ cyc./ech.}$ et $0,15 \text{ cyc./ech.}$. L'écart-type de ces filtres est de $0,025 \text{ cyc./ech.}$.

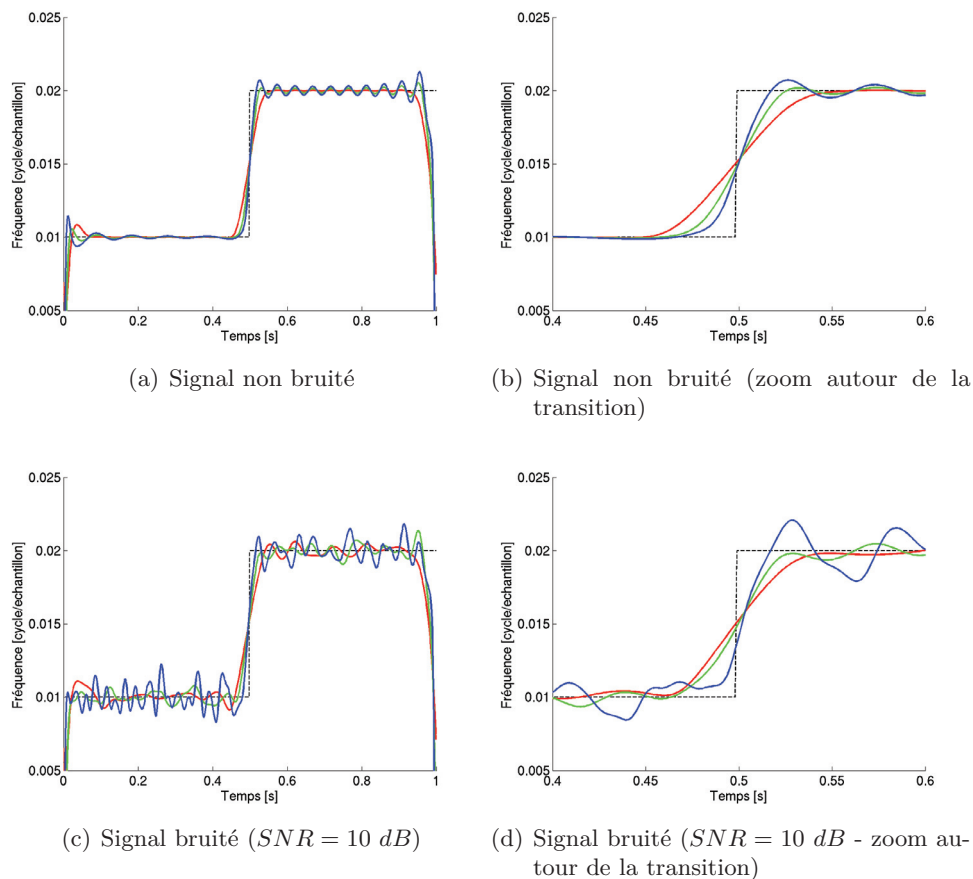


FIG. 6.6: Estimation locale de fréquence sur un signal présentant un saut de fréquence (non représenté). Les courbes rouges utilisent des filtres avec un écart-type de $0,005\text{ cyc./ech.}$, les courbes vertes des filtres avec un écart-type de $0,01\text{ cyc./ech.}$ et les courbes bleues des filtres avec un écart-type de $0,02\text{ cyc./ech.}$. La courbe pointillée noire représente la valeur théorique de la fréquence du signal. Comme cela pouvait être attendu, lorsque l'écart-type des filtres augmente (et donc que le temps de réponse diminue), les filtres sont mieux adaptés pour suivre des transitions de fréquences rapides (a)-(b) mais ils sont également plus sensibles au bruit (c)-(d).

permet de déduire le nombre de filtres à utiliser.

$$\frac{\xi_M - \xi_1}{2\sigma\sqrt{2\ln(2)}} + 1 < M \quad (6.42)$$

6.5.3 Application aux signaux nD

Cette technique est généralisable à des signaux multidimensionnels. Deux solutions sont possibles. La première solution consiste à estimer la fréquence dans chacune des dimensions de l'espace du signal nD. Il est possible de calculer pour chaque point la fréquence locale dans chacune des directions de l'espace en utilisant la méthode présentée ci-dessus. Cependant dans la pratique, l'application de cette technique peut poser des problèmes lorsque le signal est absent dans une direction de l'espace, menant à une valeur proche de 0 de la sortie des filtres, et notamment, au dénominateur de l'équation (6.39). Il en résulte une valeur erronée de la fréquence locale estimée.

La seconde solution consiste à estimer directement la norme du vecteur fréquence $\|\vec{\xi}\|$. Il est en effet possible d'adapter les filtres utilisés pour l'estimation locale de fréquence afin d'estimer directement la norme du vecteur fréquence. Pour cela, il est possible de considérer les filtres R_{ξ_x} comme étant des filtres avec des gabarits radiaux (équation (6.43)). On notera que l'expression de ce filtre dans le domaine spatial n'est pas triviale. Une fois le signal convolué par des filtres et le rapport des filtres calculé, la reconstruction de la fréquence locale en nD se fait de la même façon qu'en 1D c'est à dire en appliquant l'équation (6.40)).

$$R_{\xi_x}(\vec{\xi}) = e^{-\frac{(\|\vec{\xi}\| - \xi_x)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.43)$$

Cette dernière solution sera utilisée dans la suite de ce chapitre.

La figure 6.7 donne un exemple d'estimation de la fréquence locale pour une image à l'aide de deux filtres de Gabor.

6.6 Comparaison des méthodes sur des signaux unidimensionnels

Dans ce paragraphe nous allons chercher à comparer les différentes méthodes d'estimation locale de fréquence basées sur le rapport de filtres présentées ci-dessus. Pour information, les résultats présentés dans la suite de ce chapitre ont tous été calculés en choisissant $c_i = s * r_{x_i}$. Nous allons dans un premier temps étudier le comportement des techniques sur des signaux tests unidimensionnels. La fréquence locale de chacun de ces signaux sera connue et pourra être comparée à la fréquence locale estimée.

La qualité de l'estimation sera évaluée à l'aide de l'erreur absolue moyenne (*Mean Absolute Error* - MAE). On définit l'amélioration A de la méthode basée sur le rapport de filtres de Gabor par rapport à la technique X (MLFR ou MGFR) comme étant la différence des MAE des deux techniques divisée par la MAE de la méthode X (équation

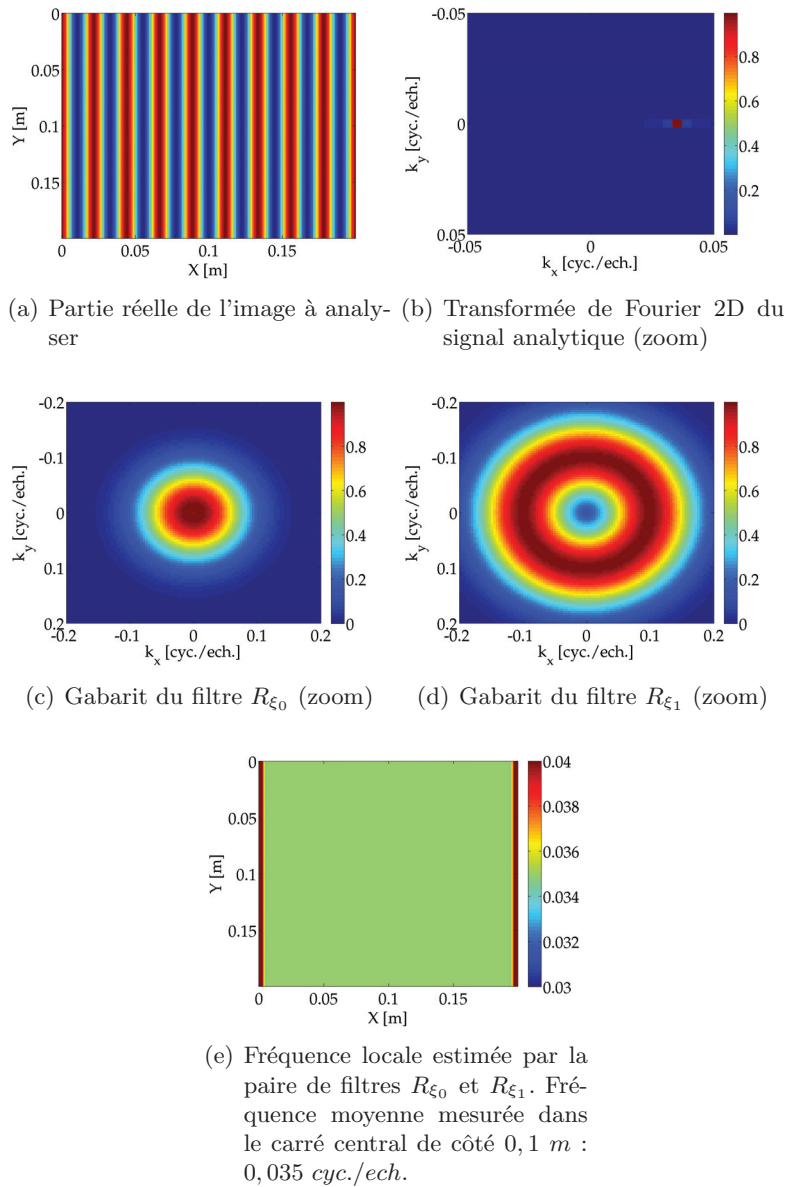


FIG. 6.7: Exemple d'estimation locale pour un signal 2D utilisant le rapport de signaux filtrés par des filtres de Gabor. La fréquence du signal est de $0,035\text{ cyc./ech.}$ dans la direction X . Les fréquences centrales des filtres sont de $0,01\text{ cyc./ech.}$ pour R_{ξ_0} et de $0,1\text{ cyc./ech.}$ pour R_{ξ_1} . L'écart-type des filtres est de $0,05\text{ cyc./ech.}$.

6.44).

$$A = \frac{MAE_X - MAE_{Gabor}}{MAE_X} \quad (6.44)$$

Ainsi, si l'erreur absolue moyenne est identique pour les deux techniques, A sera nul. Il sera positif si notre méthode réalise des estimations plus précises et négatif dans le cas contraire.

Pour les simulations suivantes, les tests seront effectués avec un signal dont les paramètres sont donnés par le tableau 6.2. Les paramètres de la reconstruction pour les différents algorithmes utilisés sont donnés par le tableau 6.3. Ces paramètres seront utilisés pour toutes les simulations suivantes.

Paramètre	Valeur
SNR	0 <i>dB</i>
Échantillons	1024
Fréquence d'échantillonnage	1024 <i>Hz</i>

TAB. 6.2: Résumé des paramètres du signal.

	Filtres de Gabor
Fréquence Min.	0,005
Fréquence Max.	0,025
Écart-type	0,005
	MLFR
Fréquence Min.	0,005
Fréquence Max.	0,025
	MGFR
Écart-type Min.	0,015
Écart-type Max.	0,016

TAB. 6.3: Résumé des paramètres des algorithmes d'estimation de la fréquence locale. Les fréquences sont données en cycles par échantillon. Toutes les reconstructions se font avec un nombre de filtres de $M = 10$.

6.6.1 Échelon de fréquence

Le signal de test étudié dans ce paragraphe est composé de la concaténation de deux sinusoides à deux fréquences différentes. Au signal est ajouté un bruit blanc Gaussien. La première sinusoïde à une fréquence de 0,01 *cyc./ech.* et la seconde de 0,02 *cyc./ech.*. La figure 6.8 représente un exemple de signal ainsi que la fréquence locale estimée par la méthode basée sur les filtres de Gabor. Le tableau 6.4 résume les erreurs qui découlent des différentes méthodes d'estimation locale de fréquence pour les méthodes présentées ci-dessus. Ces résultats sont issus de l'analyse du signal pour 128 réalisations (tirages aléatoires) du bruit.

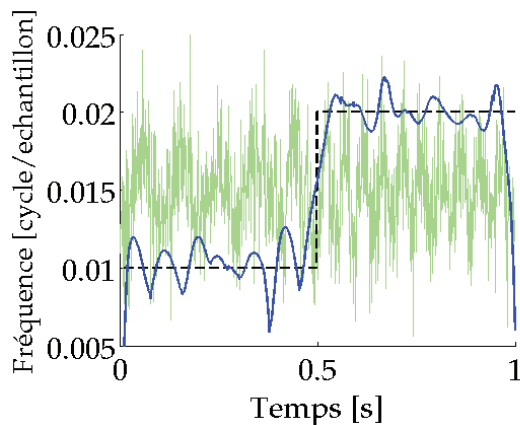


FIG. 6.8: Estimation locale de fréquence à partir d'un signal bruité présentant un saut de fréquence. La courbe en vert représente la partie réelle du signal à analyser. La courbe en bleu représente l'estimation locale de la fréquence mesurée à l'aide de notre méthode. La courbe en pointillé représente la fréquence locale réelle.

	MAE	Amélioration
Filtres de Gabor	$1,01 \cdot 10^{-3}$	-
MLFR	$1,20 \cdot 10^{-3}$	16%
MGFR	$1,52 \cdot 10^{-3}$	33%

TAB. 6.4: Moyenne de la valeur absolue de l'erreur (MAE) mesurée pour les différentes méthodes ainsi que les gains en qualité par rapport aux valeurs réelles apportés par notre méthode dans le cas de deux sinusoides concaténées. L'erreur est mesurée en dehors des zones où l'effet de bord est prononcé (entre $t = 0,1$ sec. et $t = 0,9$ sec.), mais prend en compte la zone de transition.

6.6.2 Sinus glissant

Le signal de test est composé d'un sinus glissant entre les fréquences de $0,01$ *cyc./ech.* et de $0,02$ *cyc./ech.*. La figure 6.9 représente un exemple de signal ainsi que la fréquence locale estimée par la méthode basée sur les filtres de Gabor. Le tableau 6.5 résume les erreurs qui découlent des différentes méthodes. Là encore, les résultats ont été obtenus pour 128 réalisations différentes du bruit.

Pour ces deux exemples, notre méthode est parvenue à suivre l'évolution de la fréquence locale et, de manière assez précise, la zone de transition dans le cas de l'échelon. Les performances de notre méthode apparaissent légèrement supérieures à celles de la technique MLFR (Knutsson *et al.*) pour les deux cas étudiés. La méthode la moins performante apparaît être la technique utilisant les filtres Gaussiens multi-variance et de moyenne nulle. Dans la suite, nous allons donc nous attacher à comparer de manière plus approfondie notre méthode avec la technique de Knutsson *et al.*.

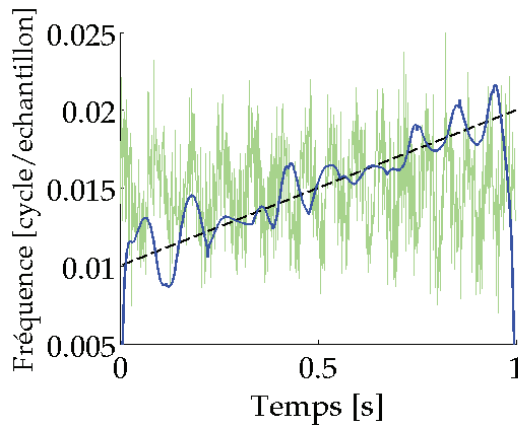


FIG. 6.9: Estimation locale de fréquence à partir d'un sinus glissant bruité. La courbe en vert représente la partie réelle du signal à analyser. La courbe en bleu représente l'estimation locale de la fréquence mesurée à l'aide de notre méthode. La courbe en pointillé représente la fréquence locale réelle.

	MAE	Amélioration
Filtres de Gabor	$0,66 \cdot 10^{-3}$	-
MLFR	$0,74 \cdot 10^{-3}$	11%
MGFR	$1,1 \cdot 10^{-3}$	41%

TAB. 6.5: Moyenne de la valeur absolue de l'erreur (MAE) mesurée pour les différentes méthodes ainsi que les gains en qualité par rapport aux valeurs réelles apportés par notre méthode dans le cas d'un sinus glissant. L'erreur est mesurée en dehors des zones où l'effet de bord est prononcé (entre $t = 0,1$ sec et $t = 0,9$ sec).

6.7 Simulations 2D

Nous avons ensuite cherché à évaluer notre méthode sur des données simulées bidimensionnelles. En particulier, les résultats que nous avons obtenus ont été comparés à ceux calculés avec l'algorithme LFE du logiciel MRE/Lab, logiciel utilisé en interne à la Mayo Clinic et auquel nous avons eu accès grâce à notre collaboration. Il est important de préciser que MRE/Lab est une version améliorée du programme MRE/Wave mis à la disposition de la communauté internationale et que la technique LFE implantée est basée sur la méthode de Knutsson. Trois configurations de propagation d'onde ont été abordées dans ce paragraphe.

L'équation (6.45) permet de convertir des fréquences spatiales (exprimées en *cyc./ech.*) en modules de cisaillement.

$$\mu = \rho \left(\frac{f_{ex}}{\xi_l R} \right)^2 \quad (6.45)$$

où f_{ex} est la fréquence d'excitation (exprimée en *Hz*), ξ_l est la fréquence spatiale mesurée (exprimée en *cyc./ech.*) et R la résolution (exprimée en *pixels/m*).

Pour les simulations suivantes, les tests sont effectués à l'aide d'images simulant la pro-

pagation d'ondes de cisaillement dans un milieu. Les paramètres permettant la construction des images sont donnés dans le tableau 6.6. Les paramètres de la reconstruction pour les différents algorithmes sont donnés par le tableau 6.7. Les filtres utilisés pour notre méthode sont des filtres radiaux. Ces paramètres seront utilisés pour toutes les simulations suivantes.

Paramètre	Valeur
SNR	10 <i>dB</i>
Dimensions des images tests	256 × 256
Fréquence d'excitation simulée	100 <i>Hz</i>
Champ de vue (FOV)	200 <i>mm</i>

TAB. 6.6: Résumé des paramètres du signal.

	Filtres de Gabor
Fréquence Min.	0,01 <i>cyc./ech.</i>
Fréquence Max.	0,08 <i>cyc./ech.</i>
Écart-type	0,02 <i>cyc./ech.</i>
	MRE/Lab
Fréquence Min.	2,56 <i>cyc./FOV</i>
Octave	0,5
<i>Fréquence Min.</i>	0,01 <i>cyc./ech.</i>
<i>Fréquence Max.</i>	0,08 <i>cyc./ech.</i>

TAB. 6.7: Résumé des paramètres des algorithmes de reconstruction. Les fréquences extrêmes en cycle par échantillon pour MRE/Lab sont données à titre indicatif. Toutes les reconstructions se font avec un nombre de filtres de $M = 6$.

6.7.1 Échelon de fréquence

Les images tests sont composées de la concaténation selon l'axe horizontal (X) de deux sinusoïdes à deux fréquences différentes. La première a une fréquence correspondant à un module de cisaillement de 5 *kPa* et la seconde à un module de 10 *kPa*. La figure 6.10 représente un exemple d'image test, la reconstruction du module de cisaillement local à l'aide de la méthode proposée et à l'aide de MRE/Lab ainsi qu'un profil de l'image du module de cisaillement local estimé. Le tableau 6.8 résume les erreurs d'estimation locale du module de cisaillement pour ces deux méthodes.

6.7.2 Sinus glissant

Les images tests sont celles d'un signal sinusoïdal dont la fréquence augmente linéairement³ en fonction de la position selon l'axe horizontal (X). La fréquence minimale (positionnée à $X = 0$ *m*) est de 0,025 *cyc./ech.* (fréquence correspondant à 10 *kPa*) et la

³La fréquence augmentant linéairement, le module de cisaillement diminue proportionnellement à l'inverse du carré de la fréquence.

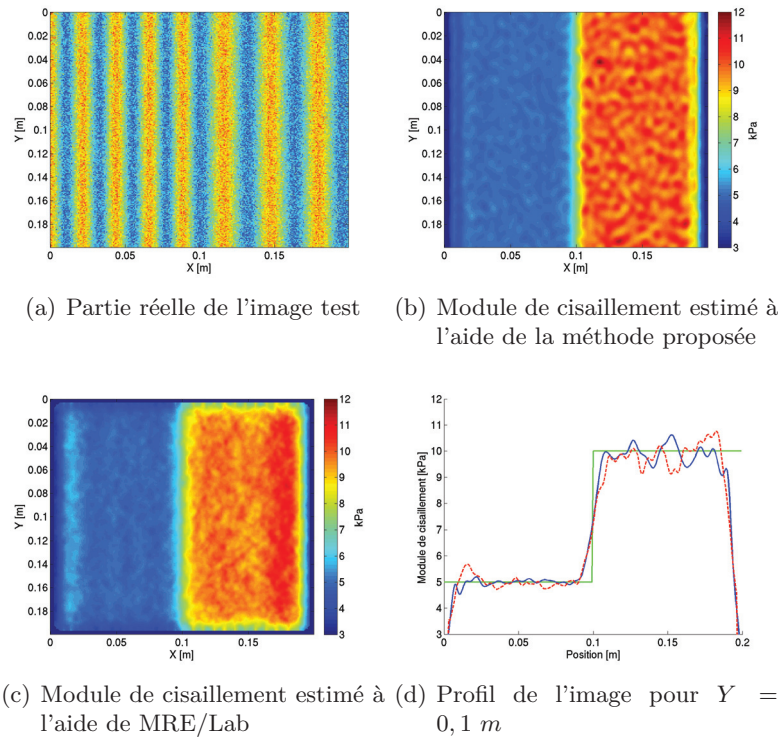


FIG. 6.10: Exemple d'image complexe bruitée présentant un saut de fréquence dans la direction horizontale (X) (figure (a)) et module de cisaillement estimé par la méthode basée sur le rapport de filtres de Gabor (figure (b)) et par MRE/Lab (figure (c)). L'image (d) représente, pour une coupe à $Y = 0,1 \text{ m}$, le module de cisaillement théorique (en vert), le module de cisaillement estimé à l'aide de filtres de Gabor (en bleu) et le module de cisaillement estimé à l'aide de MRE/Lab (en pointillé rouge).

	MAE	Amélioration
Filtres de Gabor	0,29 <i>kPa</i>	-
MRE/Lab	0,34 <i>kPa</i>	15 %

TAB. 6.8: Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation du module de cisaillement (MAE) mesurée pour les deux méthodes ainsi que les gains en qualité par rapport aux valeurs réelles apportés par notre méthode sur les images présentant deux sinusoides concaténées. L'erreur est mesurée en dehors des zones où l'effet de bord est prononcé (dans le carré central de 193 *Pixels* de côté).

fréquence maximale est de 0,035 *cyc./ech.* (fréquence correspondant à 5 *kPa*). La figure 6.11 représente un exemple d'image test, la reconstruction du module de cisaillement local à l'aide de la méthode proposée et à l'aide de MRE/Lab ainsi qu'une coupe de l'image du module de cisaillement local estimé. Le tableau 6.9 résume les erreurs d'estimation locale sur le module de cisaillement pour ces deux méthodes.

	MAE	Amélioration
Filtres de Gabor	0,14 <i>kPa</i>	-
MRE/Lab	0,21 <i>kPa</i>	33 %

TAB. 6.9: Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation du module de cisaillement (MAE) mesurée pour les deux méthodes ainsi que les gains en qualité par rapport aux valeurs réelles apportés par notre méthode sur les images présentant un sinus glissant. L'erreur est mesurée en dehors des zones où l'effet de bord est prononcé (dans le carré central de 193 *Pixel* de côté).

6.7.3 Propagation circulaire

Les images tests simulent la propagation d'une onde de cisaillement depuis une source ponctuelle située au centre de l'image dans un milieu présentant un module de cisaillement de 5 *kPa*. La figure 6.12 représente un exemple d'image test, la reconstruction du module de cisaillement à l'aide de la méthode proposée et à l'aide de MRE/Lab ainsi qu'une coupe de l'image du module de cisaillement local estimé. Le tableau 6.10 résume les erreurs d'estimation locale du module de cisaillement pour ces deux méthodes.

	MAE	Amélioration
Filtres de Gabor	0,07 <i>kPa</i>	-
MRE/Lab	0,1 <i>kPa</i>	30 %

TAB. 6.10: Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation du module de cisaillement (MAE) mesurée pour les deux méthodes ainsi que les gains en qualité par rapport aux valeurs réelles apportés par notre méthode sur les images représentant la propagation d'une onde de cisaillement depuis une source ponctuelle située au centre de l'image. L'erreur est mesurée en dehors des zones où l'effet de bord est prononcé (dans le rectangle inférieur de 193 *Pixels* × 64 *Pixels*).

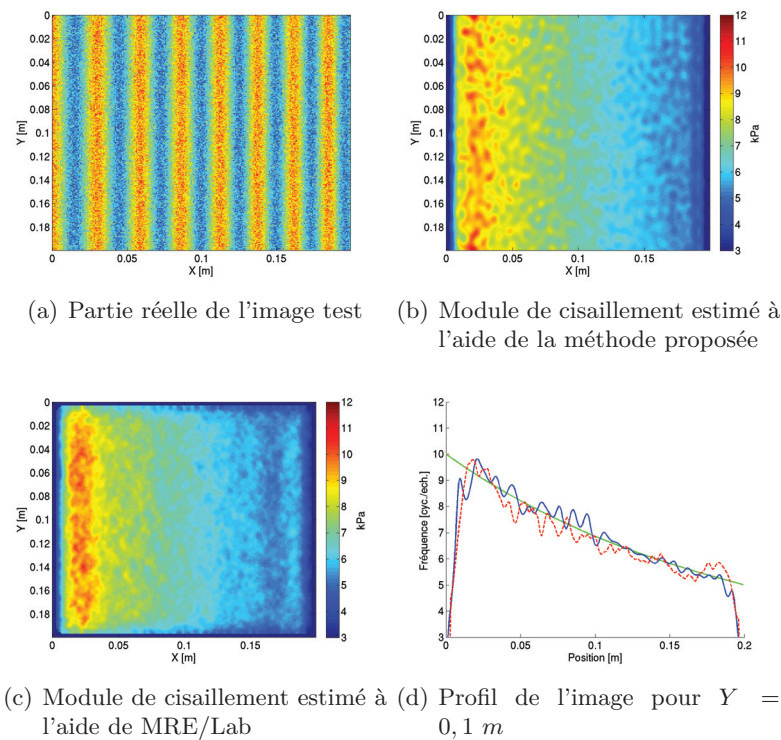


FIG. 6.11: Exemple d'image complexe bruitée présentant une augmentation linéaire de la fréquence dans la direction horizontale (X) (figure (a)) et module de cisaillement estimé par la méthode basée sur le rapport de filtres de Gabor (figure (b)) et par MRE/Lab (figure (c)). L'image (d) représente, pour une coupe à $Y = 0,1 m$, le module de cisaillement théorique (en vert), le module de cisaillement estimé à l'aide de filtres de Gabor (en bleu) et le module de cisaillement estimé à l'aide de MRE/Lab (en pointillé rouge).

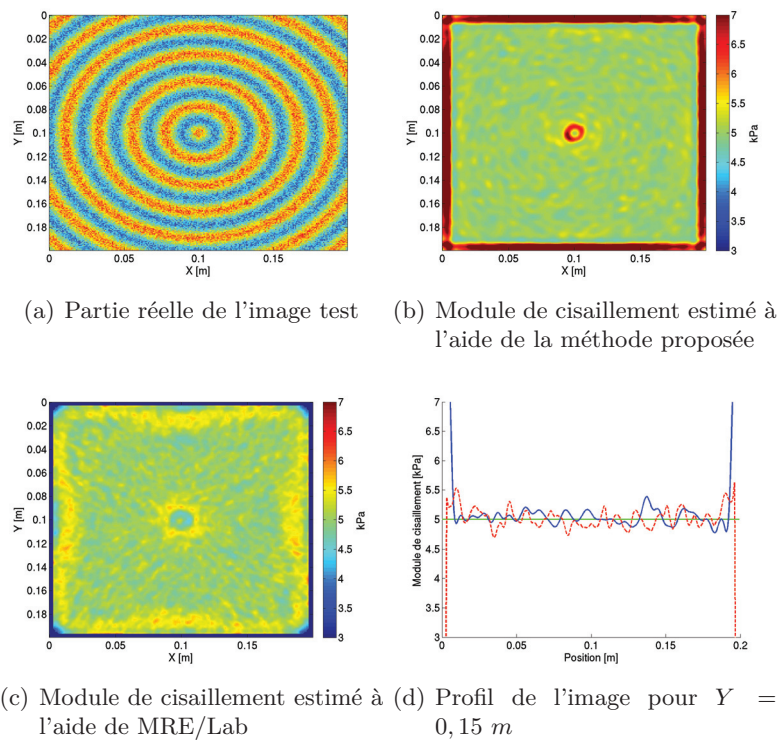


FIG. 6.12: Exemple d'image complexe bruitée présentant une propagation circulaire d'une onde (figure (a)) et module de cisaillement estimé par la méthode basée sur le rapport de filtres de Gabor (figure (b)) et par MRE/Lab (figure (c)). L'image (d) représente, pour une coupe à $Y = 0,15 \text{ m}$, le module de cisaillement théorique (en vert), le module de cisaillement estimé à l'aide de filtres de Gabor (en bleu) et le module de cisaillement estimé à l'aide de MRE/Lab (en pointillé rouge).

