

# Utilisation des ondes de cisaillement ultrasonores pour l'imagerie d'élasticité des tissus biologiques

## Application of shear wave propagation to elasticity imaging of biological tissues

Melouka Elkateb Hachemi, Samuel Callé  
et Jean-Pierre Remeniéras

LUSI-FRE 2448 CNRS, Université F. Rabelais, 10 bd Tonnellé 37032 Tours Cedex, France

Manuscrit reçu le 8 décembre 2005

### Résumé et mots clés

L'élastographie dynamique par force de radiation ultrasonore est une technique d'imagerie des propriétés élastiques des tissus biologiques. D'un point de vue mécanique, nous supposons que ces milieux sont isotropes c'est-à-dire que leurs propriétés sont indépendantes du choix des axes de référence. Le tenseur élastique qui définit les constantes physiques de ce milieu s'exprime en fonction de deux constantes indépendantes, le module d'élasticité volumique  $K$  (qui intervient lors de la propagation des ondes de compression), et le module d'élasticité de cisaillement  $\mu$  (qui intervient lors de la propagation des ondes de cisaillement). L'apparition de certains type de cancers entraîne de faibles variations du module d'élasticité volumique  $K$ , mais peut modifier considérablement le module d'élasticité de cisaillement  $\mu$ . La mesure de ce paramètre  $\mu$  peut ainsi aider au diagnostic de ce type de pathologie des tissus. Un moyen judicieux de mesurer ce paramètre est d'utiliser un effet non linéaire de force de radiation ultrasonore. Cette force est proportionnelle à l'atténuation et à l'intensité des ultrasons émis dans le tissu par le système d'imagerie. Cette source de contrainte génère principalement une onde de cisaillement qui se propage avec une vitesse de phase proportionnelle au module de cisaillement et une polarisation purement transversale en champ lointain (loin de la source de contrainte). La mesure des déplacements du milieu, induits par la propagation de cette onde, peut permettre par résolution du problème inverse de remonter au module de cisaillement. Nous avons réalisé ces mesures à partir des lignes radiofréquences (RF) obtenues par un transducteur d'imagerie ultrasonore. Ce travail décrit précisément le traitement que nous avons réalisé sur les lignes RF. Ce traitement est basé sur l'utilisation d'une méthode d'estimation des retards temporels entre les lignes radiofréquences obtenues pendant la propagation de l'onde de cisaillement. L'influence de différents paramètres (taille de la fenêtre glissante d'analyse, rapport signal sur bruit des lignes RF, fréquence d'échantillonnage, caractéristiques du transducteur ultrasonore...) sur la précision de mesure des déplacements a été étudiée. Nous présentons les courbes des déplacements en fonction du temps obtenus après optimisation des paramètres de traitement. Ces résultats expérimentaux ont été favorablement comparés à un modèle physique et nous ont permis de remonter au module de cisaillement du milieu.

Élastographie dynamique, force de radiation ultrasonore, onde de cisaillement, estimation des retards.

### Abstract and key words

Dynamic elastography using ultrasound radiation force is an imaging technique of biological tissues elastic properties. In a mechanical point of view, biological tissues are supposed isotropic, so their properties are independent of the reference axis. In these mediums, the tensor of elastic constants can be expressed as a function of two independent constants: the elastic bulk modulus  $K$  (which is linked to the compression wave propagation) and the elastic shear

modulus  $\mu$  (which is linked to the shear wave propagation). The development of some cancers can result in weak variations of the bulk elastic modulus, but can considerably modify the shear elastic modulus. Measurement of  $\mu$  can then help for the diagnosis of this type of tissue pathology. A judicious mean to measure this parameter is the use of a non-linear effect called ultrasound radiation force. This force is proportional to the attenuation and the intensity of the ultrasound beam emitted by the imaging system. This stress source essentially generates a shear wave that propagates with a velocity proportional to the shear modulus and with a purely transverse polarisation in the far-field (far from the stress source). Measurement of the medium displacements induced by shear wave propagation can allow to calculate the shear modulus of the medium (inverse problem resolution). We performed these measurements from the radio-frequency (RF) lines obtained with an imaging ultrasound transducer. This work describes precisely the signal processing realized on the RF lines. This processing is based on the use of a delay estimation method to measure temporal delays between RF lines during the shear wave propagation. Influence of different parameters (length of the analyse window, Signal to Noise Ratio of RF lines, sampling frequency, ultrasound transducer characteristics...) on the measurement precision has been studied. We present displacement curves as a function of time obtained after optimisation of processing parameters. Experimental results have been favourably compared to a physical model and allowed us to calculate the shear modulus of the medium.

Dynamic elastography, ultrasound radiation force, shear wave, delay estimation.

S

# 1. Introduction

La présence de certaines pathologies entraîne des modifications de l'élasticité des tissus [1]. Ainsi la palpation du médecin, qui permet une évaluation subjective de la rigidité des tissus (c'est-à-dire de leur module d'Young  $E$ ), est souvent le premier geste pratiqué pour dépister un certain nombre de cancers (cancers du sein ou de la prostate en particulier). Afin de compléter par une mesure quantitative la palpation effectuée par le médecin (pour dépister la présence d'un nodule dur), des techniques d'élastographie ultrasonore se sont développées dans les années 1990. Ces techniques permettent de réaliser une imagerie quantitative du module d'Young du milieu. Un milieu élastique, homogène et isotrope est caractérisé par les modules élastiques de compression et de cisaillement  $K$  et  $\mu$ . Le module  $\mu$  est aussi appelé la constante de Lamé de cisaillement. Deux types d'ondes, définies en fonction de  $K$  et  $\mu$ , peuvent se propager dans ce milieu. Il s'agit des ondes de compression, dont la vitesse s'exprime par :

$$c_c = \sqrt{\frac{K + 4/3\mu}{\rho}}, \tag{1}$$

où  $\rho$  est la densité volumique du milieu, et des ondes de cisaillement, dont la vitesse s'écrit

$$c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \tag{2}$$

Dans les tissus biologiques mous, où  $K$  est très supérieur à  $\mu$ , la vitesse de compression  $c_c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$  est très supérieure à la vitesse des ondes de cisaillement  $c_s$ . Typiquement  $c_c$  est de l'ordre de 1500 m/s et  $c_s$  est de l'ordre de 10 m/s. Enfin, le module d'Young qui s'exprime par  $E = \frac{9K\mu}{3K+\mu}$  se simplifie dans les tissus mous :

$$E \approx 3\mu. \tag{3}$$

Le module d'Young  $E$  est proportionnel au module de cisaillement. Mesurer  $\mu$  par des moyens acoustiques permet de réaliser de façon quantitative la palpation médicale. Par ailleurs, dans les tissus mous biologiques, les ondes de cisaillement sont rapidement atténuées aux fréquences ultrasonores. En effet, leur coefficient d'atténuation ( $2 \cdot 10^4 \sim 30 \cdot 10^4$  dB/cm pour des fréquences de 2 ~ 14 MHz) est très supérieur à celui des ondes de compression (0.9 dB/cm/MHz). Cela limite leur utilisation dans la gamme des très basses fréquences (quelques dizaines de Hertz). L'élastographie dynamique permet de suivre les déformations dues au passage d'une onde de cisaillement créée par une sollicitation mécanique basse fréquence et de remonter, à l'aide de différentes techniques, au module d'Young. La cartographie de l'élasticité des tissus obtenue pourra alors contribuer à la détection précoce de changements d'élasticité du tissu.

La première méthode d'imagerie d'élasticité dynamique appelée sonoélasticité a été développée par Parker *et al.* [2]. Dans cette méthode, le milieu est soumis à une vibration mécanique externe basse fréquence créée par un pot vibrant, et les déformations

induites sont suivies soit par un système Doppler [2] [5], soit par des méthodes d'intercorrélation des lignes radiofréquences [6] [7] ou soit par des techniques d'imagerie par résonance magnétique [8] [9]. La principale limitation de ces méthodes est la faible profondeur d'exploration du milieu, en raison de la forte atténuation de ces ondes. L'idée de créer une contrainte mécanique en profondeur dans le tissu est due à Sugimoto *et al.* [10] qui proposent l'utilisation de la force de radiation ultrasonore (Figure 1). Plusieurs équipes [11] [14], dont la notre [15], ont alors étudié la possibilité de suivre l'onde de cisaillement générée par la force de radiation ultrasonore.

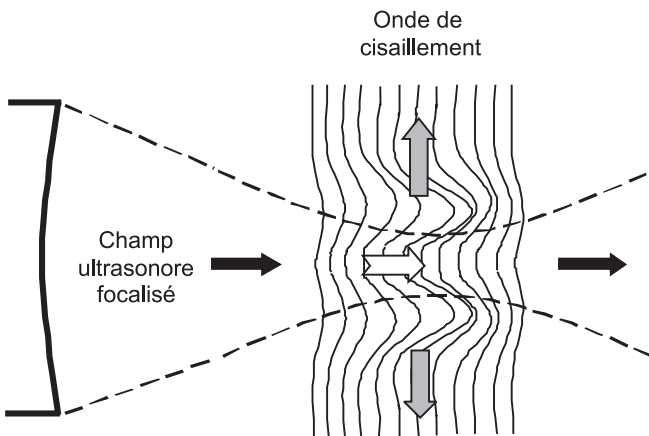


Figure 1. Principe de l'imagerie par force de radiation : le champ ultrasonore focalisé (flèches noires) interagit avec le milieu en créant une force de radiation (flèche blanche), cette dernière donne naissance à une onde de cisaillement (flèches grises) qui se propage perpendiculairement à l'axe du faisceau ultrasonore.

Afin de mesurer les déplacements en profondeur par ultrasons, les travaux qui ont été réalisés utilisent des techniques d'intercorrélation des lignes RF. L'originalité du travail présenté dans ce papier est la description précise de la technique d'intercorrélation appliquée à l'élastographie dynamique et notamment l'étude de l'influence de différents paramètres (liés au système

expérimental et aux méthodes de traitement du signal utilisées) sur la précision des mesures des déplacements. La première partie définit la force de radiation générée par un train d'ondes ultrasonore dans un milieu atténuant et présente le modèle théorique permettant de prédire les déplacements associés à la propagation des différentes ondes générées par cette force en milieu élastique homogène. Ensuite, la seconde partie présente le protocole expérimental de notre technique de mesure d'élasticité par force de radiation en insistant sur le traitement des signaux RF utilisé. Les différents paramètres intervenant dans la mesure des déplacements sont décrits et leurs importances discutées. Enfin, la dernière partie compare les courbes des déplacements obtenus expérimentalement sur un fantôme tissulaire aux courbes théoriques prédites par notre modèle. Le suivi de l'onde de cisaillement nous permet alors de mesurer le module d'Young du milieu.

## 2. Théorie

### 2.1. Force de radiation

La force de radiation ultrasonore  $f$  est un effet non-linéaire associé à la propagation des ondes acoustiques dans un milieu dissipatif. Elle est due à un transfert de quantité de mouvement de l'onde vers le milieu. Dans un milieu absorbant,  $f$  a la même direction que le vecteur d'onde ultrasonore et son amplitude est donnée par [16]:

$$f = \frac{2\alpha I}{c}, \quad (4)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du milieu,  $c$  la vitesse de phase des ondes ultrasonores et  $I$  la moyenne temporelle de l'intensité acoustique en un point de l'espace. L'intensité acoustique est proportionnelle au carré de la pression acoustique dans le milieu:  $I = \frac{P^2}{\rho c}$ . Dans notre cas, nous utilisons un transducteur focalisé et la force de radiation est principalement générée dans la zone focale du champ acoustique. Puisque l'intensité acoustique

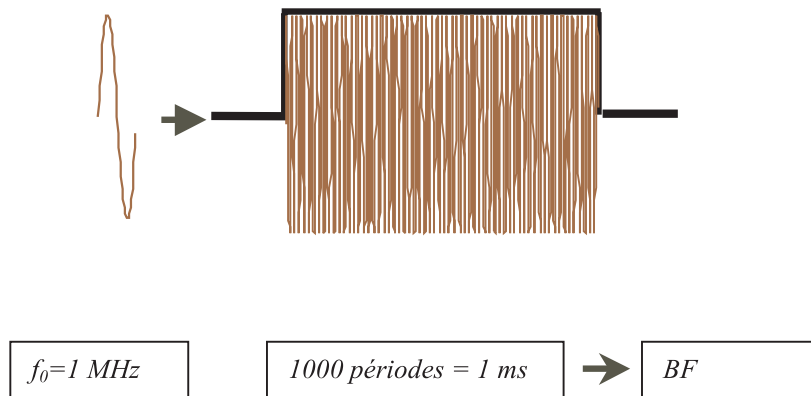


Figure 2. Génération de la contrainte basse fréquence créée par un champ ultrasonore focalisé émis à 1 MHz.

est proportionnelle à la moyenne temporelle des champs, le milieu perçoit l'enveloppe temporelle du train d'onde ultrasonore. Dans l'exemple présenté en Figure 2, le transducteur émet un train d'ondes d'amplitude constante de 1000 périodes à une fréquence de 1 MHz. L'enveloppe est une fonction porte et le milieu perçoit alors une contrainte temporelle constante d'une durée de 1 ms, ce qui correspond à une excitation basse fréquence. Ainsi, nous créons à partir d'un train d'onde ultrasonore une contrainte basse fréquence qui sera la source de l'onde de cisaillement.

### 2.2. Calcul théorique des déplacements générés dans le milieu

L'équation de propagation élastodynamique dans un milieu solide, homogène, isotrope et illimité est donnée par l'équation de Navier [17]:

$$\rho \vec{u} = (\lambda + 2\mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) - \mu \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{u}) + \vec{f}, \quad (5)$$

où  $\vec{u}$  est le déplacement du milieu et  $\vec{f}$  la force appliquée par unité de volume (dans notre cas la force de radiation). La fonction de Green élastodynamique  $g_{ij}(\vec{x}, t)$  explicitée par Aki & Richards en sismologie [18], solution de l'équation (5) lorsque la force appliquée suivant  $j$  est une impulsion spatio-temporelle, décrit le déplacement dans la direction  $i$ . Dans le cas où la force n'est plus impulsionnelle, que ce soit dans l'espace ou dans le temps, le déplacement induit par la contrainte  $\vec{f}$  dans la direction  $i$  est donné par le produit de convolution spatio-temporel entre les profils dans l'espace et le temps de la source et la fonction de Green élastodynamique  $g_{ij}(\vec{x}, t)$ :

$$u_i(\vec{x}, t) = g_{ij}(\vec{x}, t) *_{\text{espace, temps}} f_j(\vec{x}, t) \quad (6)$$

où  $*$  est le symbole de la convolution. Afin de comparer les résultats théoriques et expérimentaux, des simulations ont été

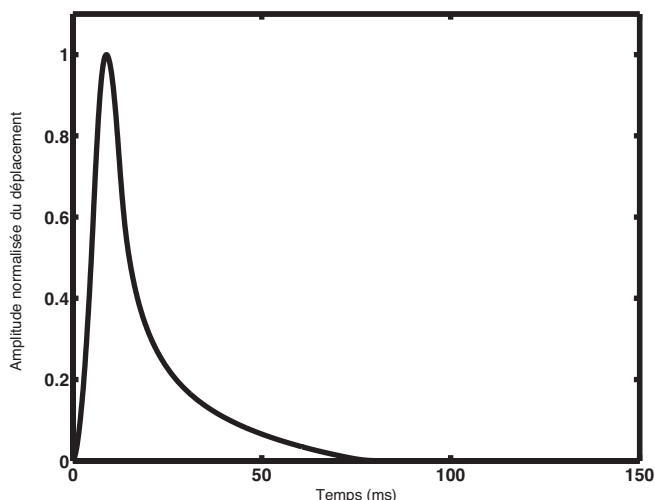


Figure 3. Amplitude normalisée du déplacement théorique dans la direction  $i = 3$  induit par une force de radiation appliquée dans la direction  $j = 3$ . La durée d'application de la contrainte est de 5.7 ms.

réalisées pour prédire les déplacements générés par le transducteur circulaire utilisé dans nos expérimentations. La force  $f_3$  est dirigée uniquement suivant la direction  $x_3$  et est calculée à partir de l'expression (4). La Figure 3 présente le déplacement normalisé calculé dans l'axe d'application de la force au niveau de la zone focale du transducteur. Les vitesses de compression et de cisaillement sont respectivement 1500 m/s et 3 m/s et la durée d'application de la contrainte est de 5.7 ms.