Nous avons pu observer, dans tous les cas étudiés, une amélioration de la qualité de l'estimation entre la méthode proposée et le logiciel MRE/Lab. Cependant, lorsque nous observons plus attentivement les résultats, et notamment les profils, nous constatons que les estimations sont très proches des valeurs théoriques. Par conséquent, une amélioration, même élevée, se traduit en réalité par une faible différence entre les valeurs de modules de cisaillement obtenues avec notre algorithme et celles issues de MRE/Lab. Enfin, les élastogrammes calculés avec MRE/Lab apparaissent visuellement plus lisses que ceux résultant de notre technique.

6.8 Résultats sur les données ERM expérimentales

Dans cette dernière partie, nous avons cherché à évaluer notre méthode à l'aide de données expérimentales issues de tests sur des fantômes physiques. À ce niveau, il nous apparaît nécessaire d'apporter de plus amples informations concernant le logiciel MRE/Lab, notamment concernant des pré-traitements réalisables avant la reconstruction du module de cisaillement. En effet, à partir de la série d'images acquises représentant la propagation de l'onde de cisaillement, le logiciel MRE/Lab permet de réaliser deux opérations importantes. D'abord un filtrage directionnel peut être appliqué permettant de générer les images des ondes se propageant dans diverses directions malgré le fait qu'elles puissent se recouvrir spatialement dans les données originales (paragraphe 4.4.1). Dans les tests suivants, des images d'onde pour 8 directions de propagation également réparties entre 0° et 360° seront produites. De plus, une sélectivité des fréquences spatiales peut également être opérée, afin de ne conserver que les valeurs possibles de module de cisaillement, compte tenu du milieu observé. Ces données serviront de base à la reconstruction du module de cisaillement. Dans le cadre de cette thèse, nous n'avons pas travaillé au développement de techniques de filtrages directionnels. Ainsi, afin de comparer notre méthode d'estimation du module de cisaillement à l'algorithme LFE de MRE/Lab, nous avons utilisé les données issues du filtrage directionnel de MRE/Lab en entrée de notre algorithme. Les paramètres utilisés avec MRE/Lab pour la reconstruction ont été ceux définis par défaut. Pour notre méthode, les paramètres des filtres ont été déterminés en fonction des données à traiter, de façon à encadrer les fréquences potentiellement présentes dans les images (paragraphe 6.5.2).

Cette évaluation a été réalisée à l'aide de plusieurs objets tests, de diverses compositions, certains étant spécifiquement dédiés aux études élastographiques.

Les élastogrammes calculés à l'aide des filtres de Gabor pour chacune des directions du filtre directionnel sont combinés grâce à une pondération égale à l'amplitude du mouvement local de l'onde de cisaillement.

6.8.1 Fantôme test acquis par la Mayo Clinic

Les premiers résultats présentés proviennent de données mises à disposition par la Mayo Clinic⁴. Elles concernent un fantôme d'agar-agar, de forme parallélépipédique, contenant quatre inclusions cylindriques de taille croissante (de 5 mm à 25 mm de diamètre) et plus rigides que le milieu environnant. Les valeurs de module de cisaillement indiquées sont de 2,9 kPa pour le milieu environnant et de 6,4 kPa pour les inclusions [Manduca *et al.*, 2003, Kwon *et al.*, 2009].

Lors de l'acquisition ERM, le fantôme a été assujéti à une vibration de 100 Hz et une seule direction de sensibilisation aux mouvements a été acquise. Le tableau 6.11 donne les paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes pour les deux techniques.

Paramètre	Valeur
<i>Filtrage directionnel</i>	
Module de cisaillement minimum	0,5 kPa
Module de cisaillement maximum	30 kPa
<i>Reconstruction avec MRE/Lab</i>	
Octave	1
Base	1 ech./FOV
Nombre de filtres	6
<i>Reconstruction à l'aide des filtres de Gabor</i>	
Fréquence minimum	0,01 cyc./ech.
Fréquence maximum	0,05 cyc./ech.
Écart-type	0,05 cyc./ech.
Nombre de filtres	6

TAB. 6.11: Résumé des paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes pour les données acquises par la Mayo Clinic.

L'image d'amplitude du fantôme, une image d'onde avant et après filtrage directionnel (représentant, dans ce cas, la propagation de l'onde du haut vers le bas) ainsi que les élastogrammes calculés avec MRE/Lab et notre technique sont présentés en figure 6.13. Cette première figure nous permet d'observer la bonne performance du filtre directionnel du programme MRE/Lab. De plus, les élastogrammes obtenus avec MRE/Lab et ceux calculés avec notre méthode sont très proches et permettent clairement de mettre en évidence les deux inclusions de plus grosse taille, apparaissant comme cela était attendu avec un module de cisaillement plus élevé que le milieu environnant. Les deux inclusions les plus petites sont plus difficilement perceptibles. Dans l'objectif de quantifier nos résultats, les valeurs moyennes des modules de cisaillement au sein de l'inclusion de plus grand diamètre et du milieu environnant, obtenues avec notre méthode et MRE/Lab, sont présentées dans le tableau 6.12. Les valeurs mesurées par les deux techniques sont extrêmement proches de la valeur de référence pour ce qui est du milieu environnant. Pour l'inclusion de plus grand diamètre, le module de cisaillement estimé par notre méthode (6,25 kPa) est plus

⁴http://mayoresearch.mayo.edu/mayo/research/ehman_lab/mrw-wave.cfm

proche de la valeur indiquée ($6,4 \text{ kPa}$) que l'estimation faite par MRE/Lab ($5,72 \text{ kPa}$). Pour finir, un profil de l'image passant par les trois inclusions de plus grands diamètres est donné en figure 6.14. On constate que l'estimation du module de cisaillement dans les inclusions diminue avec la taille de l'inclusion pour l'estimation faite avec MRE/Lab. Ce comportement n'est observé avec les filtres de Gabor que pour la plus petite des trois inclusions.

Méthode	Milieu environnant	Inclusion
MRE/Lab	$3 \text{ kPa} \pm 0,25 \text{ kPa}$	$5,7 \text{ kPa} \pm 0,46 \text{ kPa}$
Filtres de Gabor	$3 \text{ kPa} \pm 0,29 \text{ kPa}$	$6,3 \text{ kPa} \pm 0,51 \text{ kPa}$

TAB. 6.12: Modules de cisaillement moyens (et écarts-types) pour les données acquises par la Mayo Clinic mesurés dans les différentes régions d'intérêt avec le logiciel MRE/Lab et avec notre technique.

Suite à ce premier résultat encourageant, d'autres milieux ont été analysés, notamment un fantôme de prostate à base de cryogel d'alcool polyvinylique et deux objets test commercialisés par la société CIRS et adaptés à ce type d'études. Ces différents milieux ont été imagés à l'aide d'un IRM clinique Magnetom Sonata 1,5 T (Siemens Medical Systems, Erlangen, Allemagne). Dans tous les cas, les fantômes ont été mis en vibration à l'aide d'un système pneumatique, similaire à celui schématisé en figure 4.7.

6.8.2 Fantôme de prostate

Le fantôme de prostate [Vray *et al.*, 2009, Boutet *et al.*, 2009] étudié dans ce paragraphe a été fabriqué à partir d'un cryogel d'alcool polyvinylique (PVA), acquérant ses propriétés mécaniques par cycles de congélation/décongélation [Duboeuf *et al.*, 2009]. Bien qu'il ne soit pas possible de régler avec précision ses propriétés mécaniques, il doit être noté que le module d'Young du milieu augmente avec le nombre de cycles (de congélation/décongélation) qui lui est appliqué. Il peut ainsi être généré un milieu test comportant plusieurs régions avec des modules d'Young différents, représentant par exemple une prostate et les tissus environnants. Dans notre cas, la région correspondant à la glande est celle ayant subi le plus faible nombre de cycles. Il est à noter que le fantôme et le système d'acquisition sont différents de ceux utilisés au paragraphe 5.4.

Les données ERM ont été acquises avec une fréquence d'excitation de 177 Hz et une seule direction de sensibilisation aux mouvements. Le tableau 6.13 donne les paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes pour les deux techniques.

Deux images d'onde obtenues avant 6.15(b) et après 6.15(c) application d'un filtrage directionnel (pour une onde se propageant de haut en bas) sont présentées en figure 6.15 ainsi que les élastogrammes reconstruits avec le logiciel MRE/Lab 6.15(d) et avec notre

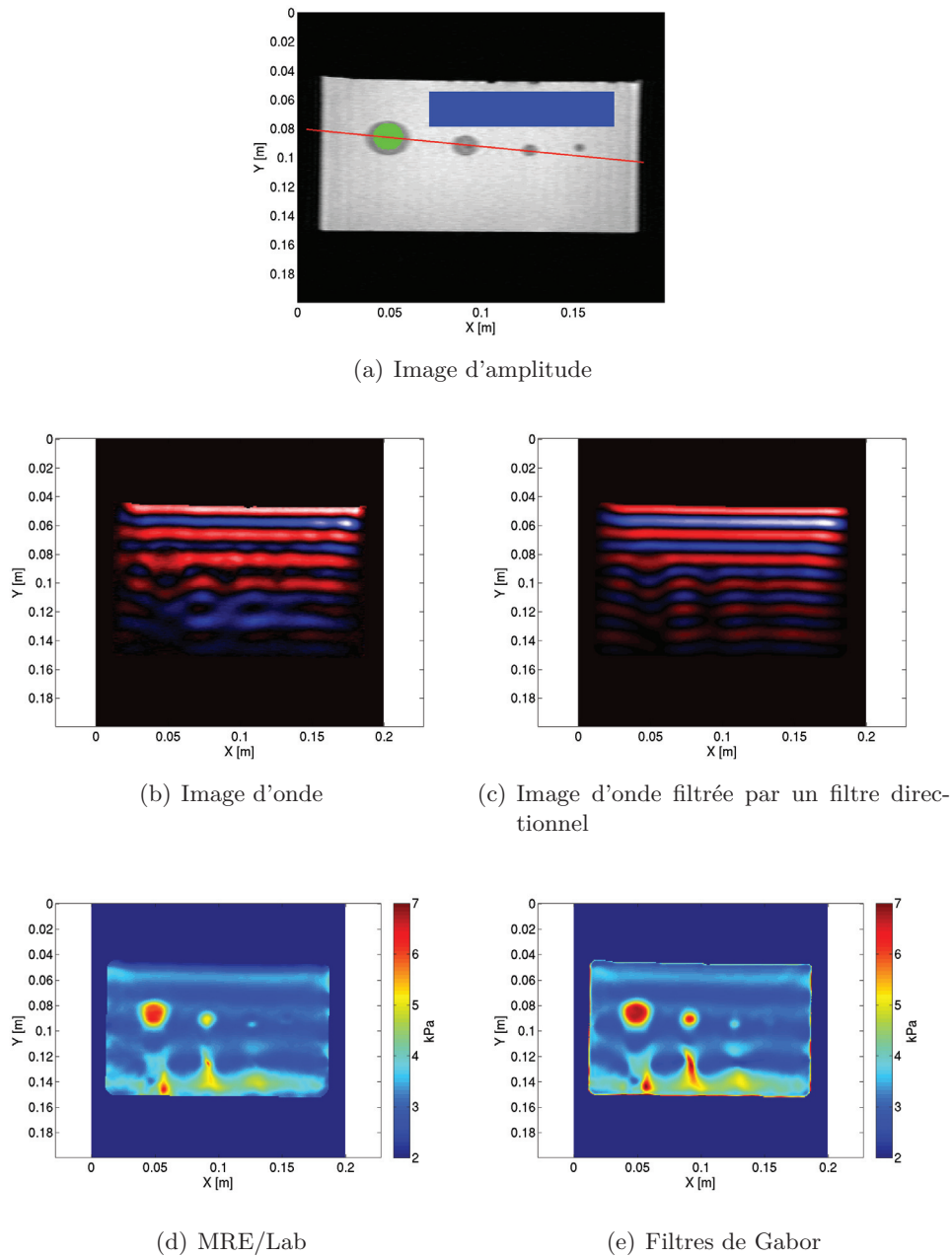


FIG. 6.13: Image d'amplitude (a) et images d'onde avant (b) et après (c) filtrage directionnel (onde se propageant du haut vers le bas) obtenues avec les données acquises par la Mayo Clinic. Les élastogrammes sont reconstruits à l'aide du logiciel MRE/Lab (d) ainsi qu'avec notre méthode (e). Les régions utilisées pour l'estimation du module de cisailment sont données sur l'image d'amplitude (a) : en bleu la région utilisée pour l'estimation au sein du milieu environnant et en vert la région utilisée pour l'estimation au sein de l'inclusion ; le segment de droite représente le profil utilisé pour construire l'image 6.14.

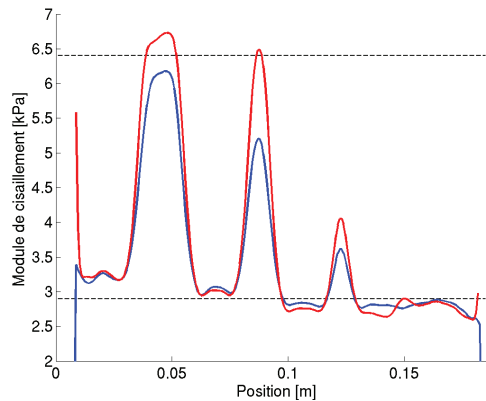


FIG. 6.14: Module de cisaillement estimé le long de l'axe représenté en rouge sur la figure 6.13(a) à l'aide du programme MRE/Lab (courbe bleue) et la méthode utilisant les filtres de Gabor (courbe rouge). Les droites pointillées représentent les modules de cisaillement mesurés à l'aide de tests mécaniques : $6,4 \text{ kPa}$ pour les inclusions et $2,9 \text{ kPa}$ pour le milieu environnant.

méthode 6.15(e). Nous pouvons observer que les résultats obtenus avec les deux techniques sont très proches et permettent de mettre clairement en évidence la région représentant la prostate. De plus, les valeurs des modules de cisaillement moyens estimées au centre de la région simulant la prostate et du milieu environnant et obtenues avec les deux méthodes sont très proches (tableau 6.14), mettant ainsi en relief la similarité des résultats. On constate que malgré la complexité des images d'onde initialement acquises lors de l'excitation du milieu, le filtre directionnel a permis d'extraire une onde exploitable pour la reconstruction.

6.8.3 Fantôme CIRS modèle 049

Le fantôme CIRS modèle 049 est un fantôme dédié aux études élastographiques et compatible avec une utilisation en IRM. Il se présente sous la forme d'un milieu homogène de forme parallélépipédique dans lequel sont insérées deux séries de quatre inclusions, de forme sphérique, aux propriétés mécaniques différentes. La première série est composée de quatre sphères de 20 mm de diamètre et de module d'Young respectif 6 kPa , 17 kPa , 54 kPa et 62 kPa (données fournies par le constructeur). La seconde série comporte des inclusions plus petites (de diamètre 10 mm), mais dont les modules d'Young sont identiques à la série précédente. Le milieu environnant est quant à lui caractérisé par une valeur de module d'Young de 29 kPa . Ces différentes données sont résumées par le tableau 6.15.

Trois jeux de données ERM ont été acquis pour ce fantôme, les deux premiers obtenus avec une fréquence d'excitation de 177 Hz pour imager les deux séries d'inclusions, et le troisième avec une fréquence de 285 Hz pour imager à nouveau les inclusions de 10 mm de diamètre et observer ainsi l'éventuelle influence de la fréquence d'excitation. Les différents paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes sont reportés dans le

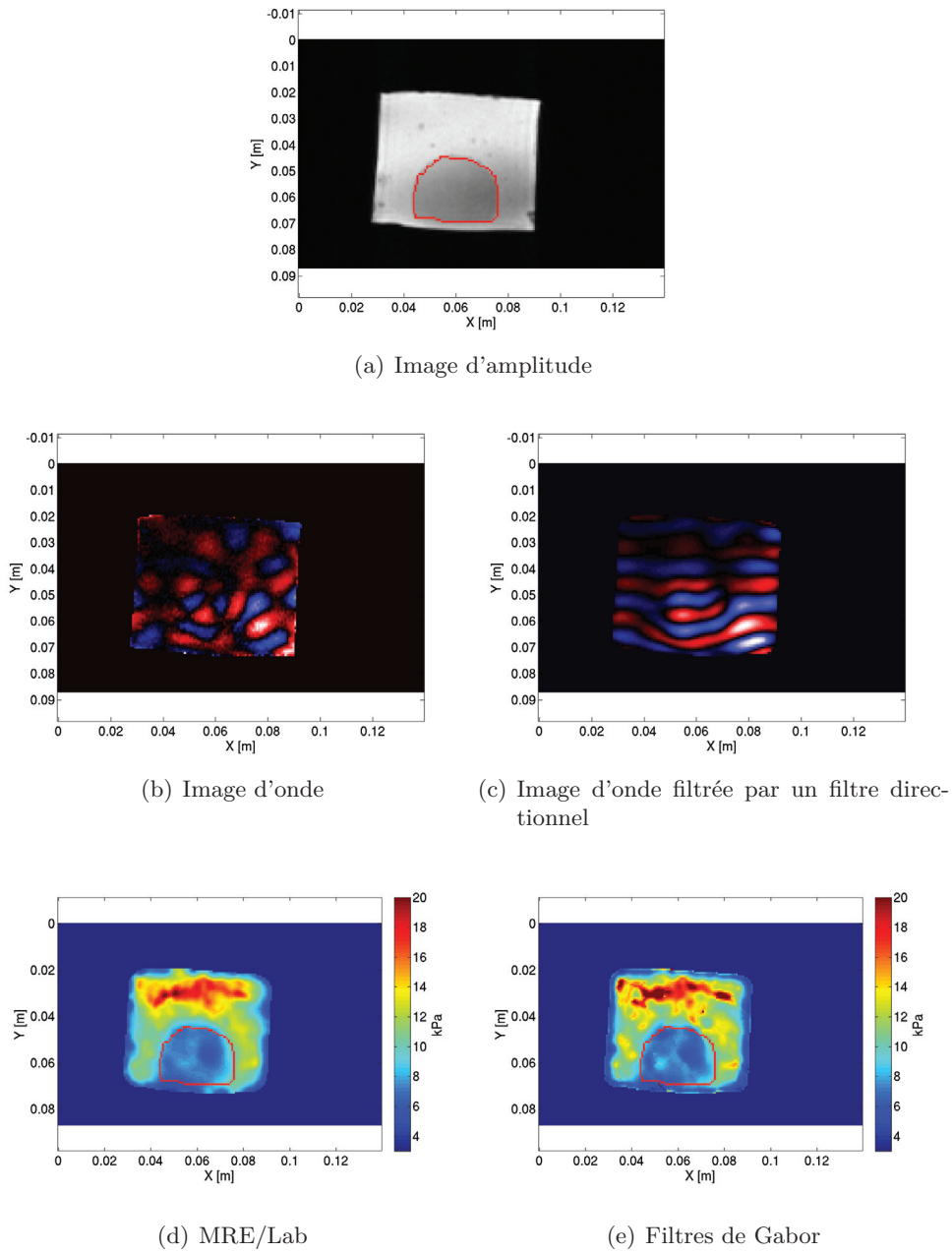


FIG. 6.15: Image d'amplitude (a) et images d'onde avant (b) et après (c) filtrage directionnel (onde se propageant du haut vers le bas) obtenues avec le fantôme de prostate. Les élastogrammes sont reconstruits à l'aide du logiciel MRE/Lab (d) ainsi qu'avec notre méthode (e). La région simulant la prostate est entourée en rouge.

Paramètre	Valeur
<i>Filtrage directionnel</i>	
Module de cisaillement minimum	0,5 <i>kPa</i>
Module de cisaillement maximum	30 <i>kPa</i>
<i>Reconstruction avec MRE/Lab</i>	
Octave	1
Base	1 <i>ech./FOV</i>
Nombre de filtres	6
<i>Reconstruction à l'aide des filtres de Gabor</i>	
Fréquence minimum	0,01 <i>cyc./ech.</i>
Fréquence maximum	0,15 <i>cyc./ech.</i>
Écart-type	0,05 <i>cyc./ech.</i>
Nombre de filtres	6

TAB. 6.13: Résumé des paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes pour le fantôme de prostate.

Méthode	Milieu environnant	Prostate
MRE/Lab	14,6 <i>kPa</i> ± 2,05 <i>kPa</i>	7 <i>kPa</i> ± 0,6 <i>kPa</i>
Filtres de Gabor	14,9 <i>kPa</i> ± 3,25 <i>kPa</i>	7 <i>kPa</i> ± 0,72 <i>kPa</i>

TAB. 6.14: Modules de cisaillement moyens (et écarts-types) du fantôme de prostate mesurés au centre de la région correspondant à la prostate et au centre du milieu environnant avec le logiciel MRE/Lab et avec notre technique.

tableau 6.16. Les données acquises sur les petites inclusions l'ont été avec des gradients de sensibilisation aux mouvements dans les trois directions de l'espace. En revanche, une seule direction de sensibilisation a été utilisée lors des acquisitions sur les inclusions de 20 *mm* de diamètre.

La figure 6.16 illustre l'effet d'un filtrage directionnel sur une image d'onde et la figure 6.17 présente les élastogrammes reconstruits pour chacun des jeux de données avec le logiciel MRE/Lab et avec notre méthode.

Nous pouvons observer que les résultats obtenus avec les deux techniques sont très semblables, bien que de légères différences puissent apparaître localement. Dans tous les cas, les inclusions sphériques sont mises en évidence avec, comme cela était attendu, une gradation des valeurs de modules d'élasticité. Afin d'effectuer une comparaison approfondie, les modules de cisaillement des inclusions et du milieu environnant obtenus avec les deux techniques sont reportés dans le tableau 6.17. Ces valeurs restent très proches, la différence maximale observée sur les valeurs moyennes entre les deux techniques n'étant que de 1,5 *kPa*. Comparées aux valeurs de référence (tableau 6.15), les estimations en sont proches pour le milieu environnant ainsi que les sphères de classe I et II. En revanche, pour les inclusions de type III et IV, les différences entre les estimations et les valeurs de référence sont plus importantes puisque, pour les inclusions III, les différents modules de

Milieu	Module de d'Young	Module de cisaillement
Inclusion I	6 <i>kPa</i>	2 <i>kPa</i>
Inclusion II	17 <i>kPa</i>	5,7 <i>kPa</i>
Inclusion III	54 <i>kPa</i>	18 <i>kPa</i>
Inclusion IV	62 <i>kPa</i>	20,7 <i>kPa</i>
Milieu environnant	29 <i>kPa</i>	9,7 <i>kPa</i>

TAB. 6.15: Résumé des modules d'élasticité des différentes régions composant l'objet test CIRS modèle 049, dédié aux études élastographiques. Les valeurs des modules d'Young ont été fournies par le constructeur. À titre indicatif, le module de cisaillement correspondant est reporté, en considérant le matériau (Zerdine®) comme isotrope et quasi-incompressible.

Paramètre	Acq. à 177 <i>Hz</i>	Acq. à 285 <i>Hz</i>
<i>Filtrage directionnel</i>		
Module de cisaillement minimum	0,5 <i>kPa</i>	0,5 <i>kPa</i>
Module de cisaillement maximum	30 <i>kPa</i>	30 <i>kPa</i>
<i>Reconstruction avec MRE/Lab</i>		
Octave	1	1
Base	1 <i>cyc./FOV</i>	1 <i>cyc./FOV</i>
Nombre de filtres	6	6
<i>Reconstruction à l'aide des filtres de Gabor</i>		
Fréquence minimum	0,04 <i>cyc./ech.</i>	0,08 <i>cyc./ech.</i>
Fréquence maximum	0,1 <i>cyc./ech.</i>	0,14 <i>cyc./ech.</i>
Écart-type	0,05 <i>cyc./ech.</i>	0,05 <i>cyc./ech.</i>
Nombre de filtres	6	6

TAB. 6.16: Résumé des paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes pour le fantôme CIRS modèle 049.

cisaillement reportés varient en moyenne entre 10,5 *kPa* et 11,6 *kPa* alors que la valeur fournie par le constructeur est de 18 *kPa*. De même, pour les inclusions de classe IV, les valeurs moyennes estimées sont dans la gamme 12,5 – 14,2 *kPa*, pour une valeur de référence de 20,7 *kPa*. Enfin, nous pouvons remarquer que pour les deux inclusions de modules de cisaillement les plus faibles, les algorithmes tendent à légèrement surestimer ce module, alors qu'une sous-estimation apparaît pour les modules d'élasticité plus élevés, sous-estimation plus importante pour le logiciel MRE/Wave que pour notre technique. Une précision concernant les valeurs de référence doit cependant être apportée : les différentes propriétés du fantôme, fournies par le constructeur, l'étaient avec une date de validité, date dépassée au moment de la réalisation de l'expérience. Cependant, s'il peut exister une évolution des propriétés mécaniques, nous pouvons supposer que celle-ci reste faible. Pour finir, les valeurs des modules de cisaillement mesurées sur les inclusions de 10 *mm* de diamètre, aux fréquences d'excitation de 177 *Hz* et 285 *Hz* restent, dans notre cas, similaires.

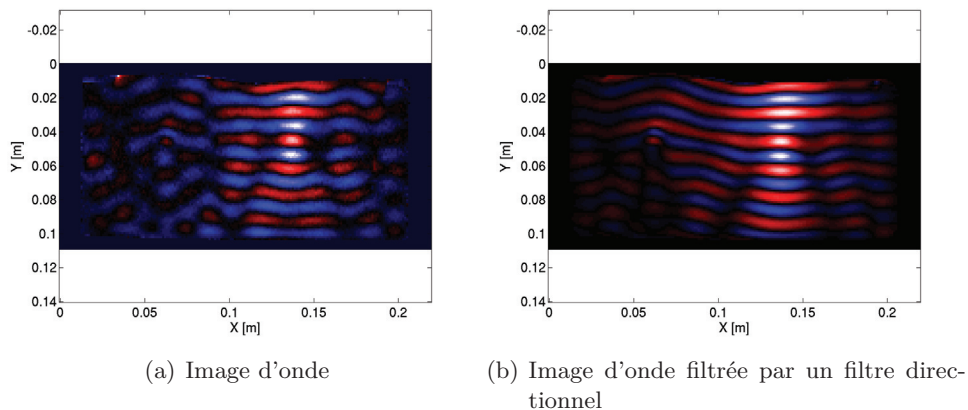


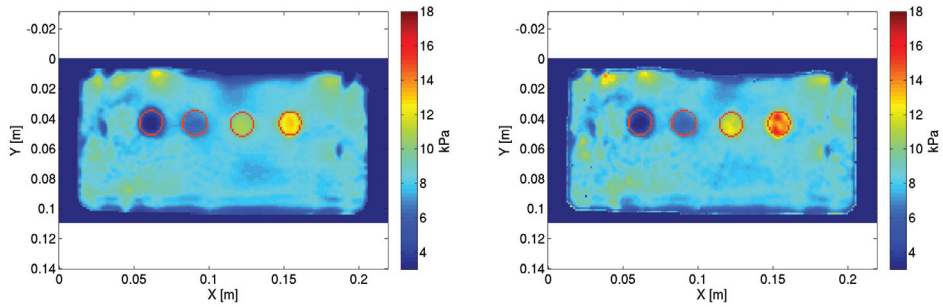
FIG. 6.16: Exemple d'images d'ondes avant (a) et après (b) filtrage directionnel (onde se propageant du haut vers le bas).

6.8.4 Fantôme CIRS modèle 059

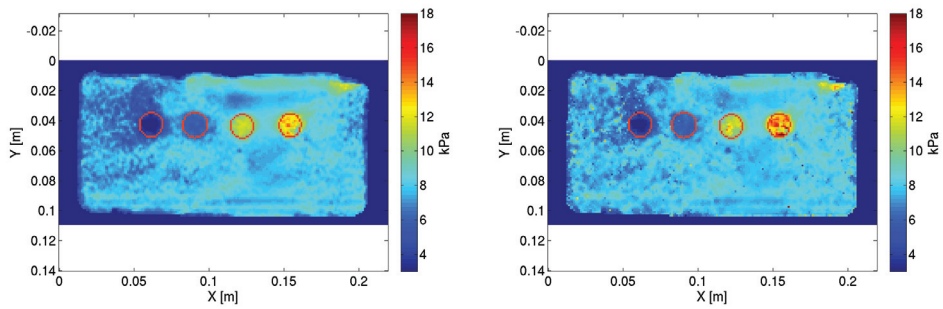
Le fantôme CIRS modèle 059 est un fantôme reproduisant la géométrie d'un sein dans lequel se trouvent plusieurs inclusions, simulant des nodules mammaires. Les inclusions ont une taille comprise entre 3 mm et 10 mm et un module d'Young environ trois fois plus important que le milieu environnant (indications du constructeur). Les données ont été acquises selon deux plans d'imagerie différents avec une fréquence d'excitation de 177 Hz et une seule direction de sensibilisation aux mouvements. Afin d'illustrer l'effet de l'écart-type des filtres, nous avons reconstruit les élastogrammes avec deux valeurs différentes d'écart-type : la première reconstruction a été faite avec un écart-type de $\sigma = 0,05 \text{ cyc./ech.}$ et la seconde avec un écart-type de $\sigma = 0,1 \text{ cyc./ech.}$. Les paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes pour ce fantôme sont résumés dans le tableau 6.18.