Au centre de la source, le déplacement du milieu augmente pendant 9 ms, alors que l'on applique la contrainte pendant 5.7 ms. En effet, le déplacement induit dans un point de l'espace est dû à la contribution de toutes les composantes spatiales élémentaires de la force de radiation (sources de Huygens) qui arrivent à un temps déterminé par la vitesse de l'onde de cisaillement. Le point de la source le plus éloigné du point d'observation donnera une contribution au déplacement qui arrivera quelques millisecondes après l'arrêt de la contrainte. La géométrie de la source a une importante influence sur la forme de la courbe de déplacement en fonction du temps. Dans nos expériences, nous utilisons un transducteur fortement focalisé qui crée une contrainte de forme ovale allongée

## 3. Protocole expérimental et traitement des lignes radiofréquences

### 3.1. Protocole expérimental

Le système expérimental est présenté en Figure 4. Il utilise deux transducteurs situés de part et d'autre d'un fantôme acoustique. Celui situé sur la partie supérieure est un transducteur focalisé fonctionnant à 3.5 MHz et est utilisé pour créer la force de radiation localisée.

Celui situé sur la partie inférieure est un transducteur focalisé fonctionnant à  $f_0 = 5$  MHz de rayon plus petit, qui sert à suivre les déplacements générés par le passage de l'onde de cisaillement. Les expérimentations ont été conduites dans un gel d'agar-gélatine (3% de gélatine, 3% d'agar) de dimensions  $13 \times 13 \times 8$  cm<sup>3</sup> ayant des caractéristiques similaires à celles des tissus biologiques mous. Le pourcentage de gélatine détermine l'élasticité du gel. L'agar, constitué de particules dont le diamètre est compris entre 80 et 100  $\mu$ m, permet d'obtenir un gel qui fait diffuser les ultrasons. Tout le système est placé dans une cuve d'eau. Le protocole expérimental est présenté sur les Figures 4 et 5. Les tirs d'imagerie débutent avec le front montant d'une séquence de commande émise par un générateur de signaux arbitraires. Le transducteur d'imagerie génère une succession d'ondes acoustiques avec une fréquence de répétition des tirs  $F_r$  comprise entre 2.79 et 6 kHz. Ces ondes vont interagir avec le milieu dans lequel elles se propagent (réflexions et

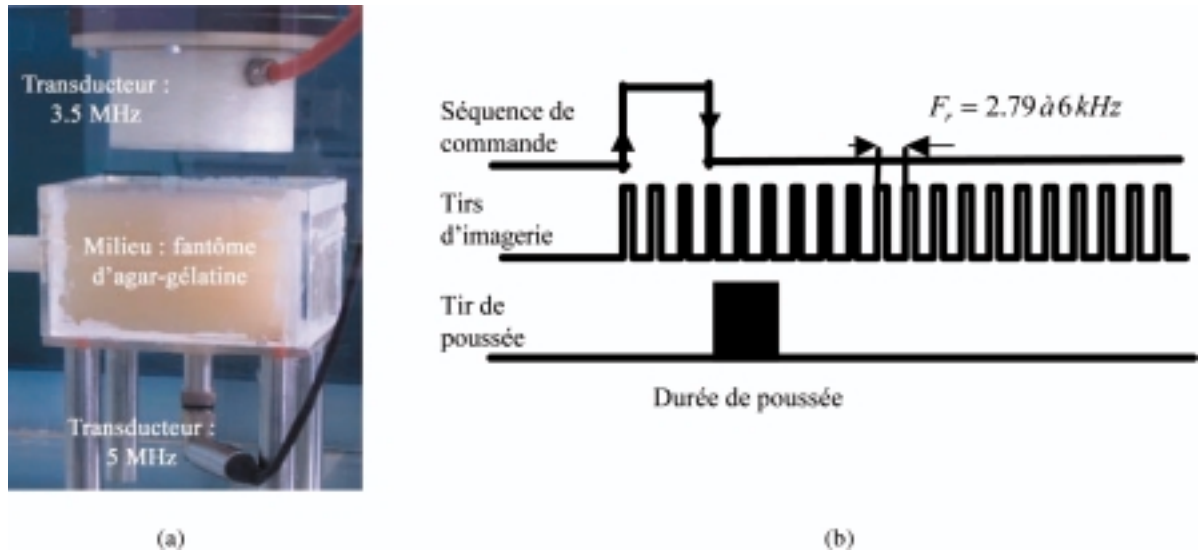


Figure 4. (a) Photographie du système expérimental (b) Le protocole des séquences des tirs d'imagerie et de poussée.

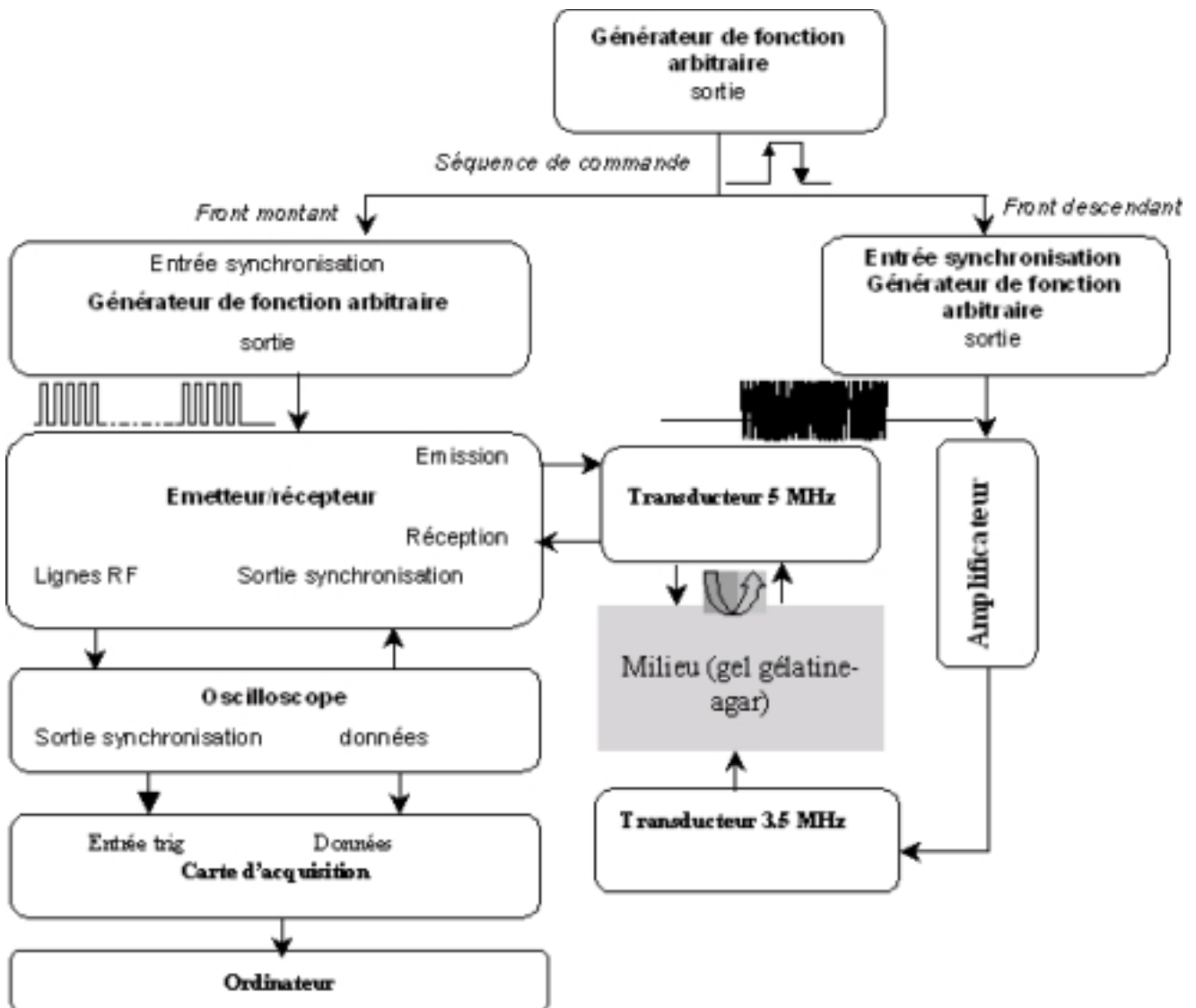


Figure 5. Organigramme du système expérimental.

diffusions) et seront reçues par le même transducteur d'imagerie commuté en mode réception : cela permet d'obtenir les différents signaux radiofréquences au cours du temps. Les deux premières lignes RF acquises permettent d'avoir une image de référence du milieu au repos. Le tir de poussée (permettant de générer la force de radiation) débute avec le front descendant de la séquence de commande et son temps d'application peut varier de 1 à 15 ms. Les tirs d'imagerie continuent pendant et après le tir de poussée.

Les signaux RF reçus par le transducteur d'imagerie avant pendant et après le tir de poussée sont transmis vers un ordinateur *via* une carte d'acquisition avec une fréquence d'échantillonnage  $F_e = 50$  MHz. La fréquence de répétition des tirs d'imagerie  $F_r$ , comprise ici entre 2.79 et 6 kHz (*cf* Figure 4), doit être assez élevée afin de suivre avec précision les déplacements induits par l'onde de cisaillement en fonction du temps. Cependant, pour éviter toute interférence entre les ondes émises et réfléchies sur une même ligne, le transducteur joue le rôle de récepteur jusqu'à ce que tous les échos aient été captés avant d'émettre à nouveau.  $F_r$  est donc limitée par la profondeur maximale  $P$  d'exploration d'un milieu acoustique et dépend de la célérité  $c$  des ondes dans ce dernier :

$$F_r = \frac{c}{2P} \quad (7)$$

### 3.2. Traitement des lignes RF pour le calcul des déplacements

#### 3.2.1. Intercorrélation des lignes RF

Le calcul des déplacements induits dans le milieu lors de la propagation de l'onde de cisaillement se fait en trois étapes. La première étape, visualisée sur la figure 6, consiste à calculer le déplacement subi par un volume élémentaire du milieu entre deux tirs ultrasonores. Pour cela, nous sélectionnons sur le premier signal RF  $S_1$  une fenêtre temporelle  $X_i$  représentant la signature acoustique du milieu entre  $t_1$  et  $t_1 + T$ . La taille de la fenêtre d'analyse est un paramètre difficile à régler. Une grande largeur de cette fenêtre diminue l'erreur sur l'estimation des déplacements mais dégrade la résolution de la mesure. Pour le traitement de nos lignes RF, nous avons pris une largeur de fenêtre de quatre longueurs d'onde. Ensuite sur le deuxième signal RF  $S_2$ ,  $L$  fenêtres temporelles  $Y_j$  (entre  $t_2$  et  $t_2 + \Delta t$ ) de la même taille que  $X_i$  (avec  $j = 1, \dots, L$ ) sont sélectionnées autour de cette dernière, elles sont décalées les unes des autres d'un point. Pour chaque couple de fenêtres ( $X_i, Y_j$ ), nous calculons le coefficient de corrélation normalisé  $\rho_{ij}(\tau)$  qui est fonction du décalage temporel  $\tau = |t_2 - t_1|$  entre les fenêtres corrélées. Il est donné par :

$$\rho_{ij}(\tau) = \frac{\sum[(X_i - \bar{X}_i)(Y_j - \bar{Y}_j)]}{\sqrt{\sum(X_i - \bar{X}_i)^2 \sum(Y_j - \bar{Y}_j)^2}}, \quad (8)$$

où  $\bar{X}_i$  et  $\bar{Y}_j$  sont respectivement les moyennes temporelles des signaux  $X_i$  et  $Y_j$ . Ce coefficient de corrélation normalisé tend

vers 1 lorsque les deux fenêtres possèdent la même signature acoustique. La position du maximum d'intercorrélacion  $\max(\rho_{ij}(\hat{\tau})) = \rho_{ij}(\hat{\tau}_v)$  permet alors de calculer le décalage temporel  $\hat{\tau}_v$  de la tranche du milieu étudié entre le premier et le second tir et le déplacement spatial  $\hat{\Delta}_x = \hat{\tau}_v \times \frac{c}{2}$  qui lui est associé.

Avec ce traitement, nous obtenons le déplacement d'un volume du milieu (déterminé par la taille de la fenêtre) entre deux lignes RF successives pour une profondeur donnée. La seconde étape, présentée sur la Figure 7 consiste à répéter ce traitement pour différentes profondeurs de la ligne RF. Le signal  $S_1$  est divisé en  $N$  fenêtres de même largeur  $T$ , chaque fenêtre étant soumise au calcul de corrélation décrit précédemment. Un taux de recouvrement de 50 % est appliqué aux différentes fenêtres de  $S_1$  pour améliorer la résolution axiale des déplacements mesurés. Nous obtenons ainsi les déplacements induits dans le milieu le long de l'axe du faisceau ultrasonore entre deux instants donnés (entre deux signaux RF).

La dernière étape est de répéter le même procédé pour toutes les lignes RF en calculant à chaque fois les déplacements entre la première ligne RF  $S_1$  et chacune des  $M - 1$  lignes RF suivantes. Nous obtenons finalement, après traitement de toutes les lignes RF, une matrice des déplacements  $\Delta x$  de dimensions  $N \times M - 1$  :

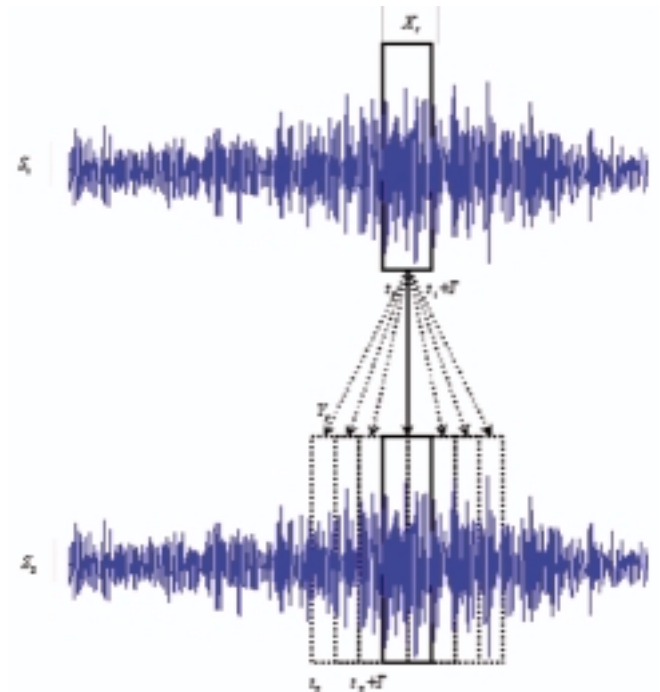


Figure 6. Intercorrélation d'une fenêtre du signal  $S_1$  avec plusieurs fenêtres de même largeur du signal  $S_2$ . Les différentes fenêtres de  $S_2$  sont décalées les une des autres d'un point.

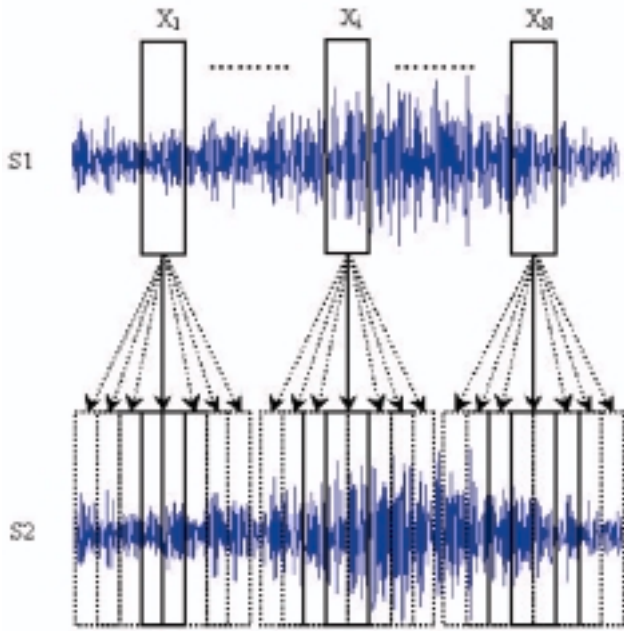


Figure 7. Intercorrélation des  $N$  fenêtres du signal  $S_1$  et des fenêtres du signal  $S_2$ .

$$\Delta x = \begin{bmatrix} \Delta x_{11} & \Delta x_{12} & \Delta x_{13} & \dots & \Delta x_{1M-1} \\ \Delta x_{21} & \Delta x_{22} & \Delta x_{23} & \dots & \Delta x_{2M-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta x_{i1} & \Delta x_{i2} & \Delta x_{i3} & \dots & \Delta x_{iM-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta x_{N1} & \Delta x_{N2} & \Delta x_{N3} & \dots & \Delta x_{NM-1} \end{bmatrix} \quad (9)$$

une colonne de cette matrice contient les déplacements en fonction de la profondeur pour un temps donné, alors qu'une ligne contient les déplacements à une profondeur donnée en fonction du temps.