Les figures 6.18 et 6.19 présentent une image d'amplitude, une image d'onde avant puis après filtrage directionnel ainsi que les élastogrammes obtenus pour les deux plans d'imagerie. Les valeurs moyennes des modules de cisaillement correspondants, estimées au centre des inclusions et du milieu environnant, sont reportées respectivement dans les tableaux 6.19 et 6.20.

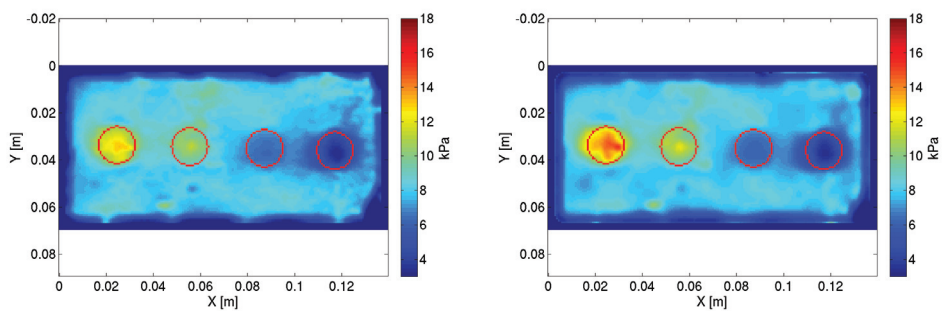
À nouveau, nous pouvons observer la similarité des résultats obtenus avec les deux techniques. Pour le premier plan d'imagerie, les inclusions sphériques sont clairement détectables sur les élastogrammes et présentent des valeurs de module d'élasticité supérieures à celui du milieu environnant. De plus, quelle que soit la méthode utilisée, les valeurs des modules de cisaillement obtenues pour le milieu environnant sont quasi-identiques. En revanche, pour les inclusions sphériques, nous pouvons remarquer que ces valeurs sont généralement plus élevées avec notre technique qu'avec le logiciel MRE/Lab, et notamment lorsque l'écart-type du filtre σ est réglée à 0,1 cyc./ech.. Comparée à l'indication du constructeur sur le rapport des modules de cisaillement inclusions/milieu environnant, et en particulier pour le premier plan d'imagerie étudié, les valeurs que nous obtenons



(a) MRE/Lab : Petites inclusions pour une vibration à $177Hz$ (b) Filtres de Gabor : Petites inclusions pour une vibration à $177Hz$



(c) MRE/Lab : Petites inclusions pour une vibration à $285Hz$ (d) Filtres de Gabor : Petites inclusions pour une vibration à $285Hz$



(e) MRE/Lab : Grosses inclusions pour une vibration à $177Hz$ (f) Filtres de Gabor : Grosses inclusions pour une vibration à $177Hz$

FIG. 6.17: Élastogrammes reconstruits pour chacun des jeux de données acquis avec le fantôme CIRS modèle 049. Les différentes inclusions sont entourées en rouge.

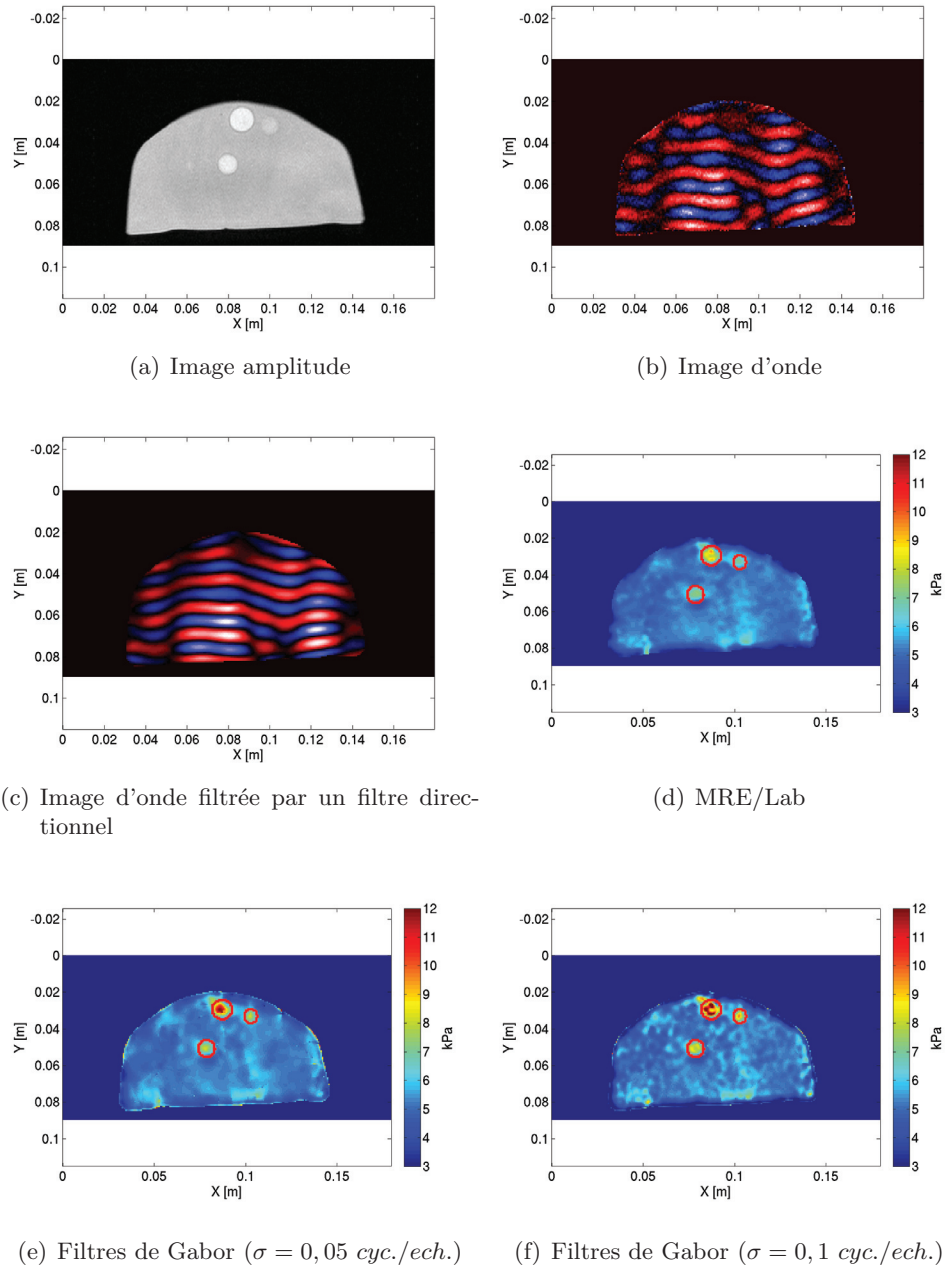


FIG. 6.18: Image d'amplitude (a), image d'onde avant (b) et après (c) filtrage directionnel (onde se propageant du haut vers le bas) pour le premier plan d'imagerie acquis avec le fantôme CIRS modèle 059. Les élastogrammes sont reconstruits à l'aide de MRE/Lab (d) et de notre technique pour deux valeurs d'écart-type des filtres (e)-(f). Les différentes inclusions sont entourées en rouge sur les élastogrammes.

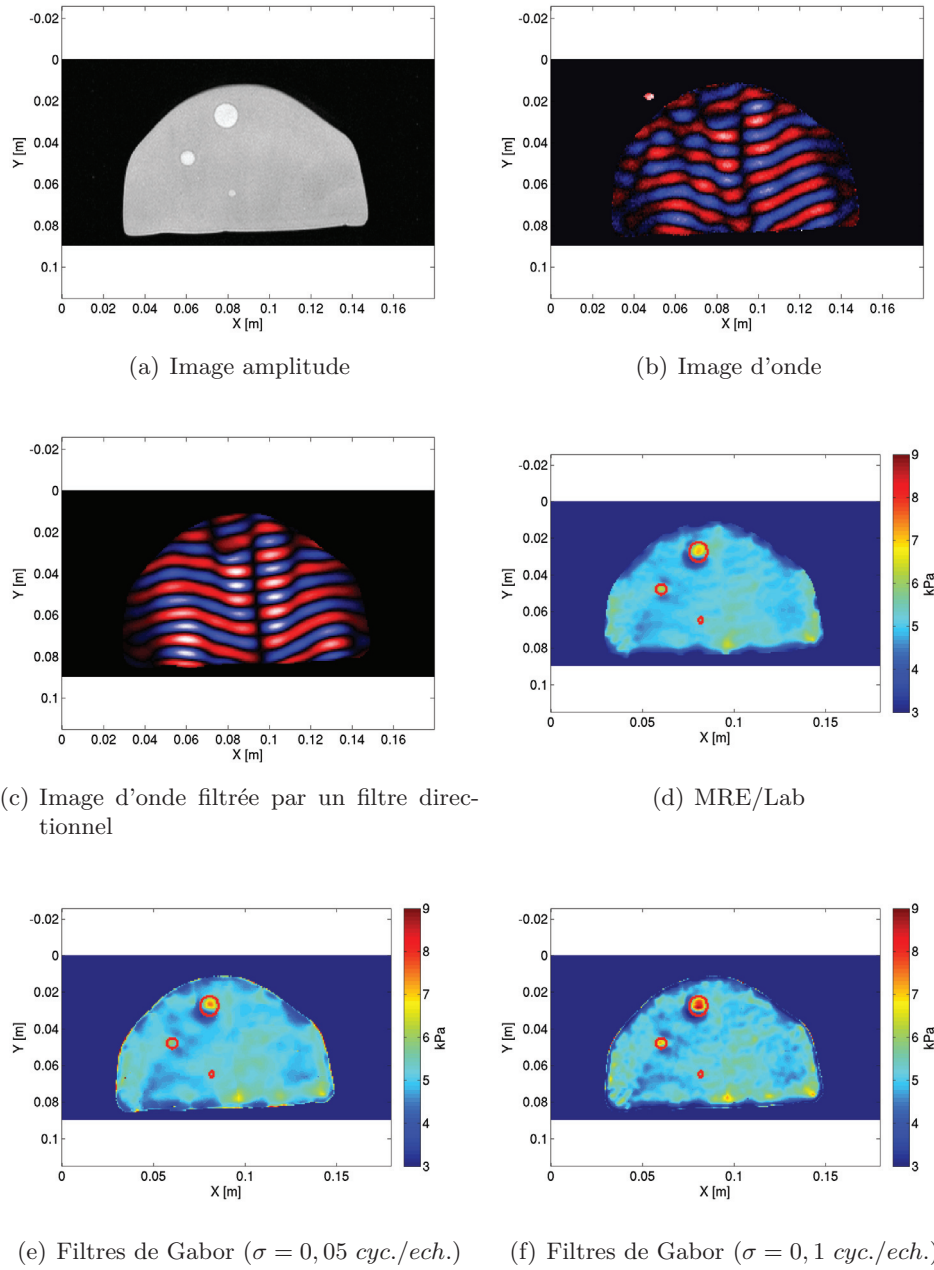


FIG. 6.19: Image d'amplitude (a), image d'onde avant (b), et après (c) filtrage directionnel (onde se propageant du haut vers le bas) pour le second plan d'imagerie. Les élastogrammes sont reconstruits à l'aide de MRE/Lab (d) et avec notre technique pour deux valeurs d'écart-type des filtres (e)-(f). Les différentes inclusions sont entourées en rouge sur les élastogrammes.

Méthode	Milieu environnant	Incl. I	Incl. II	Incl. III	Incl. IV
<i>Petites inclusions pour une fréquence de vibration de 177Hz</i>					
MRE/Lab	8,3 kPa	3,2 kPa	6,4 kPa	10,7 kPa	12,8 kPa
	$\pm 0,5$ kPa	$\pm 0,23$ kPa	$\pm 0,21$ kPa	$\pm 0,19$ kPa	$\pm 0,22$ kPa
Filtres de Gabor	8,4 kPa	3,3 kPa	6,3 kPa	11,6 kPa	14,2 kPa
	$\pm 0,5$ kPa	$\pm 0,23$ kPa	$\pm 0,18$ kPa	$\pm 0,4$ kPa	$\pm 0,67$ kPa
<i>Petites inclusions pour une fréquence de vibration de 285Hz</i>					
MRE/Lab	7,9 kPa	2,8 kPa	5,8 kPa	11,3 kPa	12,6 kPa
	$\pm 0,51$ kPa	$\pm 0,38$ kPa	$\pm 0,14$ kPa	$\pm 0,3$ kPa	$\pm 0,99$ kPa
Filtres de Gabor	8 kPa	3 kPa	6 kPa	11,5 kPa	13,6 kPa
	$\pm 0,54$ kPa	$\pm 0,37$ kPa	$\pm 0,21$ kPa	$\pm 0,49$ kPa	$\pm 1,59$ kPa
<i>Grosses inclusions pour une fréquence de vibration de 177Hz</i>					
MRE/Lab	8,4 kPa	3,7 kPa	6,4 kPa	10,5 kPa	12,5 kPa
	$\pm 0,38$ kPa	$\pm 0,28$ kPa	$\pm 0,12$ kPa	$\pm 0,32$ kPa	$\pm 0,34$ kPa
Filtres de Gabor	8,2 kPa	3,8 kPa	6,2 kPa	11 kPa	14 kPa
	$\pm 0,37$ kPa	$\pm 0,25$ kPa	$\pm 0,08$ kPa	$\pm 0,44$ kPa	$\pm 0,53$ kPa

TAB. 6.17: Valeurs moyennes (et écarts-types) de modules de cisaillement mesurées lors des acquisitions sur le fantôme CIRS modèle 049. Il s'agit de valeurs moyennes calculées au centre des inclusions et du milieu environnant.

conduisent à un rapport bien inférieur mais légèrement moins éloigné de 3, que celui calculé avec MRE/Lab.

Pour le second plan d'imagerie, les résultats obtenus avec les deux techniques sont très semblables. On notera en particulier que l'inclusion la plus petite ne peut pas être identifiée.

6.9 Conclusions

Les méthodes présentées dans ce chapitre permettent d'estimer la fréquence locale d'un signal en utilisant le rapport de la sortie de deux filtres. Nous avons, pour un signal sinusoïdal, apporté un formalisme commun aux approches décrites dans la littérature et proposé une nouvelle forme de filtre permettant de faire l'estimation de la fréquence locale au sein d'une image. L'approche proposée utilise les filtres de Gabor (Gaussiennes dans le domaine fréquentiel), et comparée aux méthodes de Knutsson *et al.* [Knutsson *et al.*, 1994] et de Braun *et al.* [Braun *et al.*, 2001], notre technique permet un réglage aisé de la largeur de la bande passante (σ) et donc de la réponse impulsionnelle de ces filtres. La généralisation de ces techniques à plusieurs dimensions peut se faire en utilisant la propriété de séparabilité de l'analyse fréquentielle consistant à analyser indépendamment chacune des composantes du signal.

Nous nous sommes également attachés à évaluer notre méthode d'abord avec des simulations puis à l'aide de données expérimentales issues de tests sur différents fantômes. Les résultats obtenus ont été notamment comparés avec ceux calculés avec le logiciel

Paramètre	Valeur
<i>Filtrage directionnel</i>	
Module de cisaillement minimum	0,5 kPa
Module de cisaillement maximum	30 kPa
<i>Reconstruction avec MRE/Lab</i>	
Octave	1
Base	1 ech./FOV
Nombre de filtres	6
<i>Reconstruction à l'aide des filtres de Gabor</i>	
Fréquence minimum	0,02 cyc./ech.
Fréquence maximum	0,08 cyc./ech.
Nombre de filtres	6

TAB. 6.18: Résumé des paramètres utilisés pour la reconstruction des élastogrammes pour le fantôme CIRS modèle 059.

Méthode	Milieu environnant	Inclusion en haut à gauche	Inclusion en haut à droite	Inclusion du bas
MRE/Lab	5 kPa	8,4 kPa	6,5 kPa	6,8 kPa
	$\pm 0,22$ kPa	$\pm 0,59$ kPa	$\pm 0,40$ kPa	$\pm 0,47$ kPa
Filtres de Gabor ($\sigma = 0,05$ cyc./ech.)	5,1 kPa	10,3 kPa	7,3 kPa	7,2 kPa
	$\pm 0,22$ kPa	$\pm 1,81$ kPa	$\pm 0,45$ kPa	$\pm 0,58$ kPa
Filtres de Gabor ($\sigma = 0,1$ cyc./ech.)	5 kPa	11 kPa	8,1 kPa	7,8 kPa
	$\pm 0,31$ kPa	$\pm 1,88$ kPa	$\pm 0,85$ kPa	$\pm 0,55$ kPa

TAB. 6.19: Modules de cisaillement moyens (et écarts-types) mesurés au centre des inclusions et du milieu environnant obtenus avec le fantôme CIRS modèle 059 - Premier plan d'imagerie.

MRE/Lab, logiciel de la Mayo Clinic. Nous avons pu observer une très grande similarité entre les élastogrammes obtenus avec notre technique et ceux issus de MRE/Lab. Localement, quelques différences apparaissent, notamment dans le cas des modules de cisaillement des inclusions des différents fantômes, mais elles ne modifient en rien l'interprétation des images.

Méthode	Milieu environnant	Inclusion du haut	Inclusion du milieu	Inclusion du bas
MRE/Lab	5 <i>kPa</i>	6,4 <i>kPa</i>	6 <i>kPa</i>	5,5 <i>kPa</i>
Filtres de Gabor ($\sigma = 0,05$ <i>cyc./ech.</i>)	$\pm 0,13$ <i>kPa</i>	$\pm 0,68$ <i>kPa</i>	$\pm 0,23$ <i>kPa</i>	$\pm 0,08$ <i>kPa</i>
	5 <i>kPa</i>	6,4 <i>kPa</i>	5,7 <i>kPa</i>	5,3 <i>kPa</i>
Filtres de Gabor ($\sigma = 0,1$ <i>cyc./ech.</i>)	$\pm 0,15$ <i>kPa</i>	$\pm 0,88$ <i>kPa</i>	$\pm 0,26$ <i>kPa</i>	$\pm 0,04$ <i>kPa</i>
	5 <i>kPa</i>	7,4 <i>kPa</i>	6,6 <i>kPa</i>	5,6 <i>kPa</i>
	$\pm 0,17$ <i>kPa</i>	$\pm 0,88$ <i>kPa</i>	$\pm 0,52$ <i>kPa</i>	$\pm 0,11$ <i>kPa</i>

TAB. 6.20: Modules de cisaillement moyens (et écarts-types) mesurés au centre des inclusions et du milieu environnant obtenus avec le fantôme CIRS modèle 059 - Second plan d'imagerie.

III Étude de la précontrainte

Effet de la déformation sur l'estimation du module de cisaillement de milieux homogènes en ERM

7.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons vu comment acquérir des images d'ondes de cisaillement se propageant dans un milieu et comment estimer le module de cisaillement à partir de ces images.

Lors d'un examen clinique en ERM, l'actionneur permettant de générer une onde de cisaillement est généralement attaché au patient au plus proche de la zone à imager. Cet actionneur peut donc induire, préalablement à toute acquisition, une compression initiale significative des tissus. De même, dans le cadre d'examen mammaires [Sinkus *et al.*, 2005], le positionnement de la patiente (en décubitus ventral) peut entraîner localement des compressions et des étirements des tissus. Dans un article publié en juin 2011, Clarke *et al.* ont étudié, à partir d'échantillons de foie bovin, l'effet d'une compression initiale sur la mesure par ERM du module de cisaillement et observé une augmentation de ce module avec la compression [Clarke *et al.*, 2011]. La dépendance entre le module d'élasticité et une déformation initiale appliquée a déjà été montrée sur des tissus *ex vivo* à l'aide d'essais mécaniques [Krouskop *et al.*, 1998] mais n'a pas été étudiée *in vivo* dans le cadre d'expérimentations ERM.

La maîtrise de la déformation appliquée aux tissus au cours d'un examen ERM pourrait

donc permettre, d'une part, d'étudier le comportement *in vivo* des tissus biologiques pour de petites et de grandes déformations et, d'autre part, pourrait être utile pour l'interprétation des résultats obtenus. En effet, dans le cas par exemple de la fibrose hépatique, une déformation initiale engendrée par le seul positionnement de l'actionneur sur le patient, pourrait amener le médecin à conclure à une fibrose d'un grade plus élevé qu'elle ne l'est en réalité. Dans ce chapitre nous nous proposons donc de nous appuyer sur les travaux de Clarke *et al.* pour étudier l'effet d'une compression d'un milieu sur la mesure de son module de cisaillement et de compléter cette analyse en nous intéressant également à son évolution en traction.

Dans un milieu complexe, les ondes de cisaillement se propagent dans plusieurs directions en raison de réverbérations engendrées par la présence de différentes structures. L'application d'une contrainte statique au milieu peut impacter la vitesse de l'onde en fonction de la direction de propagation et modifier la valeur du module de cisaillement mesurée. Afin de réaliser une étude approfondie sur les effets de la pré-déformation d'un milieu sur l'estimation de ce module, les ondes dans la direction de la contrainte mais également dans une des directions transverses seront analysées pour des milieux pré-contraints.

Le dispositif expérimental sera d'abord présenté et testé à l'aide de fantômes en Wiro-sil® puis mis en oeuvre pour étudier les propriétés d'un milieu composé de PVC plastisol ainsi que des échantillons de foie bovin.

L'ensemble du travail présenté dans ce chapitre est issu d'une collaboration entre le laboratoire CREATIS et la Mayo Clinic, Rochester, MN, USA.

7.2 Description du dispositif expérimental et acquisitions

Dans ce chapitre, nous allons faire référence à divers plans d'imagerie. La figure 7.1 rappelle la dénomination de ces différents plans, les qualifications d'orientation ainsi que les axes utilisés en médecine.

Nous allons étudier l'effet de la déformation d'un milieu sur son module de cisaillement mesuré par ERM. Pour cela, nous avons dû développer un dispositif expérimental spécifique permettant :

- d'assujettir le milieu examiné (objet test ou tissu biologique) à une compression contrôlée,
- de maintenir cette déformation pendant l'acquisition ERM,
- et de pouvoir générer au sein de ce milieu une onde de cisaillement.

Bien entendu, l'ensemble de ce dispositif devra être compatible avec une utilisation en IRM. Une vue schématique ainsi que des photographies du système utilisé sont présentées en figure 7.2.

Dans cette étude, nous souhaitons étudier les milieux en compression ainsi qu'en traction. En raison du dispositif d'application de la déformation (voir ci-dessous), la mise sous tension d'un milieu est rendue délicate et nécessite que les milieux étudiés soient de petites dimensions. Nous utiliserons donc des échantillons dont la taille est de l'ordre du

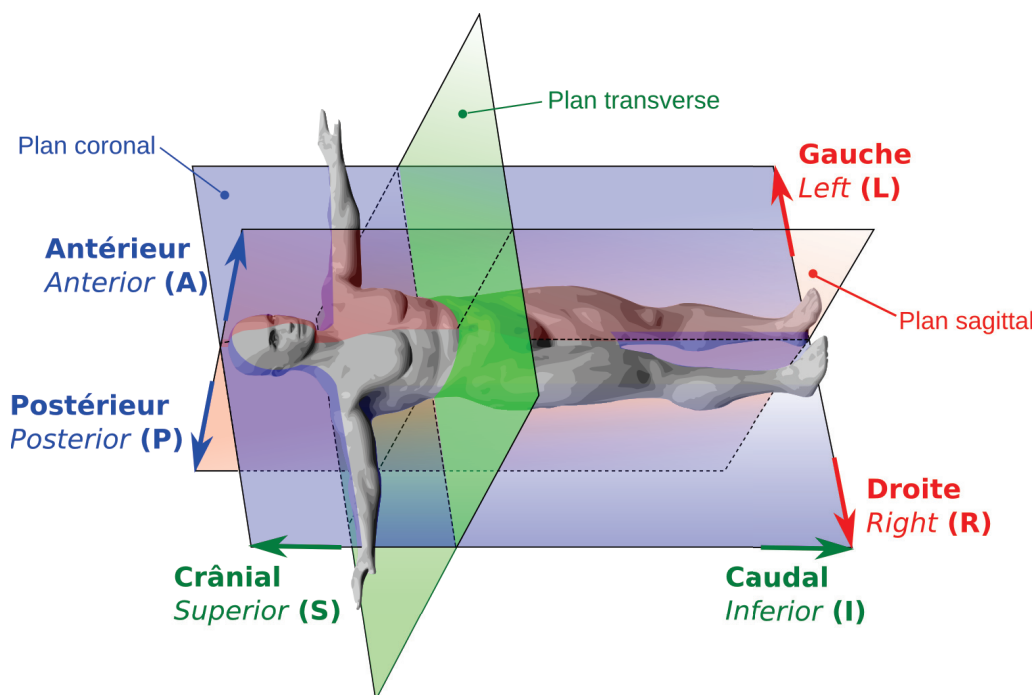


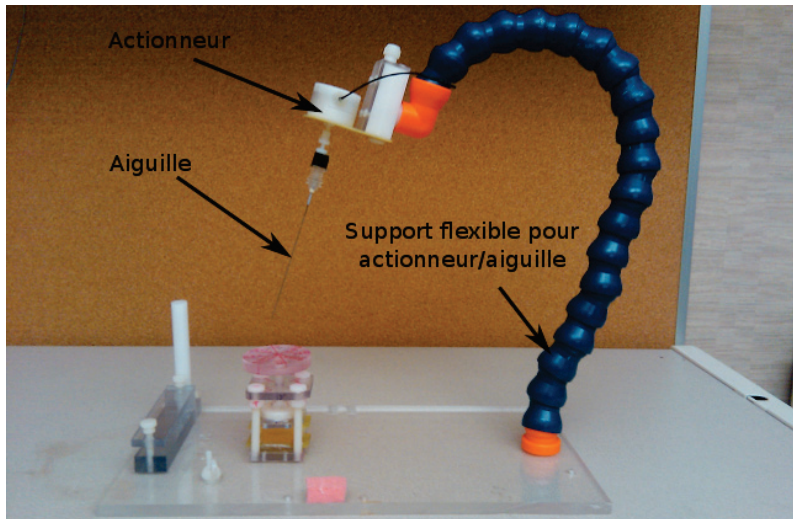
FIG. 7.1: Figure rappelant les plans d'imagerie ainsi que les qualifications d'orientation utilisés en médecine. L'axe antéro-postérieur (A/P) est normal au plan coronal. L'axe droite-gauche (R/L) est normal au plan sagittal. L'axe cranio-caudal (S/I) est normal au plan transverse. [Inspiré de Wikipedia]

centimètre.

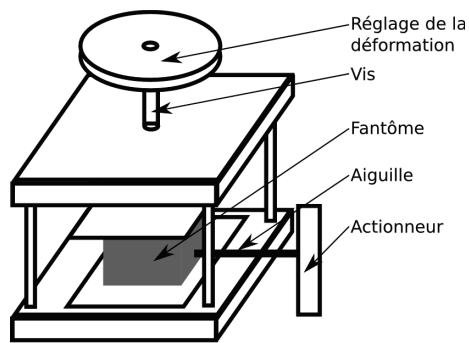
Les milieux sont contraints à l'aide d'une plaque reliée à une vis. Le niveau de compression est réglé par le nombre de tours effectués par cette vis. Un tour de vis correspond à un déplacement de la plaque de compression de $1,27 \text{ mm}$ ($0,05 \text{ inch}$). Le système est positionné dans l'IRM de telle sorte que la déformation du milieu se fasse dans la direction A/P. Le niveau de compression réel est mesuré à l'aide d'images de coupes transverses haute résolution acquises juste avant l'acquisition ERM.

La génération de l'onde de cisaillement est réalisée à l'aide d'une aiguille de biopsie insérée dans le milieu examiné. L'aiguille est reliée à un actionneur piézo-électrique lui-même fixé au support de l'expérience.

Enfin, les données ERM sont acquises à l'aide d'un IRM General Electric Signa HDx dont le champ statique est à $1,5 \text{ T}$. Une antenne surfacique de diamètre d'ouverture 6 cm a été choisie afin d'obtenir un maximum de signal avec de petits objets. Les séquences IRM utilisées sont de type *spin-echo* afin d'éviter que la susceptibilité magnétique de l'aiguille ou des bulles d'air ne détériorent trop le signal RMN du milieu imagé. De plus, une séquence de type *spin-echo* permet d'augmenter le temps d'application des gradients de sensibilisation au mouvement. La reconstruction des élastogrammes sera effectuée à l'aide du logiciel MRE/Lab développé par la Mayo Clinic. Les élastogrammes ont été reconstruits après application d'un filtrage directionnel ne conservant que la direction de propagation



(a) Vue d'ensemble du dispositif expérimental



(b) Schéma du système de compression (c) Vue du système de compression

FIG. 7.2: Vue schématique (b) et photographies (a),(c) du système utilisé pour contraindre le milieu dans cette étude.

voulue.