### 3.2.2. Erreur d'estimation du retard due à la période d'échantillonnage

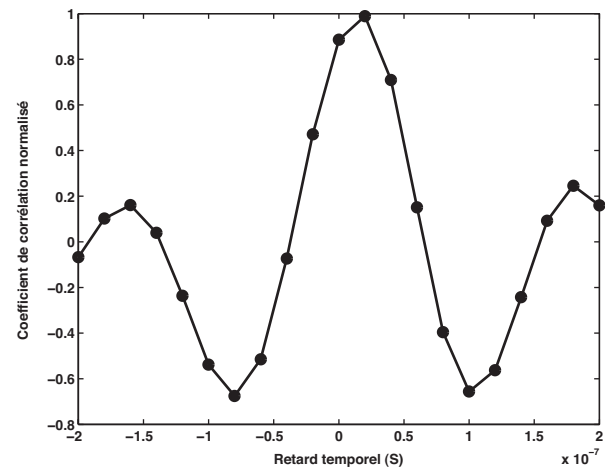
L'emplacement du maximum du coefficient de corrélation correspond au retard temporel local estimé. En pratique, le retard réel n'est généralement pas un multiple de la période d'échantillonnage. L'erreur d'estimation du retard temporel  $e_\tau$  due à la période d'échantillonnage  $T_e$  est comprise dans l'intervalle  $-\frac{T_e}{2} \leq e_\tau \leq \frac{T_e}{2}$  ce qui entraîne une erreur sur l'estimation du déplacement  $e_x = e_\tau \times \frac{c}{2}$ . Dans notre cas le signal RF reçu par le transducteur d'imagerie est échantillonné par la carte d'acquisition à la fréquence  $F_e = 50$  MHz. L'erreur d'estimation du retard temporel est  $e_\tau \sim 10^{-8}$ s, l'erreur d'estimation du déplacement est par conséquent égale à  $e_x \sim 7.5 \mu\text{m}$ . Cette erreur est importante si on considère que les déplacements dans le milieu sont de l'ordre de  $5 \mu\text{m}$ . Afin d'améliorer l'estimation des retards, des techniques d'interpolation peuvent être utilisées en faisant passer une courbe par le maximum du coefficient de corrélation et ses deux plus proches voisins. On calcule ensuite le maximum de cette courbe qui peut être différent du maximum du coefficient de corrélation si le retard temporel n'est pas un

multiple de la période d'échantillonnage. En première approximation, on peut considérer que la courbe qui passe par les trois points est un polynôme du deuxième ordre (parabole). Cette interpolation est la plus utilisée en raison de la simplicité de son implémentation.

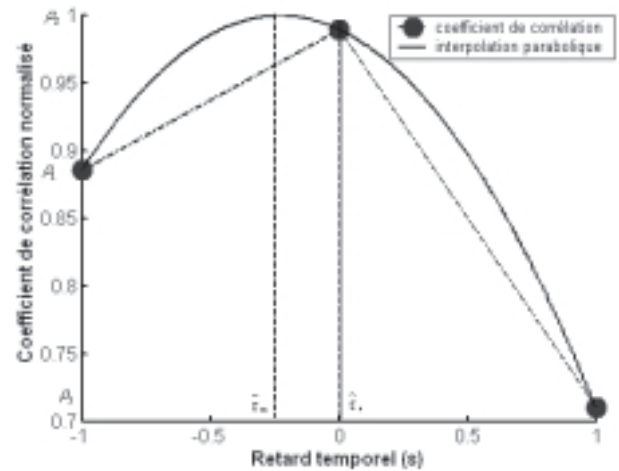
### 3.2.3. Interpolation parabolique

La Figure 8a montre un exemple de coefficient d'intercorrélacion normalisé sur des lignes RF expérimentales. La Figure 8b est un agrandissement de la figure 8a autour du maximum du coefficient d'intercorrélacion et de ses plus proches voisins. En faisant passer une courbe par ces trois points, on obtient une estimation du maximum du coefficient d'intercorrélacion  $\hat{\tau}_m$ . L'équation de la parabole est  $y = a\tau^2 + b\tau + c$  et son extremum est la valeur de  $\hat{\tau}_m$  qui annule sa dérivée :

$$\hat{\tau}_m = \frac{-b}{2a} = \frac{\rho_3 - \rho_1}{2(\rho_1 - 2\rho_2 + \rho_3)} \quad (10)$$



(a)



(b)

Figure 8. (a) Coefficient d'intercorrélacion normalisé, (b) Interpolation parabolique autour du maximum du coefficient de corrélation.

### 3.2.4. Biais de l'interpolation parabolique

Contrairement aux méthodes d'interpolation qui nécessitent d'échantillonner plus finement le coefficient d'intercorrélation autour de son maximum, l'interpolation parabolique nous permet d'avoir une expression analytique de la valeur du maximum du coefficient d'intercorrélation. Malgré le fait que l'estimation par interpolation parabolique soit précise, elle induit néanmoins un biais sur l'estimation du maximum. Ce biais est dû au fait que la forme du pic à interpoler n'est pas parabolique. L'interpolation parabolique a été étudiée de nombreuses fois et utilisée avec l'algorithme DC (Direct correlator) [19] [20] et avec les algorithmes ASDF (Average Square Difference Function) et AMDF (Average Magnitude Difference Function) [21]. En faisant des hypothèses sur la forme du pic de corrélation, une expression analytique du biais peut être obtenue. Céspedes *et al.* [22] proposent une expression dans l'hypothèse d'un pic de forme cosinus :

$$Biais[\tau] = \hat{\tau} - \tau = \hat{\tau} - \frac{\sin(2\pi \frac{f_0}{F_c}) \times \sin(2\pi f_0 \hat{\tau})}{2\cos(2\pi f_0 \hat{\tau}) [1 - \cos(2\pi \frac{f_0}{F_c})]}, \quad (11)$$

où  $\tau$  et  $\hat{\tau}$  sont respectivement les retards temporels réel et estimé. Ce choix en forme de cosinus de la fonction d'intercorrélation est motivé par le fait que les lignes RF ont une forme de cosinus modulé en amplitude et en phase. Nous traçons sur la Figure 9 l'évolution de ce biais en fonction de  $\frac{\tau}{T_c}$  pour un rapport  $\frac{F_c}{f_0}$  qui varie de 3 à 10. Nous constatons que ce biais est maximum pour un rapport de 0,3, ce qui est conforme aux résultats obtenus par Boucher et Hassab [19]. Le maximum du biais diminue avec des rapports  $\frac{F_c}{f_0}$  plus élevés. Dans notre cas, ce rapport est égal à 10.

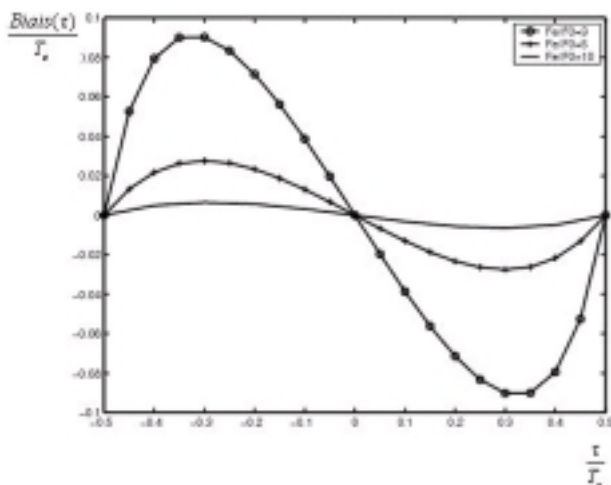


Figure 9. Évolution du biais de l'interpolation parabolique d'un pic d'intercorrélation (supposé de forme cosinus) pour différents rapports  $\frac{F_c}{f_0}$ .