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental est utilisé pour étudier des objets test homogènes ainsi que des échantillons de foie bovin. Afin de s'affranchir des effets de bords, le module de cisaillement du milieu sera estimé dans la zone centrale de l'image. Notre objectif étant de pouvoir étudier la propagation de l'onde à la fois dans la direction de compression et dans une des directions orthogonales, l'acquisition se fait à l'aide de coupes transverses (ou sagittales). L'aiguille induit un mouvement des particules dans la direction orthogonale au plan d'imagerie. Le déroulement d'une expérience est le suivant : l'aiguille excitatrice est d'abord placée sous la zone centrale pour l'estimation du module de cisaillement dans le cadre d'une propagation dans la direction de la contrainte. Une fois l'estimation effectuée pour différents niveaux de déformations dans cette configuration, l'aiguille est déplacée à droite de la zone centrale afin d'estimer le module de cisaillement pour une propagation orthogonale à la direction de compression.

La première expérience que nous avons conduite avait pour objectif de tester notre dispositif expérimental, en ne nous intéressant qu'au comportement du milieu pour différents niveaux de compression. Pour cette première étude, nous avons utilisé un fantôme en Wirosil®. Ce type de matériau semble effectivement adapté pour nos tests puisqu'il a déjà été utilisé en ERM en étant assujéti à différents niveaux de contrainte [Chen *et al.*, 2006].

7.3 Fantôme en Wirosil®

L'objet test considéré est un silicone de duplication appelé Wirosil® vendu par la société Bego, Brême, Allemagne. Ce silicone est constitué de deux composants qui, une fois mélangés, donnent un fantôme de module d'Young variable mais élevé, fonction des proportions utilisées. Dans notre cas, les deux composants ont été mélangés en proportions égales. Le fantôme réalisé pour cette étude était cylindrique de 18,5 mm de hauteur et de 25,8 mm de diamètre.

Le tableau 7.1 donne les paramètres d'imagerie utilisés lors de l'acquisition ERM sur le fantôme en Wirosil®. Le tableau 7.2 donne les paramètres liés à la technique ERM pour cette même acquisition. Le plan d'imagerie était une coupe sagittale et la sensibilisation aux mouvements se faisait dans la direction transverse au plan d'acquisition (R/L).

La figure 7.3 donne un exemple d'image d'amplitude, l'image d'onde et l'élastogramme associés ainsi que la courbe compression/module de cisaillement mesurée pour une propagation dans la direction A/P et un mouvement des particules dans la direction R/L. D'autres études ont été effectuées avec une coupe sagittale et une propagation dans la direction S/I ainsi qu'une étude avec une coupe coronale et des propagations dans les directions R/L et S/I (avec un mouvement des particules dans la direction A/P). Ces dernières études n'ont pas montré de modifications significatives du module de cisaillement en fonction de la compression.

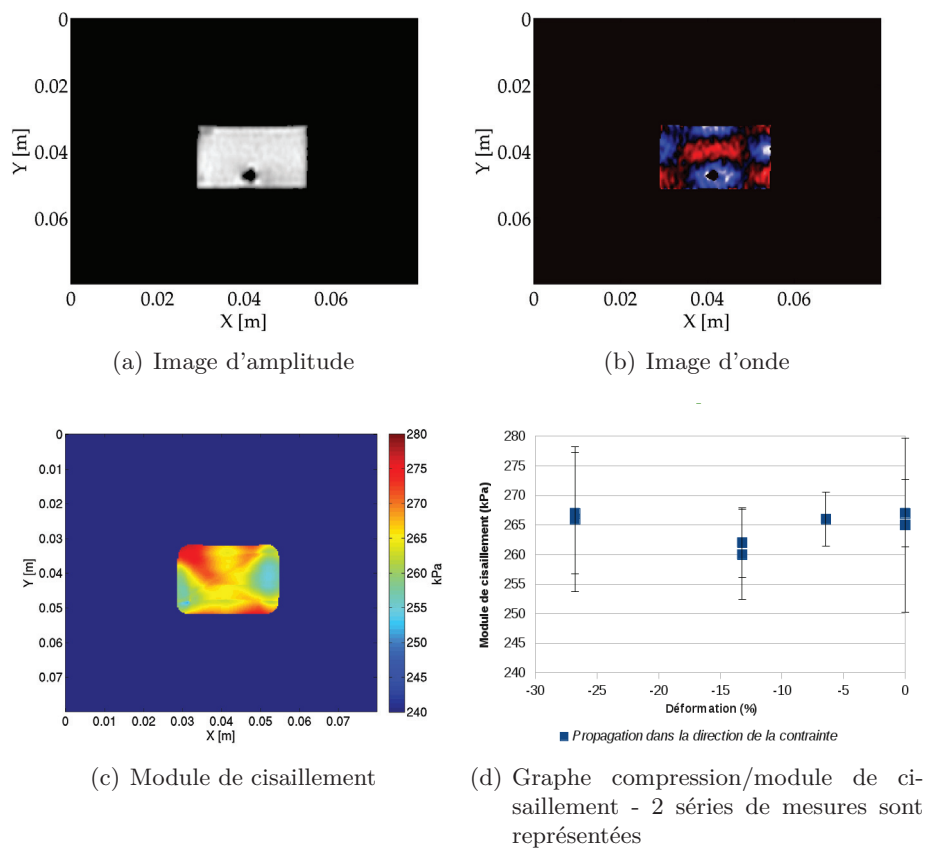


FIG. 7.3: Coupe sagittale du fantôme de Wirosil® : image d'amplitude (a), image d'onde (b) et élastogramme (c) associés mesurés sans application d'une précontrainte à l'aide de la technique ERM. La courbe (d) représente le module de cisaillement (moyenne et écart-type) en fonction de la compression, mesuré au centre du fantôme pour une propagation selon l'axe A/P et une excitation dans la direction R/L.

Paramètre	Valeur
Épaisseur de coupe	10 <i>mm</i>
Angle de bascule	90°
TR/TE	1000/95 <i>ms</i>
Résolution	128 × 64 <i>pixels</i>
Direction de fréquence	S/I
FOV	8 <i>cm</i>

TAB. 7.1: Paramètres d'imagerie pour le fantôme en Wirosil®.

Paramètre	Valeur
Nombre de paires de gradients	100
Fréquence des gradients	1200 <i>Hz</i>
Fréquence d'excitation	1200 <i>Hz</i>
Pas de phase	4
Précision de l'acquisition	14,807 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}^{-1}$

TAB. 7.2: Paramètres d'acquisition ERM pour le fantôme en Wirosil®.

Les résultats obtenus avec le silicone de duplication Wirosil® ont montré que ce matériau ne présente que peu de variations du module de cisaillement en fonction de la compression. Ce comportement linéaire du matériau sous contrainte a déjà été observé [Chen *et al.*, 2006]. De plus, les valeurs mesurées (de l'ordre de 265 *kPa*) sont en accord avec les mesures que l'on peut trouver dans la littérature [Chen *et al.*, 2006, Lopez *et al.*, 2007]. Enfin lors de notre expérience, nous avons observé que le fantôme utilisé renvoyait peu de signal RMN. Cependant, les écarts-types des mesures restent faibles.

Il est aussi à noter que le Wirosil® est un matériau dont le module de cisaillement est bien plus élevé que ceux des tissus mous biologiques tels que le foie ou le sein. Dans [Lopez *et al.*, 2007], le Wirosil® était d'ailleurs utilisé pour fabriquer des objets test imitant les cartilages. Cette propriété mécanique implique l'utilisation d'une fréquence élevée pour pouvoir estimer le module de cisaillement du milieu (afin d'obtenir le maximum de cycles de l'onde de cisaillement dans le champ de vue). Lors de nos expériences, la fréquence d'excitation a été réglée à 1200 *Hz*.

Ce premier test nous a cependant permis de valider le système de mise en vibration et le système de compression pour des déformations importantes (jusqu'à 27 %).

7.4 Étude sur des fantômes en PVC plastisol

Nous nous sommes ensuite intéressés à des fantômes composés à 100 % de PVC (polychlorure de vinyle) plastisol (*formula #502 liquid plastic* - LureCraft, LaGrande, USA). Un échantillon témoin a été fabriqué en même temps que le fantôme. Cet échantillon a été comprimé au-delà de 50 % et lors de l'arrêt de l'application de la contrainte, le fantôme a repris sa forme initiale, ne présentant aucune déformation résiduelle. Ce qui semble indi-

quer que ce matériau ne subit pas de déformation plastique avec ce niveau de compression. De même, un test sur cet échantillon témoin n'a pas révélé d'effet de préconditionnement (le module de cisaillement mesuré par ERM est resté le même après plusieurs cycles de compression/décompression).

Les tableaux 7.3 et 7.4 donnent les paramètres de l'acquisition effectuée avec le fantôme en PVC plastisol. Les coupes utilisées ont été des coupes sagittales. Chaque niveau de compression a donné lieu à une acquisition avec des gradients de sensibilisation au mouvement appliqués dans les trois directions de l'espace.

Paramètre	Valeur
Épaisseur de coupe	15 <i>mm</i>
Angle de bascule	90°
TR/TE	817/121 <i>ms</i>
Résolution	256 × 64 <i>pixels</i>
Direction de fréquence	S/I
FOV	8 <i>cm</i>

TAB. 7.3: Paramètres d'acquisition IRM pour le fantôme composé à 100 % de PVC plastisol.

Paramètre	Valeur
Nombre de paires de gradients	80
Fréquence des gradients	750 <i>Hz</i>
Fréquence d'excitation	750 <i>Hz</i>
Pas de phase	4
Précision de l'acquisition	2,6941 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}^{-1}$

TAB. 7.4: Paramètres d'acquisition ERM pour le fantôme composé à 100 % de PVC plastisol.

Dans cette étude, nous nous intéressons à l'évolution du module de cisaillement aussi bien en compression qu'en étirement. Afin de tester l'étirement du milieu, ce dernier doit rester en contact avec les plaques permettant d'appliquer la contrainte. Pour cela, nous avons collé et cousu le PVC plastisol aux plaques. Nous étudierons le module de cisaillement mesuré pour des ondes se propageant dans la direction de la contrainte et dans une direction transverse à la contrainte. Les déformations appliquées l'ont été entre $\varepsilon = -37\%$ (compression) et $\varepsilon = 25\%$ (étirement) dans la direction A/P.

La figure 7.4 donne des exemples d'images d'amplitude et d'onde pour différents niveaux de déformation du milieu ($\varepsilon = 25\%$, $\varepsilon = 0\%$ et $\varepsilon = -37\%$). La figure 7.5 donne, pour ces mêmes niveaux de déformation, les élastogrammes correspondants et la figure 7.6 illustre la courbe déformation/module de cisaillement obtenue pour le fantôme en PVC plastisol.

On constate que la valeur du module de cisaillement augmente avec la valeur absolue de la déformation, aussi bien en étirement qu'en compression. En compression, l'augmen-

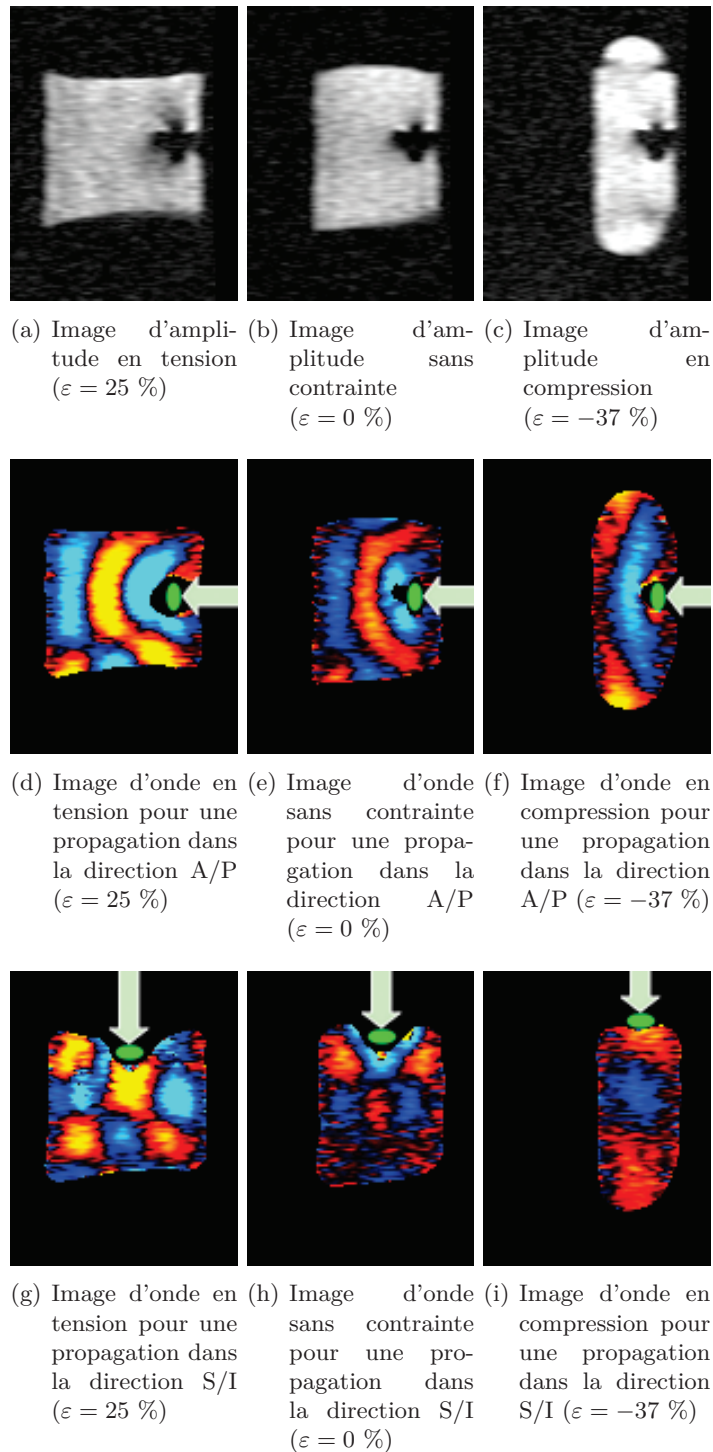


FIG. 7.4: Images acquises avec le fantôme constitué à 100 % de PVC plastisol : exemple d'images d'amplitude (ici pour le test de la propagation dans la direction A/P) (a)-(c) et d'images d'onde pour différents niveaux de déformation ($\varepsilon = 25\%$, $\varepsilon = 0\%$ et $\varepsilon = -37\%$) pour une propagation dans la direction A/P (d)-(f) et pour une propagation dans la direction S/I (g)-(i). Par convention radiologique, l'axe A/P est horizontal et l'axe S/I est vertical. Le point vert représente la position de l'aiguille vibrant dans la direction orthogonale au plan d'imagerie (R/L) et la flèche indique la direction de propagation de l'onde étudiée. La direction d'application de la contrainte est donc horizontale sur ces images.

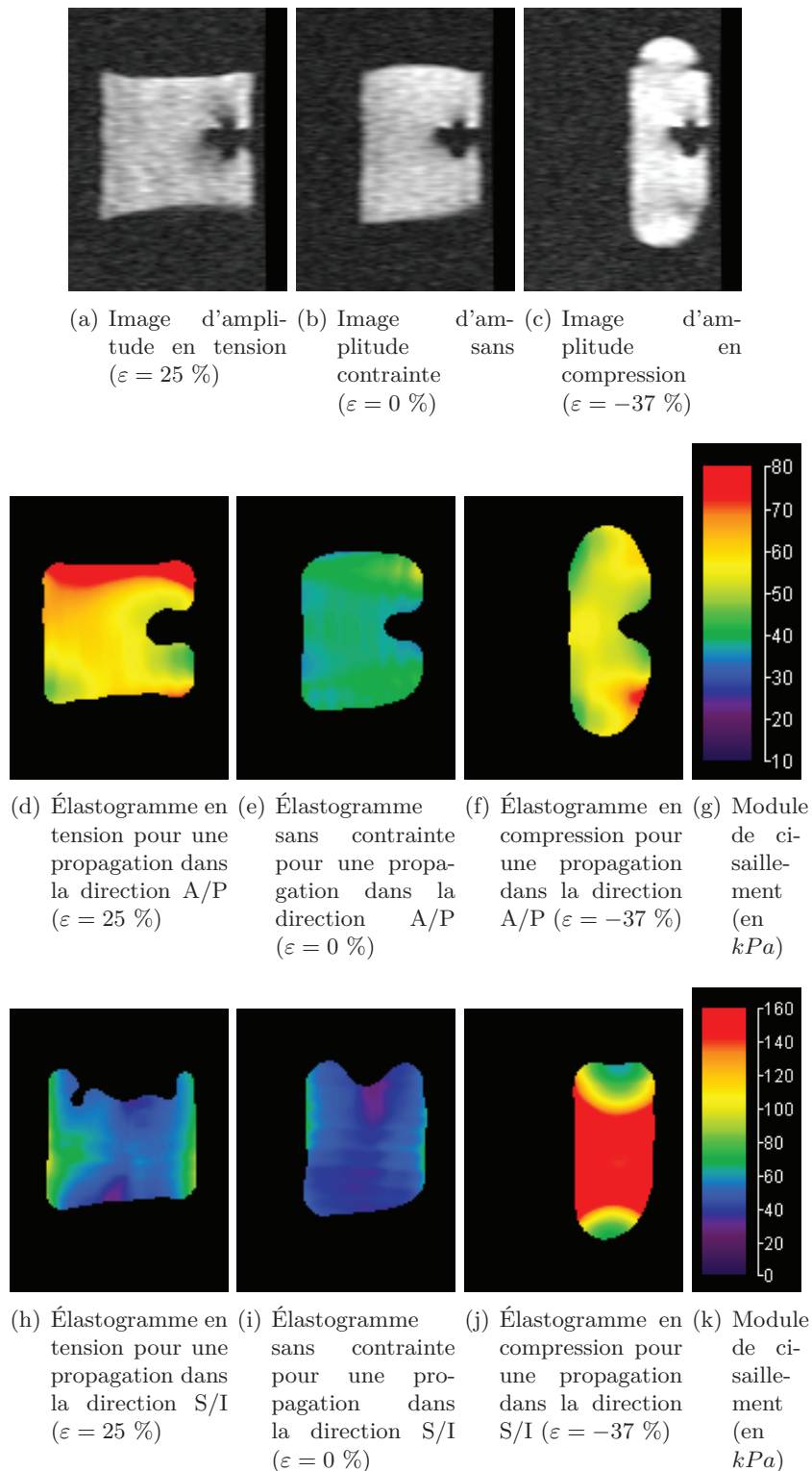


FIG. 7.5: Modules de cisaillement reconstruits à l'aide des données du fantôme constitué à 100 % de PVC plastisol : exemple d'images d'amplitude (ici pour le test de la propagation de l'onde dans la direction A/P) (a)-(c) et d'élastogrammes pour différents niveaux de déformation ($\varepsilon = 25\%$, $\varepsilon = 0\%$ et $\varepsilon = -37\%$) pour une propagation de l'onde dans la direction A/P (d)-(f) et pour une propagation dans la direction S/I (h)-(j). Par convention radiologique, l'axe A/P est horizontal et l'axe S/I est vertical. La direction d'application de la contrainte est donc horizontale sur ces images.

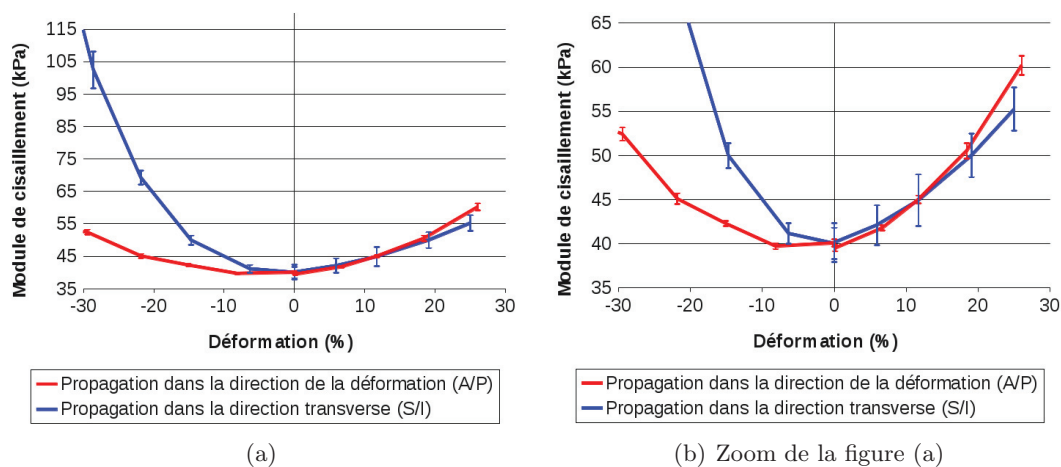


FIG. 7.6: Valeurs moyennes et écarts-types du module de cisaillement en fonction de la déformation du fantôme en PVC plastisol (a). La figure (b) représente un agrandissement de l'axe des ordonnées autour de la valeur du module de cisaillement pour une déformation nulle.

tation du module de cisaillement est plus importante pour une onde se propageant dans la direction transverse (S/I) que dans la direction de la compression (A/P). En étirement, l'augmentation du module de cisaillement est plus importante suivant l'axe A/P que suivant l'axe S/I. La différence entre les modules de cisaillement des deux directions est plus importante en compression qu'en étirement. Ces données semblent indiquer que les ondes se propagent plus rapidement dans la direction d'étirement du PVC plastisol que dans la direction orthogonale où le PVC plastisol se comprime.

Nous pouvons trouver certains éléments de réponse à ces observations en nous référant notamment à des études réalisées en élastographie ultrasonore et portant sur la variation de la vitesse d'ondes de cisaillement dans un milieu en fonction de la précontrainte appliquée à ce dernier. Plus précisément, ces études se sont intéressées à la propagation d'ondes planes dans un milieu assujéti à une compression uni-axiale. Si l'on considère un milieu isotrope, l'application d'une contrainte uni-axiale induit une anisotropie du milieu, qui demeure tant que la contrainte est maintenue, et qui engendre des variations de la vitesse de l'onde de cisaillement selon les directions [Catheline *et al.*, 2003, Gennisson *et al.*, 2007]. De plus, ces études ont montré l'influence de la polarisation et de la direction de propagation de l'onde par rapport à la direction d'application de la contrainte, se traduisant selon le cas par une augmentation ou une diminution de la célérité de l'onde. Ces variations peuvent être plus ou moins importantes selon les cas considérés.

Ces premiers tests ont permis de valider le dispositif expérimental. Nous allons continuer les expérimentations avec du foie de bovin.

7.5 Étude sur des échantillons de foie de bovin

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'évolution du module de cisaillement sous contrainte d'un échantillon de foie de vache. Un test préliminaire a montré un effet de pré-conditionnement c'est-à-dire que si l'on applique un cycle de compression/décompression puis que l'on applique de nouveau la même contrainte, les modules de cisaillement mesurés seront différents. De plus, l'échantillon ne peut rester longtemps dans l'IRM à cause du dessèchement causé par les atmosphères contrôlées des appareils cliniques.

L'expérimentation a donc été faite en deux temps. Dans un premier temps, un premier échantillon cubique de foie a été extrait. Il a été étiré puis compressé pour analyser la propagation de l'onde dans la direction transverse. Puis, un second échantillon issu d'une région contiguë au premier échantillon a été prélevé afin d'analyser la propagation de l'onde dans la direction de l'application de la contrainte.

La plaque permettant d'appliquer la contrainte étant de nature très différente des tissus de foie animal, et ces derniers étant de plus fragiles, les différents essais (colle, couture) menés pour maintenir le foie au contact de la plaque ne se sont pas révélés satisfaisants. Cependant, le foie adhérant naturellement à la plaque, il a été possible de se servir de cette propriété pour effectuer les tests. Bien qu'il soit difficile de prédire pour quel niveau d'étirement le foie se décollera de la plaque, nous nous sommes appuyés sur cette propriété pour les expérimentations à suivre, la limite d'étirement était directement liée à la perte de contact entre le foie et la plaque.

Les estimations du module de cisaillement ont été effectuées pour des ondes se propageant dans la direction d'application de la contrainte (A/P) et dans la direction transverse (S/I). Les contraintes appliquées ont engendré une déformation moyenne du milieu variant entre $\varepsilon = -34\%$ et $\varepsilon = 19\%$ dans la direction A/P.

Les tableaux 7.5 et 7.6 donnent les paramètres de l'acquisition. Des coupes sagittales ont été utilisées et chaque niveau de compression a donné lieu à une acquisition des déplacements induits par l'onde de cisaillement avec des gradients de sensibilisation aux mouvements appliqués dans les trois directions de l'espace.

Paramètre	Valeur
Épaisseur de coupe	16 <i>mm</i>
Angle de bascule	90°
TR/TE	185/35 <i>ms</i>
Résolution	256 × 96 <i>pixels</i>
Direction de fréquence	S/I
FOV	8 <i>cm</i>

TAB. 7.5: Paramètres d'acquisition IRM pour les échantillons de foie de bovin.

La figure 7.7 donne des exemples d'images d'amplitude et d'onde pour différents niveaux de déformation ($\varepsilon = 19\%$, $\varepsilon = 0\%$ et $\varepsilon = -34\%$) obtenus à partir des échantillons de foie de bovin.

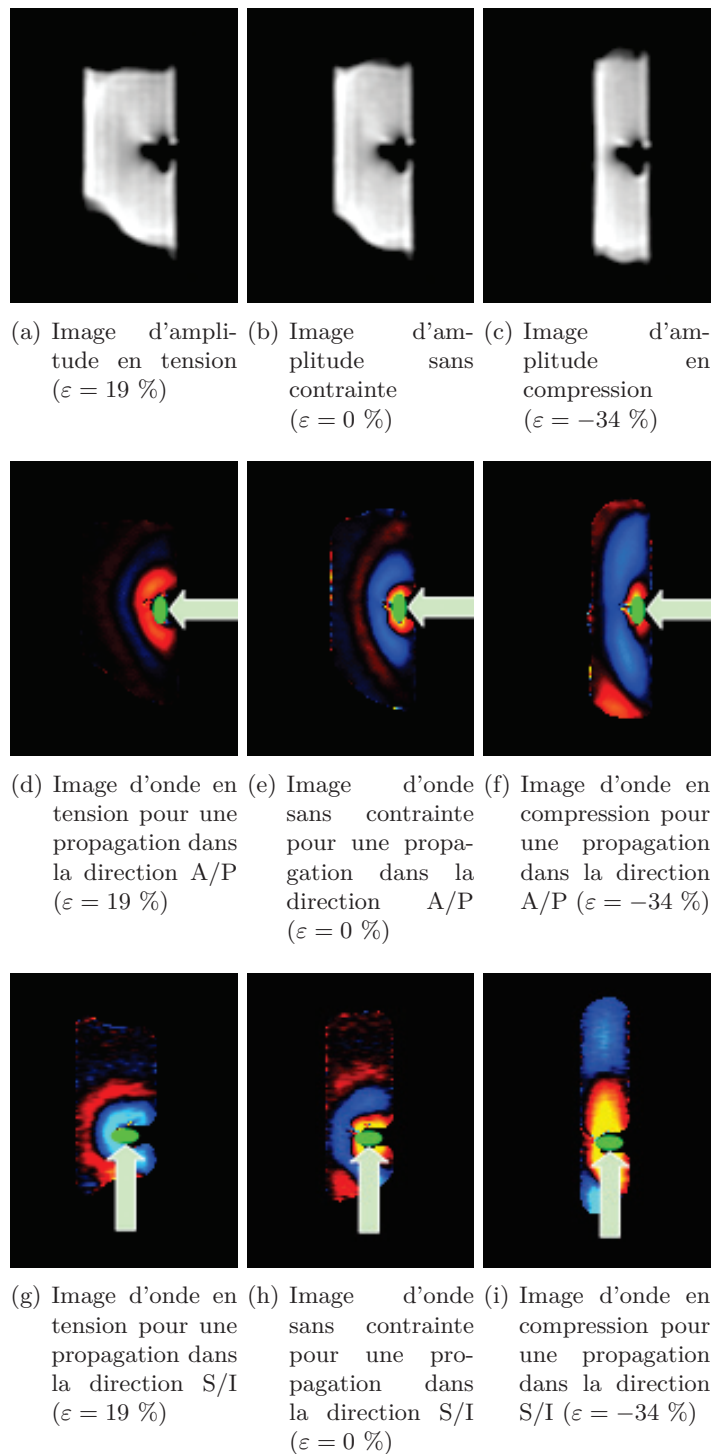


FIG. 7.7: Images acquises avec les deux échantillons de foie de bovin : exemple d'images d'amplitude (ici pour le test de la propagation de l'onde dans la direction A/P) (a)-(c) et d'images d'onde pour différents niveaux de déformation ($\varepsilon = 19\%$, $\varepsilon = 0\%$ et $\varepsilon = -34\%$) pour une propagation de l'onde dans la direction A/P (d)-(f) et pour une propagation dans la direction S/I (g)-(i). Par convention radiologique, l'axe A/P est horizontal et l'axe S/I est vertical. Le point vert représente la position de l'aiguille vibrant dans la direction orthogonale au plan d'imagerie (R/L) et la flèche indique la direction de propagation de l'onde étudiée. La direction d'application de la contrainte est donc horizontale sur ces images.