### 3.2.5. Correction du biais de l'interpolation parabolique

Connaissant l'expression du biais de l'interpolation parabolique, il est alors possible de procéder à une correction pour chaque estimation. En effet, tout retard  $\hat{\tau}$  peut s'écrire :

$$\hat{\tau} = (K + k)T_e, \quad (12)$$

où  $k$  est un entier et  $|k| \in [0, 1]$ . La courbe de la Figure 9 a été tracée pour des valeurs de  $\frac{\tau}{T_c}$  variant entre  $\pm 0,5$ , toutefois elle peut être extrapolée entre  $\pm 1$ . Il suffit alors de déterminer la valeur du paramètre  $k$  pour calculer l'erreur introduite par l'interpolation parabolique sur l'estimation de  $\tau$  :

$$\tau = \hat{\tau} - Biais[\tau], \quad (13)$$

### 3.2.6. La borne de Cramer-Rao

La fréquence d'échantillonnage des signaux RF et le biais de l'interpolation parabolique ne sont pas les seules sources d'erreur dans l'estimation des retards temporels. En effet, cette estimation se fait en utilisant un signal de référence et un autre signal qui n'est pas seulement une version décalée du premier, mais qui diffère de celui-ci à cause du bruit électronique du système et de la décorrélation due au processus physique qui peuvent être aussi des sources d'erreur. En réalité, les particules composant le milieu peuvent se déplacer dans le sens d'application de la force de radiation, leurs échos sont alors reçus par le transducteur avec un retard qui correspond à leurs déplacements, ces particules peuvent aussi subir un déplacement perpendiculaire à l'axe de la force de radiation et par conséquent se retrouver en dehors du champ ultrasonore du transducteur d'imagerie, elles ne seront pas détectées par ce dernier. Ceci entraînera une modification du signal RF de cette région et par conséquent une décorrélation par rapport au signal RF de la même région acquis avant le déplacement. Quand le signal de référence et le signal décalé sont relativement similaires, la déviation standard de l'erreur pour n'importe quel estimateur non biaisé peut être calculée en utilisant la borne de Cramer-Rao. Cette dernière a été adaptée par Walker *et al.* [23] à la mesure du décalage entre des signaux ultrasonores. Elle est donnée par :

$$\sigma(\tau - \hat{\tau}) \geq \sqrt{\frac{3}{2f_0^3 \pi^2 T (B^3 + 12B)} \left[ \frac{1}{\rho^2} \left( 1 + \frac{1}{RSB^2} \right)^2 - 1 \right]}, \quad (14)$$

où  $\hat{\tau}$  est le retard temporel estimé,  $\tau$  le retard temporel réel,  $f_0$  la fréquence centrale du transducteur,  $T$  la largeur de la fenêtre de corrélation,  $B$  la bande passante du transducteur,  $\rho$  le coefficient de corrélation et  $RSB$  le rapport signal sur bruit du signal ultrasonore. La formule 14 a été calculée en négligeant les erreurs dues à la fréquence d'échantillonnage, ces dernières sont corrigées par l'interpolation parabolique. La borne de Cramer-Rao est la limite inférieure que peut atteindre un estimateur non biaisé. Un estimateur qui atteint cette borne est dit efficace.



$\sigma(\tau - \hat{\tau})$  prend en compte les effets du bruit électronique  $RSB$ , la décorrélation des signaux  $\rho$ , la largeur des fenêtres de corrélation  $T$ , la fréquence centrale  $f_0$  et la bande passante ultrasonore  $B$ . Minimiser  $\sigma(\tau - \hat{\tau})$  est un enjeu difficile car il faut faire des compromis quant au choix des paramètres. Augmenter par exemple la fréquence ultrasonore  $f_0$  significativement afin de diminuer la déviation standard entraîne une diminution du rapport signal sur bruit  $RSB$ , car l'atténuation augmente avec la fréquence dans les milieux biologiques ce qui augmente la déviation standard. Les évolutions des deux paramètres ont un impact opposé sur  $\sigma(\tau - \hat{\tau})$ . Un autre exemple est la largeur de bande  $B$  du transducteur, augmenter  $B$  diminue d'un côté  $\sigma$ , ce qui améliore l'estimation, mais d'un autre côté dégrade le  $RSB$  du signal, ce qui entraîne une dégradation de la sensibilité. Un autre compromis doit être trouvé entre la résolution de la méthode et la minimisation de la déviation standard. En effet diminuer la largeur  $T$  de la fenêtre de corrélation permet de suivre les déplacements de petits volumes, ce qui augmente la résolution de l'estimation, mais augmente dans le même temps  $\sigma$ . Le choix de ces paramètres repose donc sur des compromis. Dans notre cas, avec une fréquence centrale  $f_0 = 5$  MHz, une largeur de bande  $B = 50\%$  (le rendement du transducteur dans une bande de fréquence de 2.25MHz autour de la fréquence centrale du transducteur est maximal), une largeur de fenêtre de 4 longueurs d'onde  $T = 1.6 \mu s$  (1.2 mm), un coefficient de corrélation  $\rho = 0.998$  et un  $RSB = 60$  dB, la déviation standard minimum sur la mesure d'un décalage temporel est  $\sigma = 1.6 \times 10^{-9} s$ . Cette limite théorique peut être obtenue avec un estimateur de retard non biaisé. L'interpolation parabolique étant un estimateur biaisé, la limite réelle de la déviation standard peut être supérieure à celle calculée théoriquement. Le biais d'estimation de l'interpolation parabolique est élevé quand le rapport entre la fréquence d'échantillonnage et la fréquence centrale du transducteur  $\left(\frac{F_e}{f_0}\right)$  n'est pas assez élevé (de l'ordre de 4) [19] [22] [24]. Dans notre cas ce rapport est de 10, le biais n'est donc pas très élevé, ce qui justifie le choix de cet estimateur pour corriger l'erreur d'estimation due à la fréquence d'échantillonnage.

## 4. Résultats expérimentaux

### 4.1. Niveau du bruit de mesure

Dans un premier temps, et pour mesurer le niveau de bruit de notre système, la séquence des tirs d'imagerie est effectuée sans le tir de poussée. La mesure des déplacements en fonction de la profondeur est effectuée entre les 512 lignes RF successives. Nous avons calculé pour toutes les profondeurs la déviation standard et la moyenne des déplacements mesurés. On peut observer sur la Figure 10 que le niveau de bruit de notre mesure est minimal autour de la zone focale du transducteur d'imagerie

et est de l'ordre de  $0.5 \mu m$ . En effet, le  $RSB$  est maximal dans cette zone et d'après l'équation 14 la déviation standard est d'autant plus petite que le rapport signal sur bruit est élevé. Ce niveau de bruit représente le déplacement minimal qu'on peut mesurer avec notre système. Pour pouvoir détecter la présence de l'onde de cisaillement dans le milieu, il faut appliquer une contrainte qui peut induire des déplacements supérieurs à ce niveau de bruit.

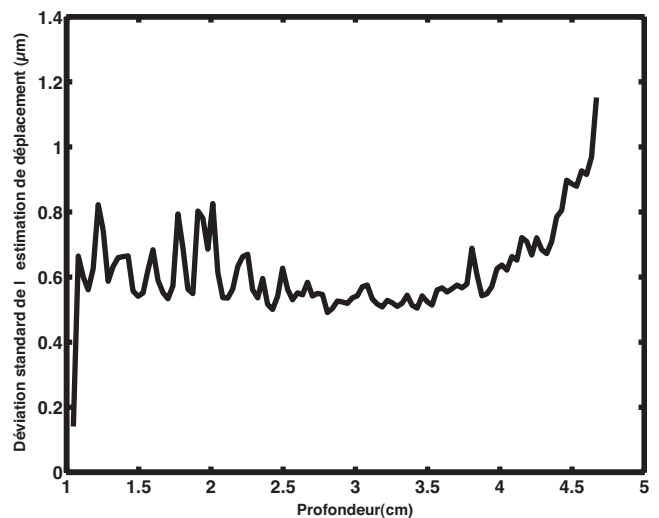


Figure 10. Déviation standard de l'estimation de déplacement en fonction de la profondeur.

### 4.2. Mesure des déplacements

Nous présentons sur la Figure 11 le déplacement en fonction du temps mesuré au niveau de la zone focale du transducteur qui induit la force de radiation. On remarque que le déplacement est quasi linéaire au départ, son amplitude maximale est de  $35 \mu m$ . Cette amplitude est très importante par rapport au niveau de bruit de notre système qui est de  $0.5 \mu m$ . Avec l'intensité des ultrasons que nous avons utilisé pour créer la force de radiation, nous obtenons des amplitudes de déplacements importante, ce qui prédit un module d'Young du milieu relativement faible. On remarque que le milieu continue de se déplacer même après l'arrêt de l'application de la force de radiation, ceci est conforme aux prédictions du modèle théorique. Le milieu retourne ensuite à son état d'équilibre.