Paramètre	Valeur
Nombre de paires de gradients	4
Fréquence des gradients	200 <i>Hz</i>
Fréquence d'excitation	200 <i>Hz</i>
Pas de phase	4
Précision de l'acquisition	11,706 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}^{-1}$

TAB. 7.6: Paramètres d'acquisition ERM pour le foie de bovin.

La figure 7.8 présente, pour ces mêmes niveaux de déformation, les élastogrammes correspondants et la figure 7.9 illustre la courbe déformation/module de cisaillement obtenue. Le fait que les valeurs du module de cisaillement ne soient pas identiques pour une contrainte nulle peut s'expliquer par le fait que les échantillons de foie sont différents mais aussi par le fait que l'état au repos du tissu hépatique est difficile à définir en raison d'un effondrement du milieu sous son propre poids.

On constate que, comme pour le PVC plastisol, la valeur du module de cisaillement augmente avec la compression. L'augmentation du module de cisaillement en compression est plus importante pour une onde se propageant dans la direction transverse (S/I) que dans la direction de la compression (A/P). Ces données semblent indiquer que les ondes se propagent plus rapidement dans la direction d'étirement des tissus du foie que dans la direction orthogonale où le tissu se comprime.

Pour les résultats obtenus en traction, nous pouvons observer, pour l'un des échantillons en particulier, une augmentation des écarts-types. Ces variations peuvent avoir été causées par un étirement non homogène du tissu. En effet, nous avons mentionné la difficulté de pouvoir effectuer un couplage correct entre l'échantillon et la plaque permettant l'étirement, ce qui a pu entraîner une déformation non homogène du tissu.

7.6 Conclusions

Lors d'un examen, le dispositif destiné à générer l'onde de cisaillement est fixé au niveau des zones à imager et peut donc induire une pré-compression non négligeable des tissus. Les résultats préliminaires obtenus montrent que le module de cisaillement dépend de la contrainte appliquée (compression ou étirement). Ces résultats poussent à s'intéresser davantage aux effets de l'application d'une contrainte, d'une part pour mieux les appréhender et éviter ainsi d'éventuelles erreurs d'interprétation, et d'autre part pour étudier s'il est possible de les exploiter afin d'améliorer les informations obtenues par la technique MRE.

Nous avons pu constater que la différence entre le module de cisaillement mesuré avec une onde se propageant dans la direction de la contrainte et le module de cisaillement mesuré dans la direction transverse augmentait avec la déformation. Or on sait qu'il suffit d'une seule acquisition ERM pour, à l'aide du filtre directionnel, isoler les deux ondes et donc pouvoir en déduire la différence de module de cisaillement pour ces deux directions. Il

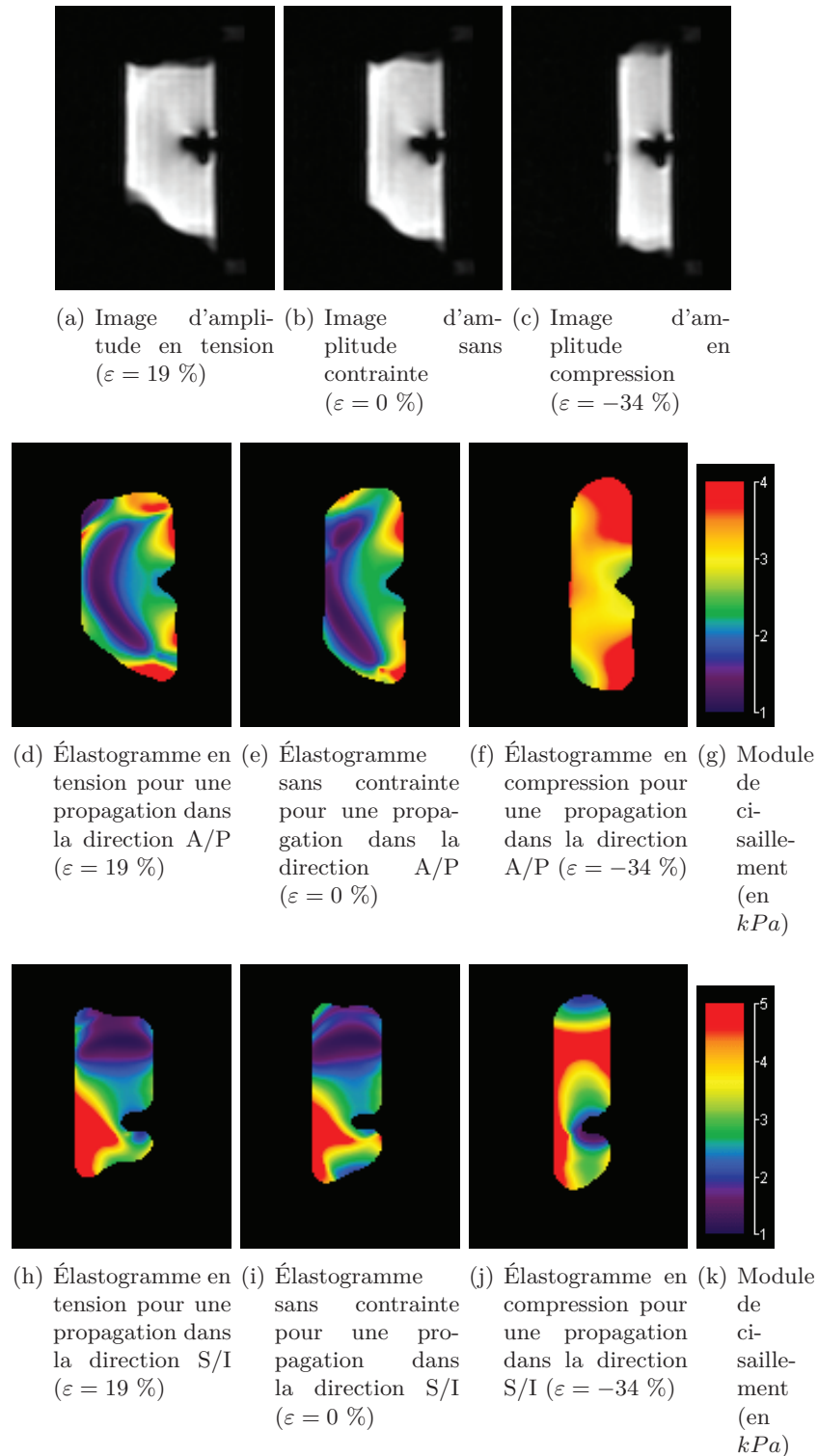


FIG. 7.8: Modules de cisaillement reconstruits à l'aide des données des deux échantillons de foie de bovin : exemple d'images d'amplitude (ici pour le test de la propagation de l'onde dans la direction A/P) (a)-(c) et d'élastogrammes pour différents niveaux de déformation ($\varepsilon = 19\%$, $\varepsilon = 0\%$ et $\varepsilon = -34\%$) pour une propagation de l'onde dans la direction A/P (d)-(f) et pour une propagation de l'onde dans la direction S/I (h)-(j). Par convention radiologique, l'axe A/P est horizontal et l'axe S/I est vertical. La direction d'application de la contrainte est donc horizontale sur ces images.

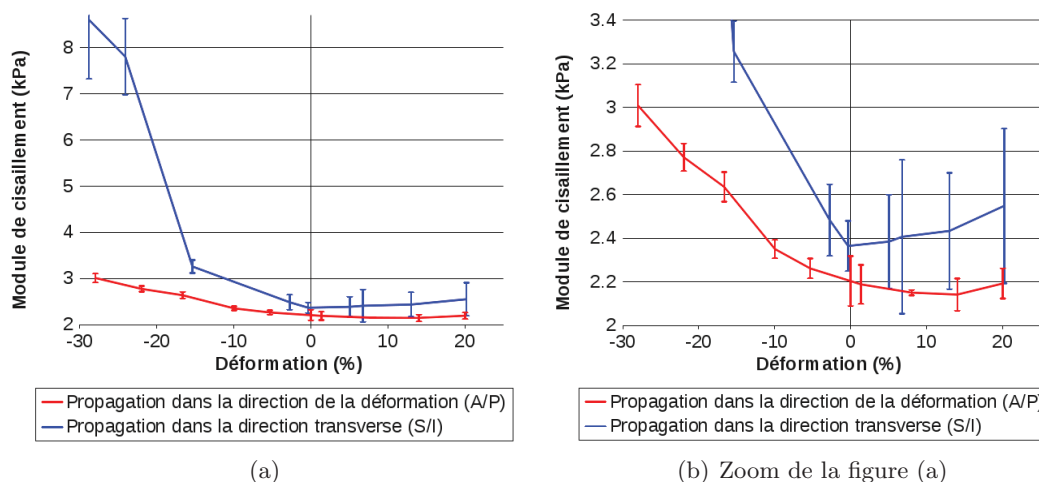


FIG. 7.9: Valeurs moyennes et écarts-types du module de cisaillement en fonction de la déformation pour les deux échantillons de foie de bovin.

reste cependant nécessaire de pouvoir appliquer une contrainte au milieu, ce qui rend cette technique intéressante, par exemple, pour le sein qui est très accessible. De plus, Krouskop et al. se sont intéressés à l'influence d'une pré-compression sur le module d'élasticité d'échantillons de sein mesuré lors d'essais mécaniques, et ont montré, entre autre, qu'un carcinome canalaire in situ nécessitait une pré-compression suffisante pour se distinguer des tissus normaux [Krouskop *et al.*, 1998].

Nous avons, dans ce chapitre, expérimenté l'effet d'une déformation appliquée à un milieu sur le module de cisaillement d'échantillons supposés homogènes. Le contrôle de la déformation globale permet de tracer des courbes déformation/module de cisaillement caractéristiques du milieu. Cependant, dans un cadre clinique, les tissus peuvent être très fortement inhomogènes. Une déformation globale impliquera une déformation du tissu localement très variable impactant ainsi la mesure du module de cisaillement.

Dans le chapitre suivant, nous allons chercher à visualiser cette non-linéarité, propriété des tissus, malgré leurs inhomogénéités. Nous allons utiliser la technique d'élastographie ultrasonore pour estimer les déformations locales dans le milieu et combiner cette mesure avec l'estimation locale du module de cisaillement par ERM afin d'extraire, pour chaque voxel, ou chaque région d'intérêt, une courbe déformation/module de cisaillement caractéristique du milieu imagé.

Combinaison de l'ERM et de l'élastographie ultrasonore quasi-statique

8.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié, pour des milieux homogènes, l'effet de l'application d'une pré-déformation sur la mesure du module de cisaillement par ERM. La maîtrise de la déformation globale a permis de tracer des courbes compression/module de cisaillement qui caractérisent les milieux. Cependant, dans le cadre d'un milieu plus complexe, la répartition des forces devient inhomogène et donc la déformation du milieu devient elle aussi inhomogène. Le module de cisaillement mesuré peut alors varier d'un endroit à l'autre au sein d'une zone composée d'un même matériau.

Pourtant, pouvoir analyser localement l'évolution du module de cisaillement du milieu en fonction de la déformation peut être d'intérêt pour le diagnostic. En effet, comme évoqué précédemment, si l'on considère par exemple un tissu mammaire contenant un nodule, les informations apportées localement par l'évolution du module de cisaillement en fonction de la compression pourraient permettre une meilleure séparation entre les lésions malignes des lésions bénignes que l'analyse d'un seul élastogramme [Krouskop *et al.*, 1998]. Cependant, l'hétérogénéité des tissus conduisant à des déformations localement variables, un examen complémentaire est nécessaire pour y accéder.

La problématique est donc de connaître les déformations qui s'appliquent localement au milieu et de combiner cette mesure avec l'estimation locale du module de cisaillement. La mesure de la déformation locale se fera à l'aide de l'élastographie ultrasonore quasi-statique

et la mesure du module de cisaillement local à l'aide de l'élastographie par résonance magnétique. L'association de ces deux modalités d'imagerie va permettre d'extraire pour chaque région d'intérêt une courbe compression/module de cisaillement.

Dans ce chapitre, nous allons développer une méthode permettant d'extraire les courbes compression/module de cisaillement pour plusieurs régions d'intérêt d'un même milieu. Il s'agit ici d'une étude préliminaire qui sera menée sur un objet test.

L'ensemble du travail présenté dans ce chapitre est issu d'une collaboration entre le laboratoire CREATIS et la Mayo Clinic, Rochester, MN, USA.

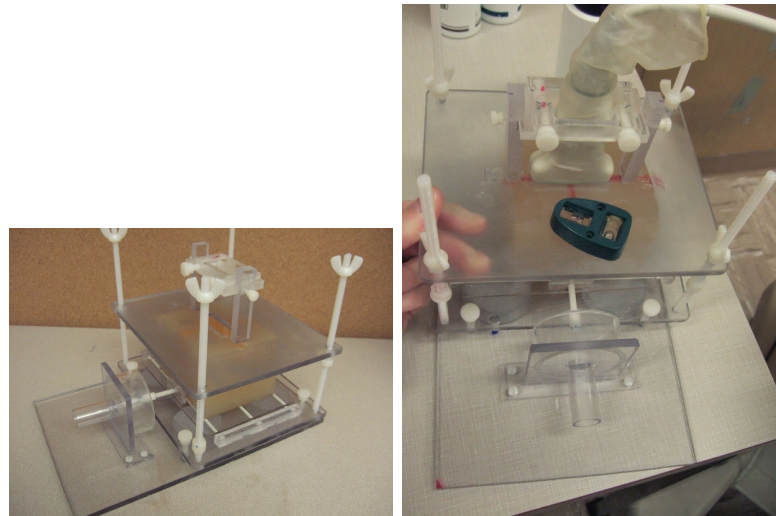
8.2 Mise en œuvre expérimentale

Afin de simuler un milieu non-homogène, notre choix s'est porté sur un fantôme en PVC avec une inclusion présentant un module d'Young plus important que le milieu environnant. Comme nous l'avons vu précédemment, les fantômes en PVC plastisol sont adaptés pour les études en élastographie souhaitant mettre en avant des variations de modules de cisaillement en compression. Il est de plus possible de faire varier leur module de cisaillement en ajoutant plus ou moins de plastifiant. Plus la proportion de plastifiant est importante, plus le milieu produit présentera un module de cisaillement faible.

8.2.1 Description du dispositif expérimental

Afin de contraindre le milieu, nous utiliserons un système composé de deux plaques. La première, servant de base, permet de faire vibrer le milieu (à l'aide d'un système pneumatique) de façon à générer l'onde de cisaillement utilisée en ERM. La seconde plaque est placée au dessus du fantôme et permet la compression du milieu. Une ouverture refermable a été pratiquée au milieu de cette plaque afin de pouvoir y positionner une sonde ultrasonore. Lors des acquisitions ERM, cette ouverture est refermée. Les montants entre les deux plaques sont des tiges filetées permettant à des écrous de régler le niveau de compression. La figure 8.1 montre deux photos du système de compression utilisé pour cette étude.

L'utilisation d'une aiguille comme système d'excitation n'est pas adaptée à cette étude car nous cherchons à évaluer le module de cisaillement dans les mêmes conditions pour chaque voxel de l'image (et non plus seulement au centre comme au chapitre précédent). En effet, l'utilisation d'une aiguille implique une propagation des ondes circulaire; ces ondes ont donc localement des directions de propagation différentes. Cette différence peut entraîner une perturbation de la mesure du module de cisaillement local car nous avons vu au chapitre 7 que les modules de cisaillement mesurés ne sont pas forcément les mêmes dans les deux directions en compression. Nous avons donc cherché à générer une onde plane dans le milieu imagé à l'aide d'une plaque placée sous le fantôme créant ainsi une onde de cisaillement se propageant dans la direction de la contrainte. Sous contrainte, le fantôme prenant une forme bombée (effet "tonneau") sur les bords, il est impossible d'y apposer correctement une plaque afin d'étudier la propagation dans la direction transverse.



(a) Système de compression utilisé pour les acquisitions ERM (b) Système de compression avec la sonde ultrasonore adaptée sur le dispositif et le niveau à bulle permettant de vérifier le bon positionnement de la plaque de compression parallèle au sol.

FIG. 8.1: Photos du système de compression utilisé dans cette étude.

De ce fait, dans cette étude, nous ne nous sommes intéressés qu'à la propagation dans la direction d'application de la contrainte.

L'IRM utilisé pour cette étude était un appareil Signa HDx de General Electric avec un champ magnétique principal de 1,5T. Le fantôme et le système de compression ont été placés dans une antenne tête. Le système de vibration pneumatique était relié à un haut-parleur situé à l'extérieur de la pièce. Le tableau 8.1 donne les paramètres spécifiques à l'acquisition IRM utilisés lors de l'acquisition ERM pour cette étude. Il s'agissait d'une séquence de type *spin-echo*. Le tableau 8.2 donne les paramètres liés à la technique ERM pour cette même acquisition. La sensibilisation aux mouvements se faisait dans les 3 directions de l'espace. La reconstruction des élastogrammes a été effectuée à l'aide du programme MRE/Lab (Mayo Clinic, Rochester, MN, USA) en utilisant le filtrage directionnel et l'algorithme d'estimation locale de fréquence (LFE) . Le tableau 8.3 donne les paramètres de reconstruction utilisés.

Une acquisition ERM avec 3 directions de gradient de sensibilisation aux mouvements a été effectuée pour chaque niveau de compression. La déformation globale du milieu en IRM est estimée à partir des images haute résolution du milieu acquises pour chaque niveau de compression.

Les données ultrasonores ont été acquises avec un échographe Ultrasonix Sonix® RP à l'aide d'une sonde Ultrasonix L14-5/38. Cette sonde offre une largeur de champ de 38 mm. La profondeur de vue a été réglée à 80 mm. Cette profondeur permet de visualiser les forts échos renvoyés par la plaque inférieure. La position de ces échos permet d'estimer la dé-

Paramètre	Valeur
Épaisseur de coupe	20 <i>mm</i>
Angle de bascule	90°
TR/TE	46,676/30 <i>ms</i>
Résolution	256 × 256 <i>pixels</i>
Direction de fréquence	S/I
FOV	17 <i>cm</i>

TAB. 8.1: Paramètres d'acquisition IRM pour le fantôme avec une inclusion.

Paramètre	Valeur
Nombre de paires de gradients	2
Fréquence des gradients	150 <i>Hz</i>
Fréquence d'excitation	150 <i>Hz</i>
Pas de phase	4
Précision de l'acquisition	43,2878 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}^{-1}$

TAB. 8.2: Paramètres d'acquisition ERM pour le fantôme avec une inclusion.

formation globale du milieu. L'acquisition des données d'élastographie a été effectuée avec une fréquence de 6,6 *MHz* pour l'onde d'excitation. Les données RF ont été sauvegardées puis traitées à l'aide de l'algorithme présenté au paragraphe 2.3.

8.2.2 Protocole d'acquisition

Les acquisitions ayant été effectuées avec une sonde ultrasonore non compatible avec une utilisation dans un IRM, l'acquisition ERM et l'acquisition ultrasonore n'ont pas été effectuées simultanément. Dans un premier temps, les acquisitions ERM ont été effectuées pour différents niveaux de compression. Puis le fantôme a été retiré de l'IRM et plusieurs acquisitions ultrasonores ont alors été réalisées. Les deux plaques du système de compression étaient maintenues horizontales pendant les acquisitions ultrasonores et IRM.

La première problématique est de faire correspondre les plans d'imageries utilisés en ERM et en élastographie ultrasonore quasi-statique et ce pour chaque niveau de compression. Pour cela une droite, orthogonale à l'axe de révolution de l'inclusion, a été tracée sur le fantôme. Cette droite a servi de référence pour les acquisitions ultrasonores et IRM.

8.2.3 Milieu considéré

Le fantôme utilisé pour ce test a une forme de parallélépipède rectangle, de dimensions 70 *mm* (hauteur) x 100 *mm* (largeur) x 70 *mm* (profondeur) et comporte une inclusion cylindrique de 19 *mm* de diamètre. Le milieu environnant est composé d'un mélange de 55% de PVC plastisol (*formula #502 liquid plastic* - LureCraft, LaGrande, USA) et de 45% de plastifiant (*softener* - LureCraft, LaGrande, USA). L'inclusion est composée de 75% de PVC plastisol et de 25% de plastifiant et présente donc un module de cisaillement

Paramètre	Valeur
<i>Filtrage directionnel</i>	
Nombre de directions	8 (régulièrement réparties)
Module de cisaillement minimum	1 <i>kPa</i>
Module de cisaillement maximum	15 <i>kPa</i>
<i>Estimation locale de fréquence</i>	
Octave	1
Fréquence de base	0,5 <i>ech./FOV</i>
Nombre de filtres	6

TAB. 8.3: Paramètres de la reconstruction ERM.

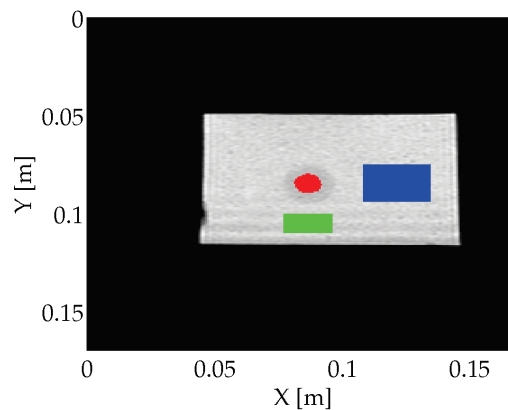


FIG. 8.2: Localisation sur le fantôme des zones d'intérêt utilisées pour cette étude. La partie supérieure du fantôme n'est pas considérée car les ondes de cisaillement sont fortement atténuées à ce niveau (la plaque vibrante se trouvant sous le fantôme), menant à une mauvaise estimation du module de cisaillement.

plus élevé que le milieu environnant. Des diffuseurs acoustiques (farine) ont été ajoutés afin de donner une échogénicité au milieu.

Des échantillons témoins des deux régions ont également été préparés afin d'obtenir une référence d'évolution du module de cisaillement avec la compression.

La taille de ce fantôme implique qu'il n'est plus possible, comme au chapitre 7 d'étirer le fantôme car la force nécessaire aurait été trop importante pour être supportée par une couture (seul moyen trouvé pour lier les plaques de compression au fantôme).

8.2.4 Reconstruction des courbes compression/module de cisaillement

Les élastogrammes reconstruits à l'aide de chaque technique ayant des résolutions et des champs de vue différents, les données de chaque élastogramme pour différentes zones analysées sont, dans le cadre de cette étude préliminaire, extraites manuellement.

La figure 8.2 indique les trois régions d'intérêt pour lesquelles les courbes compression/module de cisaillement vont être analysées, à savoir l'inclusion, et deux régions au sein du milieu environnant.

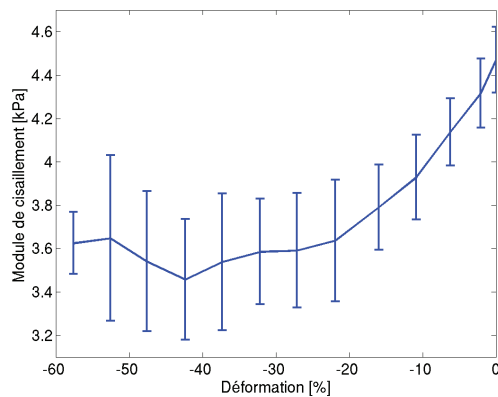


FIG. 8.3: Module de cisaillement (moyenne et écart-type) en fonction de la compression du milieu, mesuré par ERM au centre de l'échantillon témoin composé à 55 % de PVC plastisol (composition identique au milieu environnant).

La technique d'élastographie ultrasonore quasi-statique permet de connaître la déformation locale dans le milieu en fonction de la déformation globale. La technique ERM permet quant à elle, d'obtenir le module de cisaillement local en fonction de la déformation globale. Ces deux informations sont combinées afin de former des courbes du module de cisaillement local en fonction de la déformation locale. Ces courbes seront extraites pour chacune des zones d'intérêt utilisées dans cette étude.

Nous allons, dans un premier temps, estimer les courbes compression/module de cisaillement des échantillons témoins des deux milieux composant le fantôme. Ces courbes serviront de référence.

8.3 Caractérisation des échantillons témoins

La méthodologie de cette étude préliminaire est identique à celle du chapitre 7 sur l'étude de la précontrainte en ERM à l'aide d'un système de compression. Dans ce paragraphe, on s'intéresse seulement à la propagation de l'onde dans la direction de la compression (direction A/P). Il est aussi à noter que la fréquence de l'excitation utilisée pour cette étude est de 150 Hz .

Le premier échantillon témoin est constitué, tout comme le milieu environnant de notre fantôme, d'un mélange de 55 % de PVC plastisol, de 45 % de plastifiant et de farine (utilisée comme diffuseur acoustique). La figure 8.3 donne la courbe compression/module de cisaillement mesurée par ERM pour différents niveaux de compression.

Le second échantillon test est constitué, tout comme l'inclusion de notre fantôme, d'un mélange de 75 % de PVC plastisol, de 25 % de plastifiant et de farine. La figure 8.4 donne la courbe compression/module de cisaillement mesurée par ERM pour différents niveaux

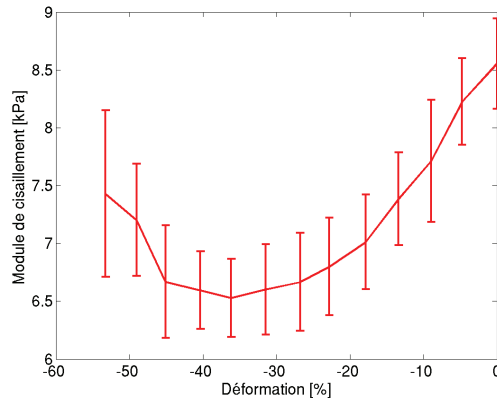


FIG. 8.4: Module de cisaillement (moyenne et écart-type) en fonction de la compression du milieu, mesuré par ERM au centre de l'échantillon témoin composé à 75 % de PVC plastisol (composition identique à l'inclusion).

de compression.

Nous constatons que pour les deux échantillons, le module de cisaillement commence par diminuer lorsque la déformation croît jusqu'à environ 40 % de compression. Une amorce d'augmentation du module de cisaillement est alors observable pour de plus grandes déformations. Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, des études réalisées en élastographie ultrasonore ont montré la dépendance de la mesure de la vitesse de l'onde de cisaillement à la pré-contrainte appliquée au milieu. Ces deux échantillons présentent la même évolution du module de cisaillement, évolution différente de celle observée dans le chapitre précédent où les milieux étudiés présentaient une augmentation du module de cisaillement avec la compression. Ceci n'est pas contradictoire, le milieu étudié dans ce chapitre étant différent (introduction d'une concentration de plastifiant et de diffuseurs acoustiques). Par exemple, nous pouvons nous demander si l'ajout de ces particules (diffuseurs) a pu influencer le module mesuré [Lion and Kardelky, 2004, Cassagnau and Mélis, 2003]. Enfin, ce comportement a déjà été observé pour des polymères et ce fantôme est adapté pour notre étude, notre objectif étant de pouvoir nous placer dans une configuration générale (évolution du module de cisaillement avec la déformation) et non pas de reproduire un comportement mécanique particulier.

8.4 Résultats obtenus sur le fantôme

Dans un premier temps, le module de cisaillement est mesuré par ERM pour plusieurs niveaux de compression. La figure 8.5 donne les élastogrammes pour une compression nulle et une compression maximale ($\varepsilon = -44,6\%$). Nous constatons sur ces deux élastogrammes que l'inclusion se distingue du milieu environnant apparaissant, comme il était attendu, avec un module de cisaillement plus élevé, et nous remarquons également que les valeurs de ce module au sein de l'inclusion et du milieu environnant diminuent avec la compression,

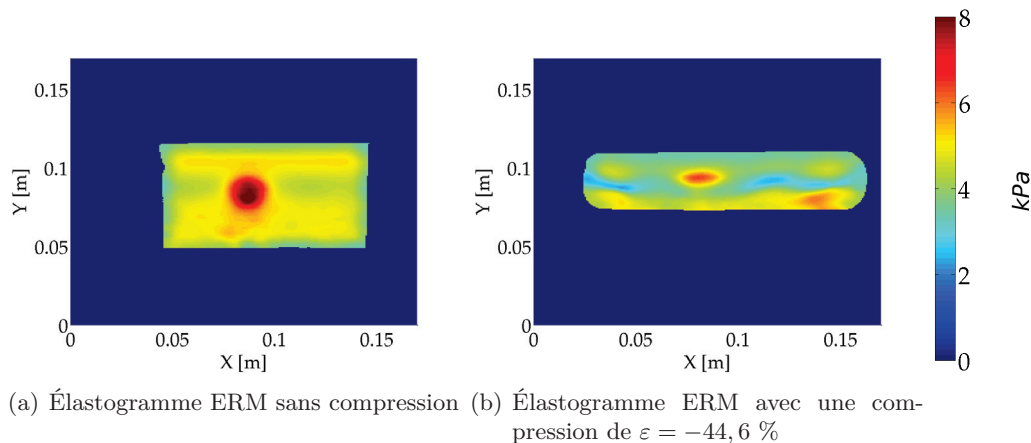


FIG. 8.5: Élastogrammes obtenus pour les deux niveaux minimum et maximum considérés pour la compression. L'image (a) représente une cartographie du module de cisaillement du fantôme pour une compression nulle et l'image (b) représente cette cartographie pour la compression maximale ($\varepsilon = -44,6 \%$).