Les déplacements calculés précédemment sont ceux générés le long de l'axe d'application de la force de radiation. En déplaçant le transducteur d'imagerie latéralement de part et d'autre de cet axe, et en répétant pour chaque position latérale l'application de la force à la même position, nous pouvons calculer les déplacements induits par la propagation de l'onde de cisaillement pour chaque position latérale sur toutes les profondeurs en fonction du temps. La Figure 12a présente trois courbes de déplacements mesurés au niveau de la zone d'application de la force de radiation et pour différentes positions latérales (0,2 mm et 4 mm). La durée d'application de la contrainte est de 5.7 ms. On remarque

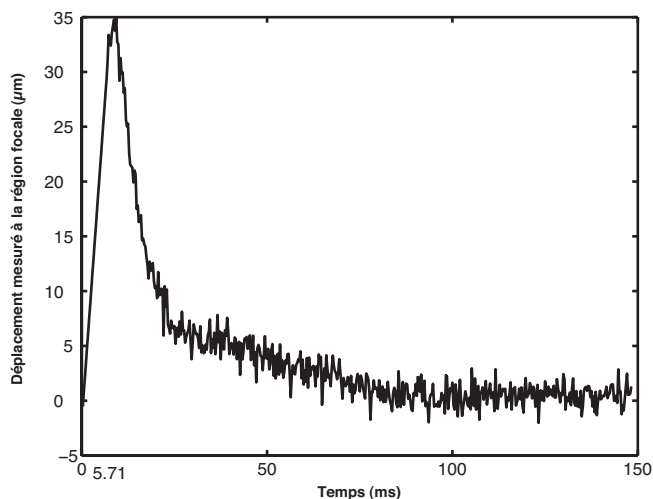


Figure 11. Déplacement expérimental en fonction du temps mesuré à une profondeur fixe.

que la courbe de déplacement s'élargit en s'éloignant de l'axe d'application de la force, et que son amplitude diminue. Ceci est dû au phénomène de diffraction qui intervient au cours de la propagation de cette onde. Sur la Figure 12b, nous avons représenté les courbes des déplacements en fonction du temps mesurés à une profondeur fixe et pour toutes les positions latérales du transducteur d'imagerie. Nous obtenons ainsi une représentation sismique de la propagation de l'onde de cisaillement. Si l'on relie les différents maximums de ces courbes, on obtient une droite dont la pente nous renseigne sur la célérité de l'onde de cisaillement qui est égale à 0.28 m/s. En utilisant l'équation (2) et en prenant une densité du milieu  $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ , on obtient

un module d'Young  $E = 0.27 \text{ kPa}$ . Cette faible valeur du module d'Young est due au fait que le gel que nous avons utilisé dans nos expérimentations était relativement mou.

### 4.3. Comparaison théorie - expérience

Nous avons introduit la vitesse de cisaillement mesurée précédemment (0.28 m/s), ainsi que la durée d'application de la force de radiation (5.7 m/s) dans le modèle théorique pour calculer le déplacement prédit. Nous avons ensuite superposé sur la Figure 13 les deux courbes de déplacement expérimentale et théorique, après normalisation.

Les deux courbes de déplacement se superposent correctement. Le temps que met le milieu pour atteindre son maximum de déplacement est le même dans les deux cas. Le retour du milieu à son état d'équilibre est correctement prédit par le modèle théorique.

## 5. Conclusion

L'élastographie par force de radiation permet de reconstruire une cartographie du module élastique de cisaillement d'un tissu biologique mou. En appliquant une contrainte transitoire localisée à l'aide d'un champ ultrasonore focalisé, nous avons créé expérimentalement des déplacements associés à la propagation d'une onde de cisaillement de l'ordre de  $35 \mu\text{m}$ . Le suivi de ces déplacements en fonction du temps se fait par des techniques d'intercorrélation entre les signaux ultrasonores reçus par le transducteur d'imagerie avant, pendant et après l'application de

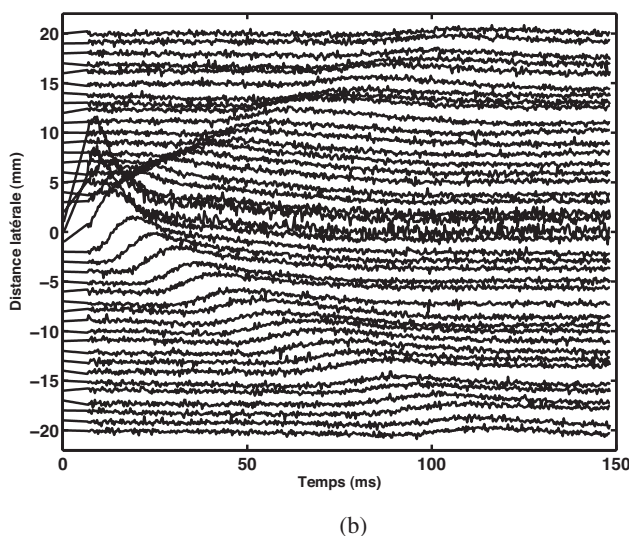
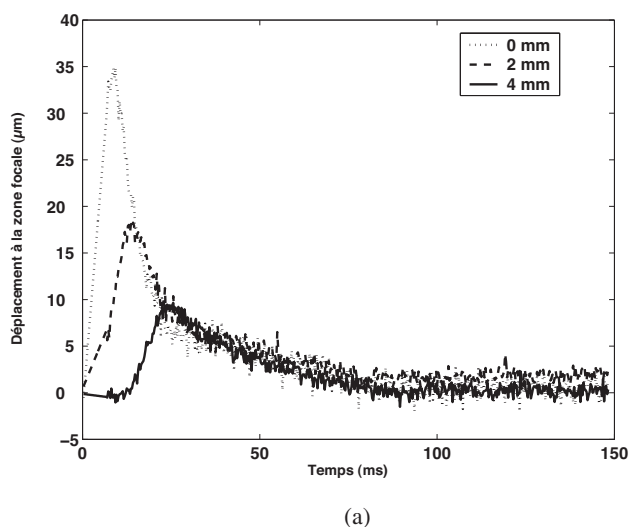


Figure 12. (a) Déplacement expérimental mesuré à une profondeur fixe pour différentes positions latérales en fonction du temps (b) vue sismique de la propagation de l'onde de cisaillement.

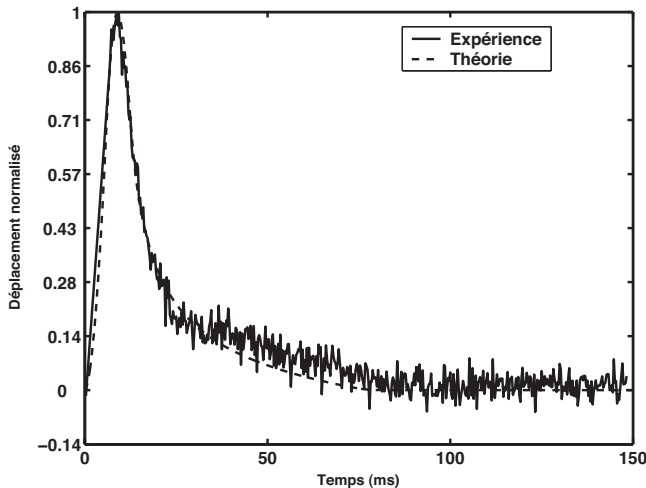


Figure 13. Déplacement normalisé.

Courbe continue : résultat expérimental. Courbe en pointillé : résultat théorique. La durée d'application de la force est la même pour les deux cas. La vitesse de cisaillement mesurée expérimentalement a été utilisée dans le modèle théorique.

la contrainte. Nous avons utilisé une interpolation parabolique autour du maximum de la fonction d'intercorrélacion afin de s'affranchir de la limite imposée par le pas temporel d'échantillonnage. Cette interpolation induit un biais qui est dû au choix de la fonction d'interpolation et qui a été corrigé en faisant une hypothèse sur la forme de la fonction d'intercorrélacion. D'autres paramètres tel que les caractéristiques du transducteur d'imagerie, le niveau de corrélation des signaux RF, la largeur de la fenêtre d'étude ont été étudiés afin d'améliorer l'estimation des retards. L'étude de ces paramètres a été effectuée en utilisant l'expression de Cramer-Rao adaptée aux signaux ultrasonores. Ces paramètres doivent être optimisés en faisant des compromis en fonction de la résolution et de la sensibilité requises car ils peuvent avoir des impacts opposés sur la précision de l'estimation des retards. Après optimisation de certains paramètres, le niveau de bruit du système a été mesuré en calculant la déviation standard entre les lignes RF acquises sans application d'une contrainte, il est de l'ordre de  $0.5 \mu\text{m}$ . Les déplacements induits dans le milieu sont ensuite mesurés le long de l'axe d'application de la force de radiation, ils ont un maximum de  $35 \mu\text{m}$  au niveau de la zone focale du transducteur qui crée la contrainte localisée. Ces déplacements sont ensuite mesurés en fonction du temps, à profondeur fixe, pour différentes positions de part et d'autre de l'axe d'application de la contrainte. Cela permet de suivre la propagation de l'onde de cisaillement dans le milieu et par conséquent de déterminer son module d'Young. Nous avons mesuré dans nos expérimentations une valeur de  $0.27 \text{kPa}$ . Cette valeur est faible car notre fantôme acoustique est relativement mou. La durée d'application de la force de radiation utilisée pour nos expérimentations ainsi que la vitesse de cisaillement mesurée ont été ensuite utilisées comme variables d'entrée de notre modèle analytique. Les courbes des déplacements expé-

mentale et théorique se superposent correctement en fonction du temps. Le suivi de la propagation de l'onde de cisaillement nécessite le déplacement du transducteur d'imagerie de part et d'autre de l'axe d'application de la force de radiation et d'appliquer de nouveau la contrainte pour chaque position, ce qui limite l'utilisation de ce système *in vivo*. La solution serait de remplacer le transducteur d'imagerie mono-élément par une barrette linéaire composée de plusieurs éléments piézoélectriques et d'utiliser un système d'imagerie qui permettrait de suivre rapidement la propagation de l'onde de cisaillement.

## Références

- [1] A. P. SARVAZYAN, A. R. SKOVORODA, S. Y. EMELIANOV, J. B. FOWLKES, J. G. PIPE, R. S. ADLER, R. B. BUXTON et P. L. CARSON, «Biophysical bases of elasticity imaging», *Acoustical Imaging Symposium* 21, 1995, pp 223-240.
- [2] K. J. PARKER *et al.*, «Sonoelasticity: Medical elasticity images derived from ultrasound signals in mechanically vibrated target», *Acoustical Imaging Symposium* 19, 1988, pp 317-327.
- [3] K. J. PARKER, S. R. HUANG, R. A. MUSULIN et R. M. LERNER, «Tissue response to mechanical vibrations for Sonoelasticity imaging», *Ultrasound in Med & Biol*, 16, 1990, pp 241-246.
- [4] R. M. LERNER, S. R. HUANG et K. J. PARKER, «Sonoelasticity images derived from ultrasound signals in mechanically vibrated tissues», *Ultrasound Med & Biol*, 16, 1990, pp 231-239.
- [5] Y. YAMAKOSHI, J. SATO et T. SATO, «Ultrasonic imaging of the internal vibration of soft tissue under forced vibration», *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr.*, 37, 1990, pp 45-53.
- [6] S. CATHELIN, F. WU et M. FINK, «A solution to diffraction biases in sonoelasticity: The acoustic impulse technique», *J. Acoust. Soc. Am.* 105, 5, 1999, pp 2941-2950.
- [7] S. CATHELIN, «Interferométrie-speckle ultrasonore: Application à la mesure d'élasticité», *Thèse de doctorat Université Paris VII*, 1998.
- [8] R. MUTHUPILLAI, D. J. LOMAS, P. J. ROSSMAN, J. F. GREEN, A. MANDUCA et R. L. EHMANN, «Magnetic resonance elastography by direct visualisation of propagating acoustic strain waves», *Science* 269, 1995, pp 1854-1857.
- [9] R. SINKUS, J. LORENZEN, D. SCHRADER *et al.*, «High resolution tensor MR-elastography for breast tumor detection», *Phys. Med. Biol.* 45, 2000, pp 1649-1664.
- [10] T. SUGIMOTO, S. UEHA et K. ITOH, «Tissue hardness measurement using the radiation force of focused ultrasound», *Proceeding of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 1990, pp 1377-1380.
- [11] A. P. SARVAZYAN, «Method and device for shear wave elasticity imaging», *US Patent* Number 5, 1997, pp 606.
- [12] K. NIGHTINGALE, M. L. PALMERI, R. W. NIGHTINGALE et G. E. TRAHAY, «On the feasibility of remote palpation using acoustic radiation force», *J. Acoust. Soc. Am.* 110, 2001, pp 625-634.
- [13] W. F. WALKER, «Internal deformation of a uniform elastic solid by acoustic radiation force», *J. Acoust. Soc. Am.* 105, 1999, pp 2508-2518.
- [14] J. BERCOFF, M. TANTER et M. FINK, «Supersonic shear imaging: a new technique for soft tissue elasticity mapping», *IEEE-UFFC*. 51, N 4, 2004, pp 396-409.
- [15] S. CALLÉ, J. P. REMENIERAS, O. BOU MATAR, M. ELKATEB HACHEMI et F. PATAT, «Temporal analysis of tissue displacement induced by a transient ultrasound radiation force», *J. Acoust. Soc. Am.* 118, 2005, pp 2829-2840.
- [16] W. L. NYBORG, «Acoustic streaming», in *Nonlinear acoustics*, edited by M. F. Hamilton and D. T. Blackstock (Academic Press, San Diego, 1998), pp. 207-232.

- [17] S. CALLE, «Application de la force de radiation ultrasonore à l'imagerie d'élasticité des tissus biologiques», *Thèse de doctorat, Université de Tours*, 2003.
- [18] K. AKI et P.G. RICHARDS, «Quantitative seismology Theory and methods», *W.H. Freeman and Company*, 1980.
- [19] R.E. BOUCHER. et J. C. HASSAB, «Analysis of discrete implementation of generalized cross correlator», *IEEE Trans. Acoust. Speech. Signal Processing, ASSP-29*, N 3, 1981, pp 609-611.
- [20] R. MODDEMEIJER, «On the determination of the position of extrema of sampled correlators», *IEEE Trans. SignalProcessing*, 39, N 1, 1991, pp. 216-219.
- [21] G. JACOVITTI et G. SCARANO, «Discrete time techniques for time delay estimation», *IEEE Trans. Signal Processing*, 41, N 2, 1993, pp 525-533.
- [22] I. CÉSPEDES, Y. HUANG, J. OPHIR, et S. SPRATT, «Methods for estimation of subsample time delays of digitized echo signals», *Ultrason. Imaging*, 17, N 2, 1995, pp 142-171.
- [23] W. F. WALKER. et G.E. TRAHEY, «A fundamental limit on delay estimation using partially correlated speckle signals», *IEEE-UFFC*, 42, N 2, 1995, pp 301-308.
- [24] S. G. FOSTER. P. M. EMBREE, et W. D. O'BRIEN, «Flow velocity profile via time-domain correlation: Error analysis and computer simulation», *IEEE-UFFC*, 37, N 2, 1990, pp 164-175.



Melouka **Elkateb Hachemi**

Melouka Elkateb Hachemi est actuellement en dernière année de doctorat en Sciences de la Vie au Laboratoire UltraSons Signaux et Instrumentation (LUSSI - FRE 2448 CNRS) à Tours. Elle est titulaire d'un diplôme d'ingénieur en électronique de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran (USTO) et du DEA d'Acoustique de l'INSA de Lyon. Ses thèmes de recherche concernent l'étude des produits de contraste ultrasonores utilisés en imagerie échographique, et l'étude d'une nouvelle modalité d'imagerie des paramètres élastiques des tissus biologiques appelée élastographie.



Samuel **Callé**

Samuel Callé est né à Chartres en 1977. Il a obtenu son doctorat en Biophysique à l'Université François Rabelais de Tours en 2003. En 2005, il est nommé maître de conférences à l'Université de Tours. Ses activités de recherche s'effectuent au sein de l'équipe Imagerie Ultrasonore du Laboratoire UltraSons Signaux et Instrumentation (LUSSI - FRE 2448 CNRS) à Tours. Ses thèmes de recherche concernent l'acoustique non linéaire appliquée à l'imagerie médicale et au CND, ainsi que la propagation d'ondes ultrasonores en milieux complexes.



Jean-Pierre **Remeniéras**

Jean-Pierre Remeniéras est ingénieur de recherche à l'Université de Tours. Diplômé du DEA d'acoustique Physique de Paris 6, il a obtenu le titre de Docteur en Acoustique au Laboratoire de Mécanique Physique de l'Université P. & M Curie (Paris 6) en 1994 après quatre années de travaux relatifs aux couplages non-linéaires d'ondes acoustiques dans les liquides. Il a soutenu à l'Université F. Rabelais de Tours une habilitation à diriger des recherches en 2003. Ses thèmes de recherche concernent l'acoustique non linéaire (couplage d'ondes acoustiques, produit de contraste ultrasonore, imagerie ultrasonore non linéaire) et la propagation des ondes acoustiques dans les milieux complexes hétérogènes (élastographie impulsionnelle, rayonnement de sources complexes).