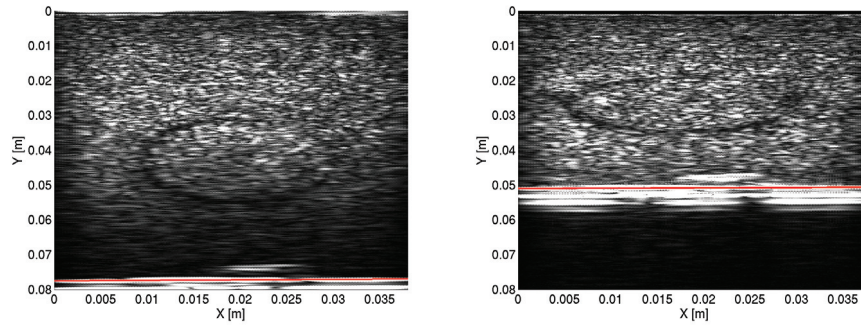
comme observé avec les échantillons témoins.

Dans un second temps, des données d'élastographie ultrasonore quasi-statique ont été acquises pour différents niveaux de compression. Ces niveaux de compression moyens ne correspondent pas nécessairement à ceux acquis en ERM. Les valeurs des compressions locales mesurées en élastographie ultrasonore quasi-statique seront interpolées de façon à correspondre à celles des acquisitions ERM. La figure 8.6(a) présente une image mode B où l'on peut observer les forts échos renvoyés par la plaque de plexiglas. La figure 8.6(c) représente l'élastogramme correspondant à une déformation axiale moyenne de $\varepsilon = -34,4 \%$. Cet élastogramme a été calculé entre les images 8.6(a) et 8.6(b). On remarque sur cet élastogramme que l'inclusion se distingue du milieu environnant en subissant une déformation plus faible, en concordance avec les caractéristiques du fantôme. De plus, nous pouvons observer le caractère non uniforme de la déformation en particulier du milieu environnant.

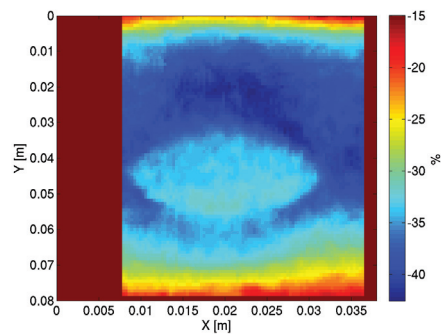
La figure 8.7 illustre la déformation locale mesurée par élastographie ultrasonore en fonction de la déformation globale du fantôme pour les trois régions d'intérêt.

Les figures 8.8 et 8.9 représentent les courbes du module de cisaillement en fonction de la compression locale mesurée dans chaque région d'intérêt du fantôme ainsi que les courbes de référence mesurées au paragraphe 8.3.

Nous pouvons constater que pour chaque zone d'intérêt étudiée dans ce chapitre, la courbe du module de cisaillement en fonction de la déformation locale mesurée sur le fantôme est proche et présente les mêmes tendances que les courbes des échantillons tests. En effet, le module de cisaillement diminue avec la compression jusqu'à 35 % de déformation environ pour ensuite croître très légèrement. Dans tous les cas, les différences entre les deux mesures restent inférieures à 1,3 kPa. Pour l'inclusion, la différence entre les valeurs



(a) Données mode B sans déformation. La ligne inférieure représente l'interface avec la plaque de plexiglas. (b) Données mode B avec une déformation de $\varepsilon = -34,4 \%$. La ligne inférieure représente l'interface avec la plaque de plexiglas.



(c) Élastogramme correspondant à une déformation axiale moyenne de $\varepsilon = -34,4 \%$

FIG. 8.6: Exemple de données mode B acquises en échographie avec les droites représentant l'interface avec la plaque de plexiglas (en rouge) (image (a)) ainsi que l'élastogramme correspondant à ce niveau de compression : $\varepsilon = -34,4 \%$ (image (c)). Cet élastogramme a été calculé entre les images (a) et (b).

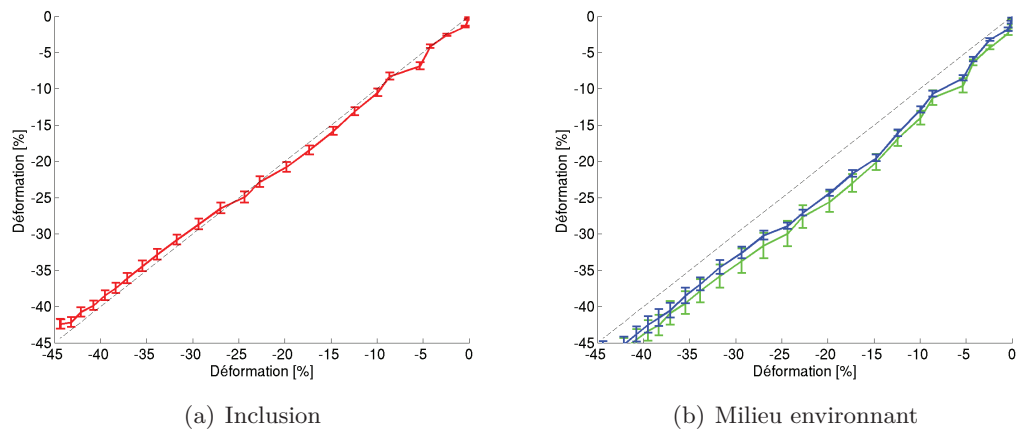


FIG. 8.7: Déformations (moyennes et écarts-types) mesurées en élastographie ultrasonore quasi-statique pour chaque zone d'intérêt étudiée en fonction de la déformation globale du fantôme. La déformation de l'inclusion est reportée sur le graphique (a). Sur le graphique (b), la courbe bleue correspond à la déformation de la zone à droite de l'inclusion et la courbe verte à la déformation de la zone sous l'inclusion. Les pointillés noirs correspondent à une compression locale identique à la compression globale du milieu.

extrêmes obtenues pour le module de cisaillement lors de la déformation est de $2,3 \text{ kPa}$; elle est de $1,3 \text{ kPa}$ et de $1,5 \text{ kPa}$ pour les régions du milieu environnant respectivement en dessous et à droite de l'inclusion.

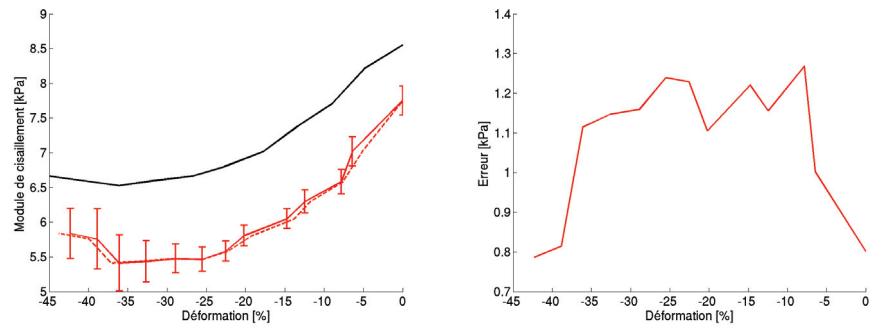
Dans ce chapitre, nous avons pu corriger le fait que la compression locale ne soit pas égale à la compression globale à l'aide de l'élastographie ultrasonore quasi-statique pour chacune des zones d'intérêt et extraire ainsi la courbe déformation locale/module de cisaillement local.

8.5 Conclusions

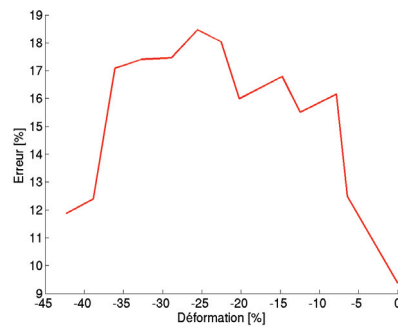
Ces résultats montrent que l'on peut extraire pour des régions d'intérêt choisies des courbes compression/module de cisaillement à l'intérieur d'un fantôme (et donc d'un milieu) quelconque.

Cette étude exploratoire est une première étape vers une prise en compte clinique des effets de la compression des tissus pour l'amélioration du diagnostic. En effet, on peut imaginer que plusieurs maladies se caractérisant par une modification des propriétés mécaniques des tissus concernés soient discriminables à l'aide d'une extraction de la courbe déformation/module de cisaillement. Par exemple, dans le cas des lésions mammaires, si les courbes compression/module de cisaillement d'un carcinome et d'un fibroadénome se trouvent être différentes, il pourrait être possible de les discerner en utilisant une technique analogue à celle présentée dans ce chapitre.

Bien entendu, ce type d'étude nécessite de pouvoir appliquer une déformation maîtrisée

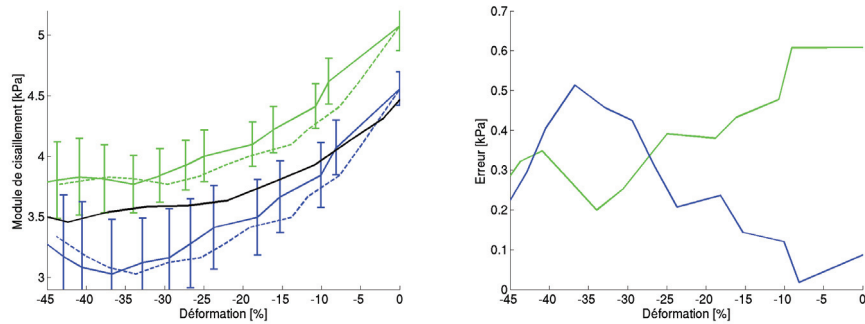


(a) Module de cisaillement en fonction de la déformation locale et globale pour l'inclusion ainsi que la référence kPa (b) Erreur par rapport à la référence en kPa

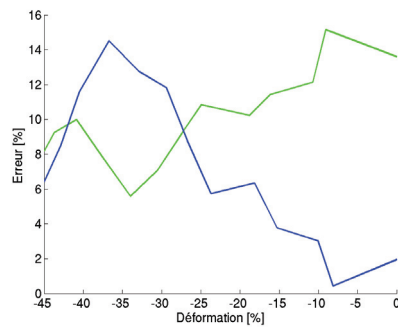


(c) Erreur par rapport à la référence en %

FIG. 8.8: Module de cisaillement de l'inclusion en fonction de la compression locale et erreur correspondante. Sur le graphique (a), la courbe en trait plein rouge correspond au module de cisaillement en fonction de la déformation locale pour l'inclusion (en pointillés rouge, la courbe du module de cisaillement en fonction de la déformation globale). La courbe noire correspond à la référence de l'échantillon constitué de 75 % de PVC plastisol obtenue lors de l'étude préliminaire (fig. 8.4). Les courbes (b) et (c) représentent l'erreur entre les mesures effectuées sur le fantôme et sur l'échantillon témoin. Pour des raisons de lisibilité, les écarts-types de la courbe de référence n'ont pas été reportés.



(a) Courbe du module de cisaillement en fonction de la déformation locale et globale pour les deux régions étudiées du milieu environnant (b) Erreur par rapport à la référence en kPa



(c) Erreur par rapport à la référence en %

FIG. 8.9: Module de cisaillement en fonction de la compression locale pour chacune des zones étudiées de la partie constituée à 55 % de PVC plastisol et erreur correspondante. Sur le graphique (a), la courbe en trait plein bleu correspond au module de cisaillement en fonction de la déformation locale pour la zone à droite de l'inclusion (en pointillés bleu, la courbe du module de cisaillement en fonction de la déformation globale). La courbe en trait plein vert correspond au module de cisaillement en fonction de la déformation locale pour la zone sous l'inclusion (en pointillé vert, la courbe du module de cisaillement en fonction de la déformation globale). La courbe noire correspond à la référence de l'échantillon constitué de 55 % de PVC plastisol obtenue lors de l'étude préliminaire (Fig. 8.3). Les courbes (b) et (c) représentent l'erreur entre les mesures effectuées sur le fantôme et la référence obtenue lors de l'étude préliminaire. Pour des raisons de lisibilité, les écarts-types de la courbe de référence n'ont pas été reportés.

au milieu. Dans le cas de pathologies du sein, il peut être imaginé un système pratique de compression composé par exemple de plaques comme pour la mammographie ou d'une ceinture placée au niveau des seins de la patiente, le niveau de compression global du sein étant contrôlé par la longueur de la ceinture. Ce dispositif permettrait de faire une première acquisition ultrasonore et d'obtenir une déformation de la lésion permettant potentiellement de discriminer par le module de cisaillement deux pathologies probables. La contrainte serait ensuite maintenue jusqu'à un premier examen ERM puis un second serait réalisé sans compression permettant ainsi d'accéder à une différence de valeurs du module de cisaillement entre ces deux états.

Conclusions et perspectives

Le travail de thèse qui m'a été confié était basé sur les mots clés suivants : élastographie, complémentarité des approches par ultrasons et par résonance magnétique. La difficulté liée au caractère pluridisciplinaire du travail, autant sur des aspects méthodologiques qu'expérimentaux, en a fait pour moi l'intérêt majeur. Si les techniques dédiées à l'estimation de la déformation d'un milieu pour l'élastographie par ultrasons avaient été développées à CREATIS, la reconstruction des images de modules de cisaillement pour l'ERM se faisait, au début de cette thèse, à l'aide du logiciel MRE/Wave. Cet outil mis à la disposition de la communauté internationale par la Mayo Clinic a montré ses bonnes performances, l'inconvénient majeur étant que l'utilisateur est confronté à une "boîte noire". Une partie conséquente de mon travail a consisté à comprendre et implémenter les algorithmes utilisés en ERM. Cette étude a ouvert plusieurs voies de recherches et nous a amenés à proposer des approches alternatives aux méthodes classiquement utilisées (comme l'acquisition ERM simplifiée ou estimation locale de fréquence utilisant des filtres de Gabor).

Dans le domaine de l'ERM, l'équipe du Pr. Richard Ehman à la Mayo Clinic (Rochester, MN, USA) est mondialement reconnue. Afin de nous placer dans les meilleures conditions pour mener à bien plusieurs études applicatives, nous avons mis en place une collaboration entre notre laboratoire et la Mayo Clinic. Cette collaboration nous a permis de mettre en avant l'influence d'une pré-contrainte sur la mesure du module d'élasticité de différents matériaux tests ainsi que d'échantillons de foie bovin. En s'appuyant sur les connaissances et l'expérience acquises dans l'étude précédente, nous nous sommes focalisés sur l'objectif initial de ma thèse, à savoir la combinaison des mesures par ultrasons et par résonance magnétique afin d'extraire des informations mécaniques plus complètes.

Ces dernières pages reprennent et concluent sur les différentes contributions que nous avons apportées dans le domaine de l'ERM ainsi que sur une première utilisation conjointe de l'ERM et de l'élastographie ultrasonore quasi-statique pour l'obtention de courbes déformation/module de cisaillement d'un milieu.

Acquisition ERM simplifiée

Le temps d'acquisition des données en IRM est un paramètre important qui peut limiter l'usage de cette modalité. Pour l'ERM, qui nécessite de suivre et mesurer la propagation d'une onde dans le milieu, la question du temps d'acquisition est fondamentale. Dans le but de limiter le temps d'acquisition des données, nous avons montré dans le chapitre 5

que l'ensemble de l'acquisition ERM, pouvait se faire à partir de l'acquisition de deux images réelles (au lieu d'un minimum de 4) pour former une image complexe décrivant complètement le mouvement de l'onde de cisaillement.

En considérant que le mouvement des particules est sinusoïdal, nous avons montré que seule l'énergie contenue dans le fondamental permet d'induire le déphasage mesuré en ERM, à condition bien sûr que la fréquence des gradients de sensibilisation aux mouvements soit la même que celle du mouvement des particules. Nous avons effectué des acquisitions avec deux types de gradients de sensibilisation aux mouvements ; sinusoïdal et trapézoïdal plus classiquement utilisés en ERM.

Nous avons montré que, sur notre système d'acquisition, la valeur absolue de la différence des modules de cisaillement entre l'acquisition classique (utilisant les gradients trapézoïdaux) et celle utilisant des gradients sinusoïdaux reste faible. Les modules de cisaillement estimés à l'aide de la méthode d'acquisition ERM simplifiée sont proches de ceux estimés à l'aide des méthodes classiques malgré le nombre d'images utilisé plus faible. On observe cependant une différence plus importante dans les zones où le SNR est plus faible.

Les perspectives liées à cette problématique sont multiples. Le premier axe d'amélioration est basé sur le fait que par rapport aux courants de Foucault générés, il est plus facile d'augmenter l'amplitude des gradients sinusoïdaux plutôt que ceux des gradients trapézoïdaux. En effet, ces courants induits étant liés à la dérivée de l'amplitude du gradient, la puissance dissipée est plus faible dans le cas d'un gradient sinusoïdal que dans le cas d'un gradient trapézoïdal. La problématique peut donc être de trouver, à dissipation égale de puissance par courant de Foucault, si le déphasage engendré en ERM par des gradients sinusoïdaux est plus important qu'avec des gradients trapézoïdaux.

Comme évoqué précédemment, un intérêt de la technique d'acquisition ERM simplifiée est sa rapidité, cependant comme seules deux images sont acquises la quantité d'information disponible pour la reconstruction est plus faible que pour la technique d'acquisition classique. Dans des cas où le SNR est faible, ce manque peut poser problème. Une voie de recherche peut consister en l'acquisition à plusieurs reprises des images de la partie réelle et/ou de la partie imaginaire et de trouver des stratégies, autres qu'une simple moyenne, pour les recombinaison afin de ne former qu'une seule image complexe.

Estimation locale de fréquence par rapport de filtres

L'estimation locale du module de cisaillement d'un tissu s'appuie sur la mesure de la longueur d'onde de l'onde de cisaillement et donc de la fréquence locale de cette onde sur une image acquise. Dans le chapitre 6, nous nous sommes intéressés aux techniques d'estimation locale de fréquences par rapport de filtres. Nous avons vu comment les techniques présentées dans la littérature pouvaient être étendues à plusieurs gabarits de filtres. Nous avons ensuite appliqué cette généralisation aux filtres de Gabor afin de pouvoir introduire un nouveau paramètre permettant un réglage du temps de réponse de l'estimation de fréquence. Les perspectives de ce travail sont multiples. L'étude d'autres gabarits de filtres

à appliquer à la généralisation constitue un axe de recherche possible. On peut imaginer l'utilisation de filtres plus sélectifs fréquentiellement que des filtres de Gabor. Une seconde perspective de cette approche est l'utilisation itérative de l'algorithme d'estimation locale de fréquence par rapport de filtres : une première analyse de l'image est effectuée avec des filtres couvrant un large spectre puis, une fois connues les fréquences contenues dans l'image, on applique une nouvelle fois l'algorithme avec des filtres adaptés à cette gamme de fréquences. Dans le cas des filtres de Gabor, cette dernière technique peut s'avérer intéressante car la première analyse de l'image peut se faire avec un banc de filtres présentant des fréquences centrales uniformément espacées et la seconde passe consisterait à ne garder que les filtres consécutifs présentant la puissance de sortie la plus importante ou conduisant à l'indice de confiance le plus élevé. Un autre axe de recherche réside dans l'utilisation d'une approche basée sur le rapport de filtres pour extraire des informations autres que la fréquence locale. Dans le cas des images 2D, on peut, par exemple, se servir de filtres astucieusement choisis pour extraire la direction de propagation d'une onde.

Étude de l'effet de l'application d'une précontrainte sur des milieux homogènes en ERM

Outre les contributions méthodologiques pour l'acquisition et la mesure en ERM, nous nous sommes intéressés, dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe du Pr. Ehman, à montrer par des observations expérimentales, que les milieux explorés peuvent présenter des comportements mécaniques très différents lorsqu'ils subissent une déformation. Nous avons donc cherché à caractériser ces milieux afin de mettre en évidence l'effet d'une précontrainte sur le module de cisaillement mesuré par ERM. Nous avons observé que sur deux milieux, constitués respectivement de PVC plastisol et de foie de bovin, le module de cisaillement augmentait avec la valeur absolue de la contrainte appliquée. Nous nous sommes aussi intéressés au module de cisaillement mesuré à l'aide d'une onde se propageant dans la direction transverse à la contrainte ainsi qu'au module de cisaillement mesuré avec une onde se propageant dans la direction de la contrainte. Il en ressort que la différence du module de cisaillement mesuré par ces deux ondes est plus importante en compression qu'en étirement et que cette différence augmente avec la valeur absolue de la déformation. Un axe de recherche suggéré par ces résultats est l'étude du comportement des tissus biologiques en compression afin de vérifier si ce paramètre peut permettre une amélioration du contraste entre des zones saines et des zones présentant des lésions. Par ailleurs, cette étude pourrait être complétée par la prise en compte de la nature viscoélastique des tissus [Sinkus *et al.*, 2005]. Pour une caractérisation complète du comportement mécanique des tissus, le paramètre de viscosité ne peut être négligé.

Combinaison de l'ERM et de l'élastographie ultrasonore quasi-statique

La présence d'un module d'élastographie quasi-statique ultrasonore sur plusieurs échographes commercialisés montre l'intérêt de cette méthode pour la détection de certaines

pathologies. L'inconvénient majeur de la méthode vient de la difficulté à fournir des données quantitatives sur la rigidité des tissus. Les résultats représentent généralement la déformation locale des tissus. L'ERM, quant à elle, donne des résultats quantitatifs mais ne laisse pas accès à la déformation locale. Or nous avons montré par des mesures sur différents matériaux que la valeur du module de cisaillement mesurée dépendait du niveau de pré-compression appliqué. Ces remarques nous ont amenés à associer l'élastographie ultrasonore quasi-statique, technique de mise en œuvre aisée, avec l'ERM afin d'extraire la courbe du module de cisaillement en fonction de la déformation dans différentes régions d'intérêt pour des milieux complexes. Dans un milieu non homogène, la répartition des forces au cours d'une compression est, elle aussi, non-homogène, de même que la déformation. L'élastographie ultrasonore quasi-statique a permis d'estimer la déformation de différentes régions d'intérêt d'un objet test sous contrainte. La technique ERM appliquée à ce même objet a permis d'estimer le module de cisaillement de ces régions d'intérêt. Nous en avons déduit, pour chacune de ces régions la courbe compression locale/module de cisaillement pour une onde se propageant dans la direction de la contrainte. Cette étude offre plusieurs perspectives que nous n'avons pas explorées dans le cadre de cette thèse. Le chapitre 7 a montré que le module de cisaillement évoluait plus vite pour une onde se propageant dans la direction transverse à la compression or notre étude s'est, pour des raisons pratiques, intéressée uniquement à la propagation de l'onde de cisaillement dans la direction de la contrainte. Il serait ainsi intéressant de reprendre l'étude précédente en observant cette fois-ci l'évolution du module de cisaillement en fonction de la déformation locale pour une onde se propageant dans la direction transverse à la compression. De plus, le principe de combiner les deux modalités pourrait être utilisé dans une application clinique par exemple pour l'examen de lésions mammaires, en s'appuyant sur les résultats de la publication de Krouskop *et al.* (1998) qui ont observé une différenciation possible, à l'aide du module d'Young, entre un tissu fibreux et un carcinome canalaire infiltrant, sous une pré-compression de 20 % alors que cela semblait plus difficile sans (ou une faible) pré-compression [Krouskop *et al.*, 1998]. Dans le cas de pathologies du sein, on peut imaginer un système pratique de compression composé par exemple de plaques comme pour la mammographie ou d'une ceinture placée au niveau des seins de la patiente, le niveau de compression global du sein étant contrôlé par la longueur de la ceinture. Ce dispositif permettrait de faire une première acquisition ultrasonore et d'obtenir une déformation de la lésion permettant potentiellement de discriminer par le module de cisaillement deux pathologies probables. La contrainte serait ensuite maintenue jusqu'à un premier examen ERM puis un second serait alors réalisé sans compression permettant ainsi d'accéder à une différence de valeurs du module de cisaillement entre ces deux états.

Les différents chapitres de cette thèse décrivent les différentes pistes que nous avons explorées, étayées par les manipulations de faisabilité des méthodes que nous avons mises en place. Les perspectives principales, communes à toutes les pistes que nous avons proposées, résident dans un premier temps, dans la consolidation des résultats obtenus par des essais sur un plus grand nombre d'échantillons (matériaux test et tissus animaux), afin

de quantifier plus précisément l'apport des différentes techniques. Cette étape franchie, la mise en œuvre des méthodes pour des mesures *in vivo* devra être réalisée.

Appendix

Formation de voies spectrale en imagerie ultrasonore

Nous avons contribué dans notre travail au développement d'une méthode de formation d'images ultrasonores. Cette méthode n'a pas été reprise par la suite pour les acquisitions ultrasonores que nous avons réalisées. C'est pourquoi nous avons choisi de faire apparaître ce travail en annexe du document.

La méthode utilise les spectres 1D des signaux RF acquis à l'aide d'ondes planes dépointées pour échantillonner le spectre 2D de l'image RF ultrasonore que l'on cherche à former. L'utilisation d'ondes planes permet d'échantillonner de manière plus efficace le spectre de l'image ultrasonore et d'atteindre des résolutions spatiales plus élevées.

A.1 Introduction et motivation

La formation d'image ultrasonore à partir de leur spectre a été imaginée et développée au cours des années 1990 par Jian-yu Lu [Lu and Greenleaf, 1992, Lu, 1997b, Lu, 1997a]. La formation de voies de Fourier ne nécessite qu'un tir ultrasonore pour former une image. Cette technique est donc très utilisée pour atteindre des cadences d'images élevées. En supposant que la cadence d'images est uniquement limitée par la vitesse de propagation des ondes, la fréquence d'imagerie obtenue (FPS) en formation de voies classique est donnée par la relation suivante :

$$\text{FPS} = \frac{c}{2z_{max}n_{tir}} \quad (\text{A.1})$$

où c est la célérité des ondes acoustiques dans le milieu, z_{max} est la profondeur maximale de l'image et n_{tir} est le nombre de tirs de la séquence d'imagerie. Pour les méthodes de formation de voies classiques $n_{tir} \approx 100$, ce qui conduit à une fréquence d'imagerie de 32 images.s^{-1} , pour $c = 1540 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_{max} = 10 \text{ cm}$. La méthode de formation de voies spectrale atteint une fréquence de $3200 \text{ images.s}^{-1}$ pour les mêmes paramètres. Une fréquence d'image très élevée est critique dans certaine application comme l'élas-

tographie dynamique ultrasonore [Bercoff *et al.*, 2004]. L'estimation du mouvement est également rendue plus aisée lorsque la fréquence d'imagerie est très élevée car les déplacements d'une image à l'autre sont de plus faible amplitude [Yu *et al.*, 2006]. Il existe d'autres méthodes de formation de voies destinées à obtenir une fréquence d'images plus élevée, comme l'imagerie multi faisceaux [Tanter *et al.*, 2002] ou des méthodes d'encodage spatio-temporel [Madore *et al.*, 2009]. La méthode de formation de voies spectrale reste cependant la méthode permettant d'obtenir la plus haute cadence d'imagerie.

Les méthodes développées par Lu utilisent des ondes non-diffractantes [Lu and Greenleaf, 1992]. Ce type d'onde nécessite l'utilisation d'un transducteur spécifique, ce qui limite grandement le domaine d'application. Nous proposons dans cette étude d'adapter les méthodes de formation spectrale utilisant des ondes non-diffractantes pour qu'elles soient utilisables avec des transducteurs linéaires multi-éléments. Nous proposons pour cela de remplacer les ondes non-diffractantes par des ondes planes orientées, facilement réalisables à l'aide de la fenêtre de retards en réception de la sonde multi-éléments.

Les performances de la méthode sont ensuite comparées avec celles d'une méthode de formation de voies classique. À l'aide de simulations, les réponses impulsionnelles spatiales et les propriétés du speckle sont comparées. Enfin, des résultats expérimentaux sont présentés.

A.2 Échantillonnage du plan de Fourier

Le champ de pression scalaire d'une onde plane $\phi_{\vec{n}}(\vec{r}, t)$ se propageant dans la direction \vec{n} peut être exprimé sous la forme de l'équation (A.2). D'après [Lu and Greenleaf, 1992], on peut faire apparaître la transformée de Fourier de ϕ le long de la direction \vec{k} , noté Φ dans l'équation (A.3).

$$\phi_{\vec{n}}(\vec{r}, t) = \phi(ct - \vec{n} \cdot \vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} dk = \mathcal{F}_z^{-1} \left\{ \frac{\Phi(k)}{c} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} \right\} \quad (\text{A.2})$$

$$\Phi(k) = \mathcal{F}_z \{ \phi \} = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(z) e^{-ikz} dz \quad (\text{A.3})$$

où $\vec{k} = \vec{n}k$ est le vecteur d'onde, k le nombre d'onde, c la vitesse des ondes acoustiques, $\omega = kc$ la pulsation temporelle des signaux, $\vec{r} = (x, z)$ représente les coordonnées spatiales, $f = \omega/2\pi$ la fréquence temporelle des signaux et ϕ le profil de l'onde.

A.3 Principe de l'acquisition

On cherche ici à trouver la relation entre le spectre de l'image ultrasonore que l'on cherche à reconstruire et les signaux acquis en utilisant une onde plane en émission et une onde orientée en réception. On suppose que le milieu est composé d'un ensemble de diffuseurs. Chaque diffuseur a une réflectivité a_i et est situé en \vec{r}_i . On définit la fonction de réflectivité du milieu r dans l'équation (A.4). $\delta(\vec{r})$ est l'impulsion de Dirac spatiale.

$$r(\vec{r}) = \sum_i a_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (\text{A.4})$$

Si on émet une onde plane dans la direction axiale ($\xi = 0$) et on reçoit les échos avec une onde plane orientée ayant un paramètre ξ , le signal mesuré s_ξ prend la forme donnée par l'équation (A.7).

$$s_\xi(t) = \sum_i a_i \phi_{\vec{n}_e}(\vec{r}_i, t) *_t \phi_{\vec{n}_r}(\vec{r}_i, t) \quad (\text{A.5})$$

$$= \sum_i a_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \phi_{\vec{n}_e}(\vec{r}, t) *_t \phi_{\vec{n}_r}(\vec{r}, t) \quad (\text{A.6})$$

$$= r(\vec{r}) (\phi_{\vec{n}_e}(\vec{r}, t) *_t \phi_{\vec{n}_r}(\vec{r}, t)) \quad (\text{A.7})$$

où $*_t$ représente le produit de convolution temporel, $\vec{n}_e = (0, 1)$ représente la direction d'émission et $\vec{n}_r = (\sin(\xi), \cos(\xi))$ correspond à la direction de réception.

En se plaçant dans l'espace de Fourier, le produit de convolution se transforme en un simple produit. s_ξ prend alors la forme de l'expression (A.8) en réutilisant (A.2).

$$s_\xi(t) = \mathcal{F}_k^{-1} \left[\frac{\Phi_e(k) \Phi_r(k)}{c^2} r(\vec{r}) e^{-ik(\vec{n}_e + \vec{n}_r) \cdot \vec{r}} \right] \quad (\text{A.8})$$

où Φ_e est la transformée de Fourier du profil de l'onde d'émission et Φ_r est la transformée de Fourier de l'onde utilisée en réception.

On introduit $R(k_x, k_z)$ la transformée de Fourier 2D de $r(x, z) : R(k_x, k_z) = \mathcal{F}_{x,z}\{r(x, z)\}$. En utilisant l'équation (A.4), on peut démontrer la relation (A.9) [Lu, 1997a].

$$\begin{aligned} r(\vec{r}) e^{-ik(\vec{n}_e + \vec{n}_r) \cdot \vec{r}} &= \sum_i a_i e^{-ik(\vec{n}_e + \vec{n}_r) \cdot \vec{r}_i} \\ &= \sum_i a_i \iint \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) e^{-i(k \sin(\xi) x + k(1 + \cos(\xi)) z)} dx dz \\ &= \sum_i a_i \iint \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) e^{-i(k_x x + k_z z)} dx dz \\ &= \iint r(x, z) e^{-i(k_x x + k_z z)} dx dz \\ &= \mathcal{F}_{2D}[r(x, z)] \\ &= R(k_x, k_z) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

où k_x et k_z prennent les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} k_x = k \sin(\xi) \\ k_z = k(1 + \cos(\xi)) \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

En effectuant la transformée de Fourier de (A.8), on obtient une relation (A.11) nous permettant d'avoir accès au spectre de l'image à partir des transformées de Fourier des signaux mesurés à l'aide des ondes orientées.

$$R(k_x, k_z) = \frac{c^2}{\Phi_e(k) \Phi_r(k)} S_\xi(\omega) \quad (\text{A.11})$$

où $S_\xi(f)$ est la transformée de Fourier de $s_\xi(t) : S_\xi(f) = \mathcal{F}_t\{s_\xi(t)\}$.

Les valeurs de k et ξ sont données par l'équation (A.12), elles sont obtenues en inversant les relations (A.10).

$$\begin{cases} k = \frac{k_z^2 + k_x^2}{2k_z} \\ \xi = \arctan\left(\frac{k_x}{k_z - k}\right) = \arctan\left(\frac{2k_x k_z}{k_z^2 - k_x^2}\right) \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

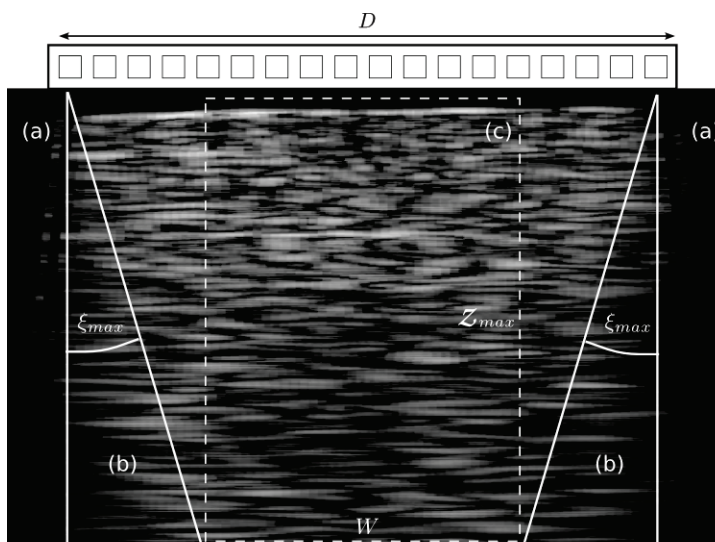


FIG. A.1: Limitation de l'angle de dépointage due à la condition d'insonification du milieu. Pour créer une image ultrasonore valide de largeur W et de profondeur z_{max} à l'aide d'un transducteur de taille D , il faut que les ondes d'émission insonifient bien le milieu pour que le signal reçu soit significatif. Par exemple sur cette figure, nous avons émis une onde plane non dépointée et nous avons reçu les signaux RF à l'aide d'ondes planes dépointées d'un angle ξ , $|\xi| < \xi_{max}$. Les signaux RF ont été utilisés pour créer l'image ultrasonore présentée à l'aide de la méthode de formation de Fourier. (a) Les zones du milieu que l'onde émise n'a pas excitées sont complètement sombres. (b) Les zones explorées uniquement par une partie des ondes en réception font apparaître de nombreux artefacts. (c) Seule la zone ayant été excitée et mesurée est valide. Cette zone correspond au rectangle pointillé. L'estimation du déplacement à l'aide de la méthode des normales ne fonctionne correctement que dans cette dernière zone.

A.4 Reconstruction pratique d'une image ultrasonore

En pratique, on ne peut pas accéder à tous les points du spectre de l'image pour plusieurs raisons :

- La variable ξ ne peut pas prendre toutes les valeurs possibles en raison de la taille limitée du capteur ultrasonore $-\xi_{max} < \xi < \xi_{max}$. L'angle de dépointage maximum ξ_{max} est donnée par l'équation (A.13). Il correspond au fait que l'onde étant dépointée, les triangles sur les cotés du transducteur ne sont pas suffisamment insonifiés (fig. A.1)

$$\xi_{max} = \arctan\left(\frac{D - W}{2z_{max}}\right) \quad (\text{A.13})$$

où D représente la taille du transducteur et W la largeur voulue pour une insonification suffisante du milieu. La figure A.1 illustre cette limitation de l'angle de dépointage due à la condition d'insonification du milieu.

- Du fait de la bande passante limitée des capteurs et de l'impulsion d'excitation, le spectre ne va pouvoir être mesuré que dans une bande de fréquence spatiale correspondant à la bande passante du signal d'excitation $k_{min} < k < k_{max}$. Dans cette bande, on supposera $\Phi_e(k)\Phi_r(k) = 1$.

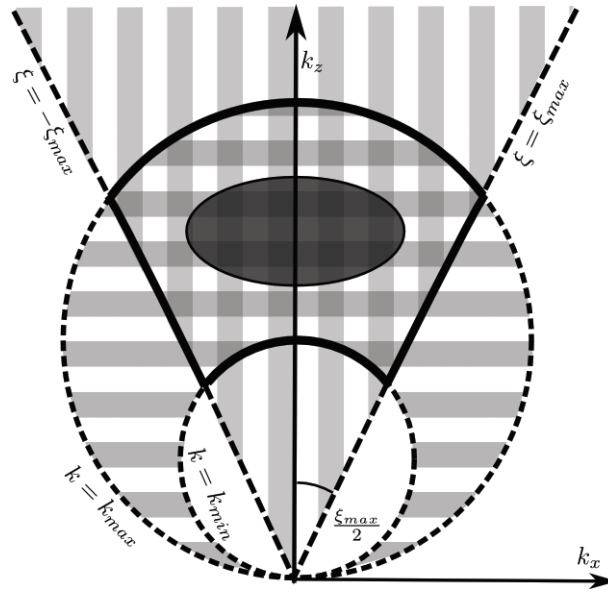


FIG. A.2: Plan de Fourier d'une image ultrasonore. La zone hachurée dans les deux directions correspond à la zone du spectre accessible avec la méthode. Les cercles pointillés correspondent aux valeurs de k correspondant au minimum et au maximum de la bande passante de l'impulsion d'excitation. Les limitations sur ξ forment un cône dont l'angle au sommet vaut ξ_{max} .

La figure A.2 montre la zone du plan de Fourier de l'image ultrasonore accessible par la méthode présentée ici. Plus la zone accessible est grande, plus le spectre reconstruit sera proche du spectre réel de l'image. La limitation en ξ peut être assouplie en utilisant une sonde plus large ou en limitant z_{max} . La limitation suivant k peut être assouplie en utilisant des signaux d'excitation large bande, c'est à dire des signaux d'excitation de durée d'impulsion plus courte.

La procédure à suivre pour obtenir les images ultrasonores est la suivante :

- On acquiert plusieurs signaux bruts pour différentes valeurs de ξ . Si le système d'imagerie dispose d'une carte de traitement assez performante, ces différentes acquisitions peuvent être effectuées en un seul tir ultrasonore.
- On calcule ensuite les FFT (Fast Fourier Transform) 1D de ces signaux le long de l'axe temporel.
- On remplit la zone accessible du spectre de l'image à reconstruire à l'aide des spectres 1D. Les relations (A.12) donnent k et ξ en fonction du point courant sur le spectre (k_x, k_z) . Cette étape nécessite l'utilisation d'une méthode d'interpolation.
- On effectue la FFT inverse de 2D du spectre partiellement rempli.
- L'image ultrasonore est formée.

A.5 Comparaison avec la méthode de Lu

La figure A.3 compare les schémas blocs des méthodes de formation d'images spectrales. La méthode proposée dans ce chapitre, utilisant des ondes planes dépointées, est mise en regard de la méthode proposée dans [Lu, 1997a]. La principale différence est le type de signaux utilisés en entrée. Cette différence va avoir une influence sur la résolution finale des images obtenues.

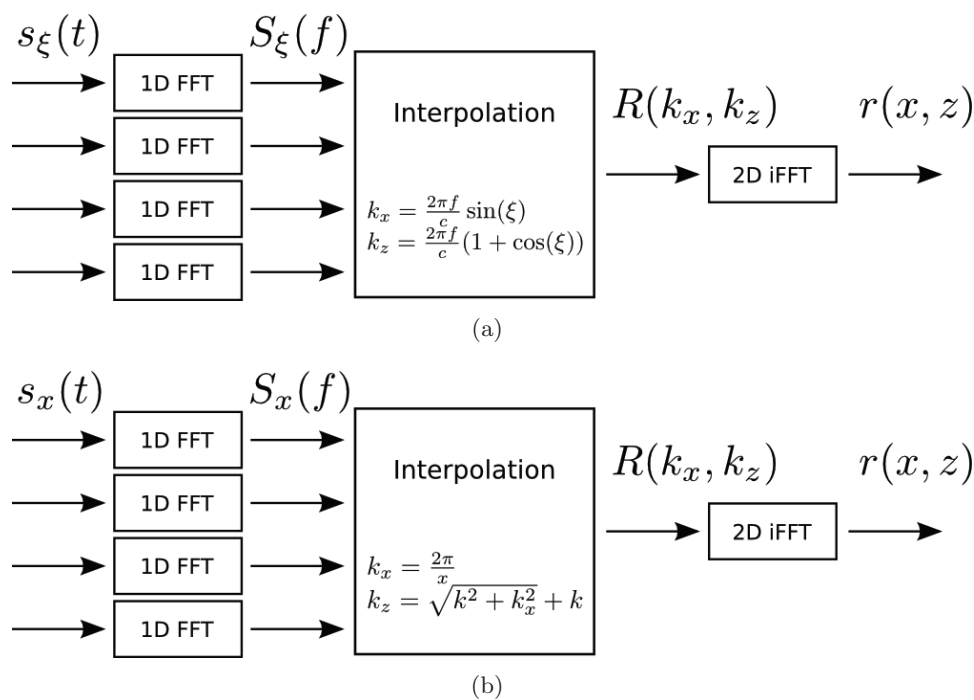
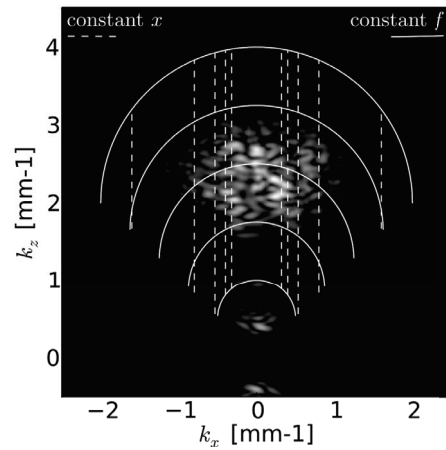


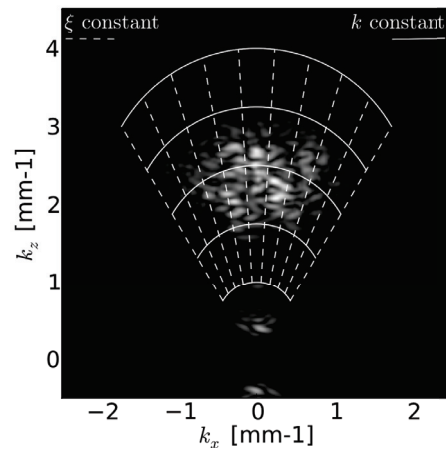
FIG. A.3: Schémas de principe des méthodes de formation d'images étudiées. La figure (a) schématise le principe de la méthode de formation d'images utilisant des signaux bruts acquis à l'aide d'ondes planes dépointées $s_\xi(t)$: les spectres unidimensionnels des signaux RF sont repositionnés dans l'espace de Fourier de l'image ultrasonore que l'on cherche à reconstruire $S(k_x, k_z)$. Il ne reste qu'à prendre la transformée de Fourier inverse de ce spectre pour obtenir l'image ultrasonore finale. La figure (b) schématise le principe de la méthode de formation d'images proposée dans [Lu, 1997a]. La différence principale réside dans le fait que cette méthode utilise des signaux acquis en synthèse d'ouverture $s_x(t)$, x correspondant à la position latérale de l'élément utilisé dans la sonde ultrasonore. Le choix du type de signaux utilisés en entrée a une influence sur la résolution spatiale de l'image formée. La méthode utilisant des ondes planes dépointées, que nous avons proposée, permet d'améliorer cette résolution par rapport à la méthode de [Lu, 1997a]. Les relations permettant de positionner les spectres 1D sur le spectre 2D de l'image ultrasonore sont données dans les boîtes *interpolation* des schémas.

L'amélioration de la résolution spatiale obtenue en utilisant des ondes planes dépointées par rapport à des signaux acquis en synthèse d'ouverture peut être expliquée en regardant la manière dont les spectres 1D sont repositionnés sur le spectre 2D. La figure A.4 regroupe les familles de courbes obtenues en gardant chacun des paramètres des méthodes de formation d'image constant, superposées sur des images d'amplitude du spectre d'une image ultrasonore expérimentale. Ces différentes familles de courbes sont obtenues en utilisant les expressions données sur la figure A.3. Les courbes à k constant sont similaires pour les deux méthodes et forment des cercles passant par l'origine et dont le centre est situé sur l'axe k_z . Le rayon de ces cercles est k , la fréquence courante dans le spectre 1D considéré. Les courbes obtenues pour x constant (signaux acquis en synthèse d'ouverture) et ξ constant (signaux acquis à l'aide d'ondes planes dépointées), correspondant aux lieux où vont être repositionnés les spectres 1D, diffèrent. La méthode [Lu, 1997a] va repositionner les spectres 1D suivant des droites verticales, les courbes intersectant le lieu où le spectre de l'image ultrasonore est non nul, correspondant à des valeurs de x élevées, et donc à des signaux acquis à l'aide des éléments proches du bord de la sonde. Si l'on veut échantillonner correctement la zone d'intérêt, il faut donc disposer d'une sonde ultrasonore large. Dans tous les cas, les signaux acquis à l'aide des éléments centraux de la sonde serviront à échantillonner une partie vide du spectre de l'image ultrasonore que l'on cherche à reconstruire. La méthode utilisant des ondes planes va quant à elle positionner les spectres 1D suivant un éventail. Les signaux acquis avec des angles de dépointage faible intersectent toute la zone d'intérêt du spectre de l'image ultrasonore.

C'est pour cette raison que la résolution obtenue à l'aide de la méthode utilisant des ondes planes dépointées est meilleure que celle de la méthode de Lu. L'étude de la taille des réponses impulsionnelles spatiales, menée dans [Gueth *et al.*, 2010], montre que la résolution latérale des images est améliorée de 18% en simulation et de 50% expérimentalement en comparaison d'une méthode de formation de voies classique. La résolution transverse est améliorée de 10% en simulation et de 5% expérimentalement en comparaison de la méthode décrite dans [Lu, 1997a]. Cette méthode de formation d'image ultrasonore et l'étude de la taille des réponses impulsionnelles spatiales ont fait l'objet d'une communication au congrès *IEEE ultrasonic symposium* [Gueth *et al.*, 2010].



(a) [Lu, 1997a]



(b) Méthode de de formation de voie spectrale utilisant des ondes planes dépointées.

FIG. A.4: Courbes d'échantillonnage du plan de Fourier de l'image ultrasonore à paramètre constant pour la méthode de Lu et la méthode de formation de voie spectrale utilisant des ondes planes. La méthode proposée par Lu induit un positionnement vertical des spectres 1D (famille de courbes pour x constant dans la figure (a)), alors que la méthode utilisant des ondes planes dépointées va repositionner les spectres 1D suivant des lignes passant par l'origine du spectre (famille de courbes obtenue pour ξ constant).

Démonstration : Le fondamental de la transformée de Fourier des données ERM dans la direction des déphasages des images d'ondes est indépendant de la forme des gradients de sensibilisation utilisés.

Le déphasage ϕ induit par l'interaction entre une onde de cisaillement et un gradient de champ magnétique est rappelé par l'équation (B.1).

$$\phi(\vec{r}, \theta) = \gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \vec{G}_r(t - \frac{\theta T}{2\pi}) dt \quad (\text{B.1})$$

où γ est le rapport gyromagnétique du noyau considéré (pour ^1H : $\gamma/2\pi = 42,58 \text{ MHz}/T$), τ est la durée d'application du gradient de sensibilisation aux mouvements, \vec{G}_r est le vecteur du gradient de champ magnétique appliqué pour la sensibilisation aux mouvements, \vec{r} représente les coordonnées spatiales : $\vec{r} = (x, y, z)$ pour un volume ou $\vec{r} = (x, y)$ pour un plan ; $\vec{p}(\vec{r}, t)$ est la position du noyau à l'instant t (la position d'équilibre de ce noyau étant le paramètre \vec{r}), θ est le déphasage entre l'excitation mécanique et le gradient et T est la période de l'excitation mécanique (et donc du gradient de sensibilisation aux mouvements).

Dans le cadre de la technique ERM, le gradient de sensibilisation aux mouvements \vec{G}_r est une fonction T périodique. On posera $\vec{G}'(2\pi t/T) = \vec{G}_r(t)$. La fonction \vec{G}' est donc 2π -périodique. On notera G'_j la j -ème coordonnée du vecteur \vec{G}' .

La transformée de Fourier dans la direction des déphasages θ de ϕ est donnée par

l'équation (B.2).

$$\mathcal{F}\{\phi\}(\vec{r}, k_\theta) = \int_{\theta=0}^{2\pi} \phi(\vec{r}, \theta) e^{-i2\pi k_\theta \theta} d\theta \quad (\text{B.2})$$

Si on ne s'intéresse qu'au plan $k_\theta = 1/2\pi$, l'équation (B.2) devient l'équation (B.3).

$$\mathcal{F}\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi}) = \int_{\theta=0}^{2\pi} \phi(\vec{r}, \theta) e^{-i\theta} d\theta \quad (\text{B.3})$$

On déduit alors l'équation (B.6) de l'équation (B.3).

$$\mathcal{F}\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi}) = \gamma \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \vec{G}_r(t - T\theta/2\pi) e^{-i\theta} dt d\theta \quad (\text{B.4})$$

$$= \gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \int_{\theta=0}^{2\pi} \vec{G}_r(t - T\theta/2\pi) e^{-i\theta} d\theta dt \quad (\text{B.5})$$

$$= \gamma \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \int_{\theta=0}^{2\pi} \vec{G}'(2\pi t/T - \theta) e^{-i\theta} d\theta dt \quad (\text{B.6})$$

Posons $D_j(t) = \int_{\theta=0}^{2\pi} G'_j(2\pi t/T - \theta) e^{-i\theta} d\theta$ (où j est une direction de l'espace (x, y, z)).

G'_j est une fonction 2π -périodique. Sa série de Fourier peut s'écrire sous la forme de l'équation (B.7).

$$G'_j(2\pi t/T - \theta) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_{n,j} e^{-in(2\pi t/T - \theta)} \quad (\text{B.7})$$

où les coefficients $c_{n,j}$ sont les coefficients de Fourier de G'_j .

L'expression de D_j en utilisant cette série de Fourier est donnée par l'équation (B.11).

$$D_j(t) = \int_{\theta=0}^{2\pi} \left(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_{n,j} e^{-in(2\pi t/T - \theta)} \right) e^{-i\theta} d\theta \quad (\text{B.8})$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{\theta=0}^{2\pi} c_{n,j} e^{-in(2\pi t/T - \theta)} e^{-i\theta} d\theta \quad (\text{B.9})$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_{n,j} e^{-in2\pi t/T} \int_{\theta=0}^{2\pi} e^{i(n-1)\theta} d\theta \quad (\text{B.10})$$

$$= 2\pi c_{1,j} e^{-i2\pi t/T} \quad (\text{B.11})$$

La transformée de Fourier de ϕ dans la direction des déphasages est donc donnée par l'équation (B.12).

$$\mathcal{F}\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi}) = \gamma 2\pi \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \vec{C}_1 e^{-i2\pi t/T} dt \quad (\text{B.12})$$

où le vecteur \vec{C}_1 est égal à $(c_{1,x}, c_{1,y}, c_{1,z})^t$.

Pour plus de simplicité, on considèrera que le gradient de sensibilisation aux mouvements est appliqué dans une seule direction (la i -ème direction de vecteur directeur \vec{u}_i). Dans le cadre des acquisitions ERM, le gradient de sensibilisation au mouvement est toujours appliqué dans une seule direction (qui peut être une combinaison linéaire des vecteurs de l'espace d'acquisition). On déduit donc l'équation (B.13) de l'équation (B.12).

$$\mathcal{F}\{\phi\}(\vec{r}, \frac{1}{2\pi}) = \gamma 2\pi c_i \int_0^\tau \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \vec{u}_i e^{-i2\pi t/T} dt \quad (\text{B.13})$$

Ainsi la transformée de Fourier dans la direction des déphasages des images d'ondes est indépendante, à un facteur multiplicatif près, de la forme des gradients de sensibilisation utilisés. Ce facteur multiplicatif n'est pas contraignant car il peut être compensé si nécessaire (augmentation du temps d'intégration du mouvement (τ), augmentation de la puissance des gradients $\|\vec{G}_r\|_2$ et/ou augmentation de la puissance de l'excitation $\|\vec{p}\|_2$).

ANNEXE B. DÉMONSTRATION : LE FONDAMENTAL DE LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DES
DONNÉES ERM DANS LA DIRECTION DES DÉPHASAGES DES IMAGES D'ONDES EST INDÉPENDANT
DE LA FORME DES GRADIENTS DE SENSIBILISATION UTILISÉS.

Bibliographie

- [Athanasidou *et al.*, 2010] Athanasidou, A., Tardivon, A., Tanter, M., Sigal-Zafrani, B., Bercoff, J., Deffieux, T., Gennisson, J.-L., Fink, M., and Neuenschwander, S. (2010). Breast lesions : quantitative elastography with supersonic shear imaging—preliminary results. *Radiology*, 256(1) :297–303.
- [Basarab *et al.*, 2008] Basarab, A., Liebgott, H., Morestin, F., Lyshchik, A., Higashi, T., Asato, R., and Delachartre, P. (2008). A method for vector displacement estimation with ultrasound imaging and its application for thyroid nodular disease. *Medical Image Analysis*, 12(3) :259–274.
- [Bercoff *et al.*, 2003] Bercoff, J., Chaffai, S., Tanter, M., Sandrin, L., Catheline, S., Fink, M., Gennisson, J. L., and Meunier, M. (2003). In vivo breast tumor detection using transient elastography. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 29(10) :1387–1396.
- [Bercoff *et al.*, 2004] Bercoff, J., Tanter, M., and Fink, M. (2004). Supersonic shear imaging : a new technique for soft tissue elasticity mapping. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 51(4) :396 – 409.
- [Boashash, 1992a] Boashash, B. (1992a). Estimating and interpreting the instantaneous frequency of a signal. I. fundamentals. *Proceedings of the IEEE*, 80 :520 –538.
- [Boashash, 1992b] Boashash, B. (1992b). Estimating and interpreting the instantaneous frequency of a signal. II. algorithms and applications. *Proceedings of the IEEE*, 80(4) :540–568.
- [Boutet *et al.*, 2009] Boutet, J., Debourdeau, M., Hervé, L., Guyon, L., Saroul, L., Vray, D., and Dinten, J. (2009). A bi-modal ultrasound and fluorescence approach for prostate cancer diagnosis. *Journal of Biomedical Optics*, 14 :064001–064007.
- [Braun *et al.*, 2001] Braun, J., Buntkowsky, G., Bernarding, J., Tolxdorff, T., and Sack, I. (2001). Simulation and analysis of magnetic resonance elastography wave images using coupled harmonic oscillators and gaussian local frequency estimation. *Magnetic Resonance Imaging*, 19(5) :703–713.
- [Brusseau *et al.*, 2013] Brusseau, E., Detti, V., Coulon, A., Maissiat, E., Boublay, N., Berthezène, Y., Fromageau, J., N., B., and Bamber, J. (2013). In vivo response to compression of 35 breast lesions observed with a two-dimensional locally regularized strain estimation method. *Ultrasound in Medicine & Biology*.
- [Brusseau *et al.*, 2008] Brusseau, E., Kybic, J., Deprez, J., and Basset, O. (2008). 2-D locally regularized tissue strain estimation from Radio-Frequency ultrasound images : Theoretical developments and results on experimental data. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 27(2) :145 –160.
- [Burnside *et al.*, 2007] Burnside, E. S., Hall, T. J., Sommer, A. M., Hesley, G. K., Sisney, G. A., Svensson, W. E., Fine, J. P., Jiang, J., and Hangiandreou, N. J. (2007). Differentiating benign from malignant solid breast masses with US strain imaging. *Radiology*, 245(2) :401–410.

- [Cassagnau and Mélis, 2003] Cassagnau, P. and Mélis, F. (2003). Non-linear viscoelastic behaviour and modulus recovery in silica filled polymers. *Polymer*, 44(21) :6607 – 6615.
- [Castéra *et al.*, 2005] Castéra, L., Vergniol, J., Foucher, J., Le Bail, B., Chanteloup, E., Haaser, M., Darriet, M., Couzigou, P., and De Lédighen, V. (2005). Prospective comparison of transient elastography, fibrotest, APRI, and liver biopsy for the assessment of fibrosis in chronic hepatitis C. *Gastroenterology*, 128(2) :343–350.
- [Catheline *et al.*, 2003] Catheline, S., Gennisson, J.-L., and Fink, M. (2003). Measurement of elastic nonlinearity of soft solid with transient elastography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(6) :3087–3091.
- [Chen *et al.*, 2009] Chen, L., Treece, G. M., Lindop, J. E., Gee, A. H., and Prager, R. W. (2009). A quality-guided displacement tracking algorithm for ultrasonic elasticity imaging. *Medical Image Analysis*, 13(2) :286–296.
- [Chen *et al.*, 2006] Chen, Q., Ringleb, S., Manduca, A., Ehman, R., and An, K. (2006). Differential effects of pre-tension on shear wave propagation in elastic media with different boundary conditions as measured by magnetic resonance elastography and finite element modeling. 39(8) :1428–1434.
- [Clarke *et al.*, 2011] Clarke, E. C., Cheng, S., Green, M., Sinkus, R., and Bilston, L. E. (2011). Using static preload with magnetic resonance elastography to estimate large strain viscoelastic properties of bovine liver. *Journal of Biomechanics*, 44 :2461–2465.
- [Costantini, 1998] Costantini, M. (1998). A novel phase unwrapping method based on network programming. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(3) :813 – 821.
- [de Lédighen *et al.*, 2007] de Lédighen, V., Le Bail, B., Rebouissoux, L., Fournier, C., Foucher, J., Miette, V., Castéra, L., Sandrin, L., Merrouche, W., Lavrand, F., and Lamireau, T. (2007). Liver stiffness measurement in children using FibroScan : feasibility study and comparison with fibrotest, aspartate transaminase to platelets ratio index, and liver biopsy. *Journal of pediatric gastroenterology and nutrition*, 45(4) :443–450.
- [Doyley *et al.*, 2001] Doyley, M. M., Bamber, J. C., Fuechsel, F., and Bush, N. L. (2001). A freehand elastographic imaging approach for clinical breast imaging : system development and performance evaluation. *Ultrasound in medicine & biology*, 27(10) :1347–1357.
- [Drangova *et al.*, 1998] Drangova, M., Zhu, Y., Bowman, B., and Pelc, N. J. (1998). In vitro verification of myocardial motion tracking from phase-contrast velocity data. *Magnetic Resonance Imaging*, 16(8) :863–870.
- [Dresner *et al.*, 1999] Dresner, M., Rossman, P., Kruse, S., and Ehman, R. (1999). Mr elastography of the prostate. In *Proceedings of the 10th Annual Meeting of ISMRM*, page 526.
- [Duboeuf *et al.*, 2009] Duboeuf, F., Basarab, A., Liebgott, H., Brusseau, E., Delachartre, P., and Vray, D. (2009). Investigation of pva cryogel young’s modulus stability with time, controlled by a simple reliable technique. *J Med Phys*, 36(2) :656–661.
- [Duck, 1990] Duck, F. A. (1990). *Physical Properties of Tissues : A Comprehensive Reference Book*. Academic Press Inc.
- [Dupeux, 2009] Dupeux, M. (2009). *Introduction à la mécanique des matériaux et des structures : Cours et exercices corrigés*. Dunod.
- [Décorps, 2011] Décorps, M. (2011). *Imagerie de résonance magnétique bases physiques et méthodes*. EDP sciences ; CNRS éd.

- [Fromageau *et al.*, 2007] Fromageau, J., Liebgott, H., Brusseau, E., Vray, D., and Delachartre, P. (2007). Estimation of time-scaling factor for ultrasound medical images using the hilbert transform. *EURASIP J. Appl. Signal Process.*, 2007(1) :46–46.
- [Gahagnon *et al.*, 2012] Gahagnon, S., Mofid, Y., Josse, G., and Ossant, F. (2012). Skin anisotropy in vivo and initial natural stress effect : a quantitative study using high-frequency static elastography. *Journal of biomechanics*, 45(16) :2860–2865.
- [Gennisson *et al.*, 2007] Gennisson, J.-L., Rénier, M., Catheline, S., Barrière, C., Bercoff, J., Tanter, M., and Fink, M. (2007). Acoustoelasticity in soft solids : assessment of the nonlinear shear modulus with the acoustic radiation force. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(6) :3211–3219.
- [Ghiglia and Pritt, 1998] Ghiglia, D. C. and Pritt, M. D. (1998). *Two-dimensional phase unwrapping : theory, algorithms, and software*. Wiley.
- [Glaser *et al.*, 2006] Glaser, K. J., Felmlee, J. P., and Ehman, R. L. (2006). Rapid MR elastography using selective excitations. *Magnetic Resonance in Medicine : Official Journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 55(6) :1381–1389.
- [Gong *et al.*, 2011] Gong, X., Xu, Q., Xu, Z., Xiong, P., Yan, W., and Chen, Y. (2011). Real-time elastography for the differentiation of benign and malignant breast lesions : a meta-analysis. *Breast Cancer Research and Treatment*, 130(1) :11–18.
- [Grimm *et al.*, 2006] Grimm, R. C., Lake, D. S., Manduca, A., and Ehman, R. L. (2006). MRE/Wave. Rochester (MN) : Mayo Clinic. http://mayoresearch.mayo.edu/ehman_lab. [updated 2006 July 1].
- [Gueth *et al.*, 2010] Gueth, P., Blanchard, R., Liebgott, H., and Basset, O. (2010). Improved resolution for ultrasound fourier imaging. In *IEEE International Ultrasonic Symposium*, pages 2004–2007, San Diego, USA.
- [Hashemi and Bradley, 1997] Hashemi, R. H. and Bradley, W. G. (1997). *MRI : the basics*. Williams & Wilkins.
- [Hoyt *et al.*, 2007] Hoyt, K., Parker, K. J., and Rubens, D. J. (2007). Real-time shear velocity imaging using sonoelastographic techniques. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 33(7) :1086 – 1097.
- [Itoh *et al.*, 2006] Itoh, A., Ueno, E., Tohno, E., Kamma, H., Takahashi, H., Shiina, T., Yamakawa, M., and Matsumura, T. (2006). Breast disease : clinical application of US elastography for diagnosis. *Radiology*, 239(2) :341–350.
- [Knutsson *et al.*, 1994] Knutsson, H., Westin, C.-F., and Granlund, G. (1994). Local multiscale frequency and bandwidth estimation. In *Proceedings of IEEE International Conference on Image Processing*, pages 36–40.
- [Korte *et al.*, 2000] Korte, C. L. D., Pasterkamp, G., Steen, A. F. W. V. D., Woutman, H. A., and Bom, N. (2000). Characterization of plaque components with intravascular ultrasound elastography in human femoral and coronary arteries in vitro. *Circulation*, 102(6) :617–623.
- [Krouskop *et al.*, 1998] Krouskop, T. A., Wheeler, T. M., Kallel, F., Garra, B. S., and Hall, T. (1998). Elastic moduli of breast and prostate tissues under compression. *Ultrasonic Imaging*, 20(4) :260–274.
- [Kruse *et al.*, 2008] Kruse, S. A., Rose, G. H., Glaser, K. J., Manduca, A., Felmlee, J. P., Jr., C. R. J., and Ehman, R. L. (2008). Magnetic resonance elastography of the brain. *NeuroImage*, 39(1) :231 – 237.

- [Kruse *et al.*, 2000a] Kruse, S. A., Smith, J. A., Lawrence, A. J., Dresner, M. A., Manduca, A., Greenleaf, J. F., and Ehman, R. L. (2000a). Tissue characterization using magnetic resonance elastography : preliminary results. *Physics in Medicine and Biology*, 45(6) :1579–1590.
- [Kruse *et al.*, 2000b] Kruse, S. A., Smith, J. A., Lawrence, A. J., Dresner, M. A., Manduca, A., Greenleaf, J. F., and Ehman, R. L. (2000b). Tissue characterization using magnetic resonance elastography : preliminary results. *Physics in Medicine and Biology*, 45(6) :1579–1590.
- [Kwon *et al.*, 2009] Kwon, O. I., Park, C., Nam, H. S., Woo, E. J., Seo, J. K., Glaser, K., Manduca, A., and Ehman, R. (2009). Shear modulus decomposition algorithm in magnetic resonance elastography. *IEEE transactions on medical imaging*, 28(10) :1526–1533.
- [König *et al.*, 2005] König, K., Scheipers, U., Pesavento, A., Lorenz, A., Ermert, H., and Senge, T. (2005). Initial experiences with real-time elastography guided biopsies of the prostate. *The Journal of Urology*, 174(1) :115–117.
- [Latta *et al.*, 2011] Latta, P., Gruwel, M. L., Debergue, P., Matwiy, B., Sbotto-Frankensteen, U. N., and Tomanek, B. (2011). Convertible pneumatic actuator for magnetic resonance elastography of the brain. *Magnetic Resonance Imaging*, 29(1) :147 – 152.
- [Lemoine *et al.*, 2008] Lemoine, M., Katsahian, S., Ziolo, M., Nahon, P., Ganne-Carrie, N., Kazemi, F., Grando-Lemaire, V., Trinchet, J.-C., and Beaugrand, M. (2008). Liver stiffness measurement as a predictive tool of clinically significant portal hypertension in patients with compensated hepatitis C virus or alcohol-related cirrhosis. *Alimentary Pharmacology & Therapeutics*, 28(9) :1102–1110.
- [Lerner *et al.*, 1990] Lerner, R. M., Huang, S., and Parker, K. J. (1990). "Sonoelasticity" images derived from ultrasound signals in mechanically vibrated tissues. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 16(3) :231–239.
- [Lewa, 1991] Lewa, C. J. (1991). Magnetic resonance imaging in the presence of mechanical waves. *Spectroscopy Letters*, 24(1) :55–67.
- [Lewa and de Certaines, 1995] Lewa, C. J. and de Certaines, J. D. (1995). MR imaging of viscoelastic properties. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 5(2) :242–244.
- [Lion and Kardelky, 2004] Lion, A. and Kardelky, C. (2004). The payne effect in finite viscoelasticity : constitutive modelling based on fractional derivatives and intrinsic time scales. *International Journal of Plasticity*, 20(7) :1313 – 1345.
- [Liu *et al.*, 2009] Liu, K., Zhang, P., Shao, J., Zhu, X., Zhang, Y., and Bai, J. (2009). A 2D strain estimator with numerical optimization method for soft-tissue elastography. *Ultrasonics*, 49(8) :723–732.
- [Lopez *et al.*, 2007] Lopez, O., Amrami, K. K., Manduca, A., Rossman, P. J., and Ehman, R. L. (2007). Developments in dynamic MR elastography for in vitro biomechanical assessment of hyaline cartilage under high-frequency cyclical shear. *Journal of magnetic resonance imaging : JMRI*, 25(2) :310–320.
- [Lu, 1997a] Lu, J. (1997a). 2D and 3D high frame rate imaging with limited diffraction beams. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 44(4) :839–856.
- [Lu, 1997b] Lu, J. (1997b). Designing limited diffraction beams. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 44(1) :181–193.

- [Lu and Greenleaf, 1992] Lu, J. and Greenleaf, J. (1992). Nondiffracting X waves-exact solutions to free-space scalar waveequation and their finite aperture realizations. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 39(1) :19–31.
- [Lupşor *et al.*, 2008] Lupşor, M., Badea, R., Stănescu, H., Grigorescu, M., Sparchez, Z., Serban, A., Branda, H., Iancu, S., and Maniu, A. (2008). Analysis of histopathological changes that influence liver stiffness in chronic hepatitis C. results from a cohort of 324 patients. *Journal of Gastrointestinal and Liver Diseases : JGLD*, 17(2) :155–163.
- [Lyshchik *et al.*, 2005] Lyshchik, A., Higashi, T., Asato, R., Tanaka, S., Ito, J., Mai, J. J., Pellot-Barakat, C., Insana, M. F., Brill, A. B., Saga, T., Hiraoka, M., and Togashi, K. (2005). Thyroid gland tumor diagnosis at US elastography. *Radiology*, 237(1) :202–211.
- [Madore *et al.*, 2009] Madore, B., White, P., Thomenius, K., and Clement, G. (2009). Accelerated focused ultrasound imaging. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 56(12) :2612.
- [Manduca *et al.*, 2003] Manduca, A., Lake, D., Kruse, S., and Ehman, R. (2003). Spatio-temporal directional filtering for improved inversion of mr elastography images. *Medical Image Analysis*, 7(4) :465 – 473.
- [Manduca *et al.*, 1996] Manduca, A., Muthupillai, R., Rossman, P. J., Greenleaf, J. F., and Ehman, R. L. (1996). Image processing for magnetic-resonance elastography. In *Proc. SPIE 2710, Medical Imaging*, pages 616–623.
- [Manduca *et al.*, 2001] Manduca, A., Oliphant, T., Dresner, M., Mahowald, J., Kruse, S., Amromin, E., Felmlee, J., Greenleaf, J., and Ehman, R. (2001). Magnetic resonance elastography : Non-invasive mapping of tissue elasticity. *Medical Image Analysis*, 5(4) :237–254.
- [Marcellin *et al.*, 2009] Marcellin, P., Ziol, M., Bedossa, P., Douvin, C., Poupon, R., de Lédinghen, V., and Beaugrand, M. (2009). Non-invasive assessment of liver fibrosis by stiffness measurement in patients with chronic hepatitis b. *Liver International : Official Journal of the International Association for the Study of the Liver*, 29(2) :242–247.
- [Mariappan *et al.*, 2010] Mariappan, Y. K., Glaser, K. J., and Ehman, R. L. (2010). Magnetic resonance elastography : A review. *Clinical Anatomy*, 23(5) :497–511.
- [Maurice *et al.*, 2008] Maurice, R. L., Fromageau, J., Cardinal, M. R., Doyley, M., de Muinck, E., Robb, J., and Cloutier, G. (2008). Characterization of atherosclerotic plaques and mural thrombi with intravascular ultrasound elastography : a potential method evaluated in an aortic rabbit model and a human coronary artery. *IEEE Transactions on Information Technology in Biomedicine : A Publication of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, 12(3) :290–298.
- [Maurice *et al.*, 2004] Maurice, R. L., Ohayon, J., Fréty, Y., Bertrand, M., Soulez, G., and Cloutier, G. (2004). Noninvasive vascular elastography : theoretical framework. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 23(2) :164–180.
- [McCormick *et al.*, 2011] McCormick, M., Rubert, N., and Varghese, T. (2011). Bayesian regularization applied to ultrasound strain imaging. *IEEE Transactions on Bio-Medical Engineering*, 58(6) :1612–1620.
- [Milot *et al.*, 2008] Milot, L., Grenier, D., Pilleul, F., and Beuf, O. (2008). MR elastography. *J Radiol*, 89 :71–3.
- [Mofid *et al.*, 2010] Mofid, Y., Josse, G., Gahagnon, S., Delalleau, A., and Ossant, F. (2010). Mechanical skin thinning-to-thickening transition observed in vivo through 2D high frequency elastography. *Journal of biomechanics*, 43(15) :2954–2962.

- [Moran, 1982] Moran, P. R. (1982). A flow velocity zeugmatographic interlace for NMR imaging in humans. *Magnetic Resonance Imaging*, 1(4) :197–203.
- [Mueller *et al.*, 2010] Mueller, S., Millonig, G., Sarovska, L., Friedrich, S., Reimann, F. M., Pritsch, M., Eisele, S., Stickel, F., Longerich, T., Schirmacher, P., and Seitz, H. K. (2010). Increased liver stiffness in alcoholic liver disease : differentiating fibrosis from steatohepatitis. *World Journal of Gastroenterology : WJG*, 16(8) :966–972.
- [Muthupillai *et al.*, 1995] Muthupillai, R., Lomas, D. J., Rossman, P. J., Greenleaf, J. F., Manduca, A., and Ehman, R. L. (1995). Magnetic resonance elastography by direct visualization of propagating acoustic strain waves. *Science*, 269 :1854–1857.
- [Muthupillai *et al.*, 1996] Muthupillai, R., Rossman, P. J., Lomas, D. J., Greenleaf, J. F., Riederer, S. J., and Ehman, R. L. (1996). Magnetic resonance imaging of transverse acoustic strain waves. *Magnetic Resonance in Medicine*, 36(2) :266–274.
- [Nightingale *et al.*, 2003] Nightingale, K., McAleavey, S., and Trahey, G. (2003). Shear-wave generation using acoustic radiation force : in vivo and ex vivo results. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 29(12) :1715 – 1723.
- [Nishimura, 2010] Nishimura, D. G. (2010). *Principles of Magnetic Resonance Imaging*. Stanford Univ.
- [Ophir *et al.*, 1991] Ophir, J., Céspedes, I., Ponnekanti, H., Yazdi, Y., and Li, X. (1991). Elastography : A quantitative method for imaging the elasticity of biological tissues. *Ultrasonic Imaging*, 13(2) :111 – 134.
- [Parker *et al.*, 2011] Parker, K. J., Doyley, M. M., and Rubens, D. J. (2011). Imaging the elastic properties of tissue : the 20 year perspective. *Physics in Medicine and Biology*, 56(1) :R1–R29.
- [Pellet-Barakat *et al.*, 2004] Pellet-Barakat, C., Frouin, F., Insana, M. F., and Herment, A. (2004). Ultrasound elastography based on multiscale estimations of regularized displacement fields. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 23(2) :153–163.
- [Potel and Bruneau, 2006] Potel, C. and Bruneau, M. (2006). *Acoustique générale : équations différentielles et intégrales, solutions en milieux fluides et solides, applications*. Ellipses.
- [Ramalli *et al.*, 2012] Ramalli, A., Basset, O., Cachard, C., Boni, E., and Tortoli, P. (2012). Frequency-domain-based strain estimation and high-frame-rate imaging for quasi-static elastography. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 59(4) :817–824.
- [Regner *et al.*, 2006] Regner, D. M., Hesley, G. K., Hangiandreou, N. J., Morton, M. J., Nordland, M. R., Meixner, D. D., Hall, T. J., Farrell, M. A., Mandrekar, J. N., Harmesen, W. S., and Charboneau, J. W. (2006). Breast lesions : evaluation with US strain imaging—clinical experience of multiple observers. *Radiology*, 238(2) :425–437.
- [Ringleb *et al.*, 2007] Ringleb, S., Bensamoun, S., Chen, Q., Manduca, A., Ehman, R., and An, K. (2007). Applications of magnetic resonance elastography to healthy and pathologic skeletal muscle. *J. Magn. Reson. Imaging*, 25 :301–309.
- [Rivaz *et al.*, 2011] Rivaz, H., Boctor, E. M., Choti, M. A., and Hager, G. D. (2011). Real-time regularized ultrasound elastography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 30(4) :928–945.
- [Salomon *et al.*, 2008] Salomon, G., Köllerman, J., Thederan, I., Chun, F. K. H., Budäus, L., Schlomm, T., Isbarn, H., Heinzer, H., Huland, H., and Graefen, M. (2008). Evaluation of prostate cancer detection with ultrasound real-time elastography : a comparison

- with step section pathological analysis after radical prostatectomy. *European Urology*, 54(6) :1354–1362.
- [Sandrin *et al.*, 2003] Sandrin, L., Fourquet, B., Hasquenoph, J.-M., Yon, S., Fournier, C., Mal, F., Christidis, C., Ziol, M., Poulet, B., Kazemi, F., Beaugrand, M., and Palau, R. (2003). Transient elastography : a new noninvasive method for assessment of hepatic fibrosis. *Ultrasound in medicine & biology*, 29(12) :1705–1713.
- [Sarvazyan *et al.*, 1998] Sarvazyan, A. P., Rudenko, O. V., Swanson, S. D., Fowlkes, J., and Emelianov, S. Y. (1998). Shear wave elasticity imaging : a new ultrasonic technology of medical diagnostics. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 24(9) :1419 – 1435.
- [Schaar *et al.*, 2003] Schaar, J. A., De Korte, C. L., Mastik, F., Strijder, C., Pasterkamp, G., Boersma, E., Serruys, P. W., and Van Der Steen, A. F. W. (2003). Characterizing vulnerable plaque features with intravascular elastography. *Circulation*, 108(21) :2636–2641.
- [Schaefer *et al.*, 2011] Schaefer, F., Heer, I., Schaefer, P., Mundhenke, C., Osterholz, S., Order, B., Hofheinz, N., Hedderich, J., Heller, M., Jonat, W., and Schreer, I. (2011). Breast ultrasound elastography - results of 193 breast lesions in a prospective study with histopathologic correlation. *European Journal of Radiology*, 77(3) :450–456.
- [Schmitt *et al.*, 2007] Schmitt, C., Soulez, G., Maurice, R. L., Giroux, M., and Cloutier, G. (2007). Noninvasive vascular elastography : Toward a complementary characterization tool of atherosclerosis in carotid arteries. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 33(12) :1841–1858.
- [Serai *et al.*, 2012] Serai, S. D., Towbin, A. J., and Podberesky, D. J. (2012). Pediatric liver mr elastography. *Digestive Diseases and Sciences*, 57 :2713–2719.
- [Shi and Varghese, 2007] Shi, H. and Varghese, T. (2007). Two-dimensional multi-level strain estimation for discontinuous tissue. *Physics in Medicine and Biology*, 52(2) :389–401.
- [Sinkus *et al.*, 2005] Sinkus, R., Tanter, M., Xydeas, T., Catheline, S., Bercoff, J., and Fink, M. (2005). Viscoelastic shear properties of in vivo breast lesions measured by MR elastography. *Magnetic resonance imaging*, 23(2) :159–165.
- [Souchon *et al.*, 2003] Souchon, R., Rouvière, O., Gelet, A., Detti, V., Srinivasan, S., Ophir, J., and Chapelon, J. Y. (2003). Visualisation of HIFU lesions using elastography of the human prostate in vivo : preliminary results. *Ultrasound in medicine & biology*, 29(7) :1007–1015.
- [Souchon *et al.*, 2008] Souchon, R., Salomir, R., Beuf, O., Milot, L., Grenier, D., Lyonnet, D., Chapelon, J., and Rouvière, O. (2008). Transient MR elastography (t-MRE) using ultrasound radiation force : theory, safety, and initial experiments in vitro. *Magnetic Resonance in Medicine : Official Journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 60(4) :871–881.
- [Tanter *et al.*, 2008] Tanter, M., Bercoff, J., Athanasiou, A., Defieux, T., Gennisson, J.-L., Montaldo, G., Muller, M., Tardivon, A., and Fink, M. (2008). Quantitative assessment of breast lesion viscoelasticity : initial clinical results using supersonic shear imaging. *Ultrasound in medicine & biology*, 34(9) :1373–1386.
- [Tanter *et al.*, 2002] Tanter, M., Bercoff, J., Sandrin, L., and Fink, M. (2002). Ultrafast compound imaging for 2-D motion vector estimation : application to transient elastography. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 49(10) :1363–1374.

- [Tanter *et al.*, 2009] Tanter, M., Touboul, D., Gennisson, J.-L., Bercoff, J., and Fink, M. (2009). High-resolution quantitative imaging of cornea elasticity using supersonic shear imaging. *IEEE transactions on medical imaging*, 28(12) :1881–1893.
- [Thitaikumar *et al.*, 2007] Thitaikumar, A., Krouskop, T. A., Garra, B. S., and Ophir, J. (2007). Visualization of bonding at an inclusion boundary using axial-shear strain elastography : a feasibility study. *Physics in Medicine and Biology*, 52(9) :2615–2633.
- [van Dijk, 1984] van Dijk, P. (1984). Direct cardiac NMR imaging of heart wall and blood flow velocity. *Journal of Computer Assisted Tomography*, 8(3) :429–436.
- [Ville, 1948] Ville, J. (1948). Théorie et application de la notion de signal analytique. *Câbles et Transmissions*, 2(1) :60–74.
- [Vray *et al.*, 2009] Vray, D., Djaker, N., Guyon, L., Saroul, L., Duboeuf, F., Friboulet, D., and Boutet, J. (2009). Brevet n. 09/04476 : Fantome bi-modalité d’organes et procédé de réalisation associé. copropriété cea-cnrs.
- [Warner *et al.*, 2009] Warner, L., Yin, M., Ehman, R. L., and Lerman, L. O. (2009). Kidney stiffness measured in an animal model of unilateral renal arterial stenosis using 2d mr elastography. In *Proceedings of the 17th Annual Meeting of ISMRM*, page 407.
- [Weaver *et al.*, 2005] Weaver, J. B., Doyley, M., Cheung, Y., Kennedy, F., Madsen, E. L., Van Houten, E. E. W., and Paulsen, K. (2005). Imaging the shear modulus of the heel fat pads. *Clinical biomechanics (Bristol, Avon)*, 20(3) :312–319.
- [Wong *et al.*, 2010] Wong, V. W.-S., Vergniol, J., Wong, G. L.-H., Foucher, J., Chan, H. L.-Y., Le Bail, B., Choi, P. C.-L., Kowo, M., Chan, A. W.-H., Merrouche, W., Sung, J. J.-Y., and De Ledinghen, V. (2010). Diagnosis of fibrosis and cirrhosis using liver stiffness measurement in nonalcoholic fatty liver disease. *Hepatology*, 51(2) :454–462.
- [Wu *et al.*, 2000] Wu, T., Felmlee, J. P., Greenleaf, J. F., Riederer, S. J., and Ehman, R. L. (2000). MR imaging of shear waves generated by focused ultrasound. *Magnetic Resonance in Medicine*, 43(1) :111–115.
- [Xu *et al.*, 2010] Xu, H., Rao, M., Varghese, T., Sommer, A., Baker, S., Hall, T. J., Sisney, G. A., and Burnside, E. S. (2010). Axial-shear strain imaging for differentiating benign and malignant breast masses. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 36(11) :1813–1824.
- [Yerli *et al.*, 2011] Yerli, H., Yilmaz, T., Kaskati, T., and Gulay, H. (2011). Qualitative and semiquantitative evaluations of solid breast lesions by sonoelastography. *Journal of Ultrasound in Medicine : Official Journal of the American Institute of Ultrasound in Medicine*, 30(2) :179–186.
- [Yin *et al.*, 2007] Yin, M., Talwalkar, J. A., Glaser, K. J., Manduca, A., Grimm, R. C., Rossman, P. J., Fidler, J. L., and Ehman, R. L. (2007). Assessment of hepatic fibrosis with magnetic resonance elastography. *Clinical Gastroenterology and Hepatology*, 5(10) :1207–1213.e2.
- [Yoon *et al.*, 2011] Yoon, J. H., Kim, M. H., Kim, E., Moon, H. J., Kwak, J. Y., and Kim, M. J. (2011). Interobserver variability of ultrasound elastography : How it affects the diagnosis of breast lesions. *American Journal of Roentgenology*, 196(3) :730–736.
- [Yu *et al.*, 2006] Yu, W., Yan, P., Sinusas, A., Thiele, K., and Duncan, J. (2006). Towards pointwise motion tracking in echocardiographic image sequences—Comparing the reliability of different features for speckle tracking. *Medical Image Analysis*, 10(4) :495–508.
- [Zhu and Hall, 2002] Zhu, Y. and Hall, T. J. (2002). A modified block matching method for real-time freehand strain imaging. *Ultrasonic imaging*, 24(3) :161–176.

TITRE EN FRANÇAIS

Élastographie par résonance magnétique : contributions pour l'acquisition et la reconstruction du module de cisaillement. Association avec l'élastographie ultrasonore quasi-statique pour l'étude de milieux pré-contraints.

RESUME EN FRANÇAIS

Le terme élastographie désigne les techniques d'imagerie dédiées à l'étude des propriétés mécaniques des tissus biologiques *in vivo*. Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à deux de ces techniques. La première est l'élastographie quasi-statique par ultrasons permettant de mesurer les déformations locales induites dans un tissu sous l'action d'une contrainte globale. La seconde est l'élastographie par résonance magnétique (ERM) permettant d'accéder localement à une estimation du module de cisaillement. Pour cette dernière technique, une onde de cisaillement est générée au sein du milieu puis imagée à l'aide d'une séquence IRM spécifique. Les images d'ondes acquises permettent la reconstruction du module de cisaillement local.

Dans le cadre de ces travaux, une nouvelle technique d'acquisition de l'image d'onde de cisaillement a été proposée, ainsi qu'une méthode de reconstruction du module de cisaillement basée sur l'estimation locale de fréquence par rapport de filtres. Un autre axe de recherche a consisté en l'étude de l'effet d'une pré-contrainte appliquée à un milieu sur son module de cisaillement mesuré par ERM. Cet effet a tout d'abord été étudié sur des milieux homogènes puis avec des milieux test hétérogènes. Dans ce dernier cas, l'utilisation de l'élastographie quasi-statique par ultrasons s'avère nécessaire pour accéder à la déformation locale du milieu. Cette dernière information a été combinée avec les informations obtenues en ERM pour extraire pour chaque région d'intérêt une courbe déformation/module de cisaillement.

TITRE EN ANGLAIS

Magnetic resonance elastography : contributions to acquisition and reconstruction of the shear modulus. Association with quasi-static ultrasound elastography to study the effect of pre-strain.

RESUME EN ANGLAIS

The term elastography refers to imaging techniques dedicated to the *in vivo* investigation of the mechanical properties of biological tissues. During this thesis, we focused on two elastography techniques. The first one is quasi-static ultrasound elastography, able to locally estimate tissue strain induced by a global deformation of a medium. The second one is Magnetic Resonance Elastography (MRE), able to measure the local shear modulus. In MRE, a shear wave is generated within the medium and imaged using a specific MRI sequence. The resulting wave images are then processed to estimate the local shear modulus.

A new acquisition scheme of the shear wave images was proposed during this thesis. A method, based on local frequency estimation, was also developed for the estimation of the local shear modulus using the properties of a ratio of filters. Another research axis was the study of the effect of a prestrain application on the measured shear modulus. This effect was first studied with homogeneous media and then with heterogeneous test objects. In this last case, the use of quasi-static ultrasound elastography was necessary to locally access to the medium strain. This information was then combined with the information obtained using MRE to extract, for each region of interest, a strain/shear modulus curve.

MOTS-CLES

Élastographie, ERM, IRM, ultrasons, élastographie quasi-statique, estimation locale de fréquence, module de cisaillement, déformation

INTITULE ET ADRESSE DE L'U.F.R. OU DU LABORATOIRE

Université de Lyon, CREATIS ; CNRS UMR5220 ; Inserm U1044 ; INSA-Lyon ; Université Lyon 1, 7 Av. Jean Capelle, 69621 VILLEURBANNE, France.