



Etude du Comportement Acoustique d'un Transducteur EMUS Excité Sans Contact

Y. Wang, N. Wilkie-Chancellier, L. Martinez et S. Serfaty
Laboratoire SATIE (UMR CNRS 8029), Université de Cergy-Pontoise, 5 mail Gay Lussac, 95031
Neuville Sur Oise, France
nicolas.wilkie-chancellier@u-cergy.fr

Le travail présenté propose la caractérisation du comportement acoustique d'un transducteur EMUS excité sans contact. Le capteur ultrasonore, fonctionnant en mode de cisaillement (TSM), est un disque piézo-électrique dont la vibration mécanique est générée par l'application d'un champ radiofréquence (RF). Les vibrations de la surface du résonateur TSM sont mesurées au moyen d'un vibromètre laser ce qui permet de visualiser la propagation des ondes de surface générées. Une analyse des signaux par la transformée de Gabor 3D est ensuite réalisée pour quantifier les aspects transitoires et obtenir les courbes de dispersion. Les modes propres de vibration sont également déterminés et comparés avec la théorie. Cette étude montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques ce qui encourage l'étude de l'interaction acoustique entre le résonateur TSM et un matériau en contact avec la surface de quartz. Ces résultats suggèrent également que ce capteur peut être utilisé pour extraire les propriétés viscoélastiques de matériaux.

1 Introduction

Les techniques ultrasonores traditionnelles qui assurent un suivi complet de la structuration d'un matériau en phase liquide nécessitent une excitation en contact souvent inadaptée au suivi en ligne. Afin de suivre l'évolution du matériau sans liaison filaire, un nouveau transducteur ultrasonore électromagnétique (EMUS) est développé avec succès dans notre laboratoire [1]. Le transducteur EMUS est basé sur un capteur résonant en mode de cisaillement d'épaisseur (TSM) couplé magnétiquement à une antenne. La partie capteur acoustique TSM est un disque piézo-électrique en quartz de coupe AT dont les électrodes fonctionnent en antenne [2], sans contact. L'application d'un champ radiofréquence provoque l'excitation d'une résonance mécanique de cisaillement.

Le travail présenté propose la caractérisation du comportement acoustique transitoire des surfaces du transducteur TSM excité en contact dans un premier temps. Un vibromètre laser est utilisé pour mesurer les vibrations de la surface du résonateur TSM et visualiser la propagation des ondes de surface générées. Une analyse des signaux par la transformée de Gabor 3D [3] est ensuite réalisée pour quantifier les aspects transitoires, comprendre la séquence de conversion de modes et mesurer les courbes de dispersion. Les modes propres de vibration sont également déterminés et comparés avec la théorie obtenue par l'application de l'équation classique de la plaque et les conditions aux limites correspondantes. Cette étude montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques.

Dans un second temps, la mesure du comportement vibratoire du transducteur EMUS est effectuée sans contact. Les résultats proposés montrent clairement la bonne adéquation entre les mesures réalisées sans liaison filaire et celles obtenues en contact. Cela encourage l'étude de l'interaction acoustique entre ce transducteur EMUS et un matériau en contact avec la surface de quartz. Ces résultats suggèrent également que ce capteur peut être utilisé pour extraire à distance les propriétés viscoélastiques de matériaux.

2 Spécifications de résonateur TSM

Le capteur TSM est constitué d'un disque mince de quartz sur lequel des électrodes sont déposées sur chaque face. En raison des propriétés piézoélectriques du quartz, il est possible d'exciter mécaniquement le cristal par l'application d'une tension aux bornes de ses électrodes. Les électrodes sont faites d'or [4].

La figure 1 montre la géométrie et les dimensions du capteur TSM (Q-Sense). Les surfaces ont un poli optique, avec une rugosité inférieure à 3nm (RMS ou Root Mean

Square). La fréquence de fonctionnement de ce capteur est de 5MHz, correspondant à son épaisseur (330 μ m). Le contour carré superposé sur la vue de dessus indique la zone qui sera scannée pour l'étude du comportement acoustique de ce transducteur.

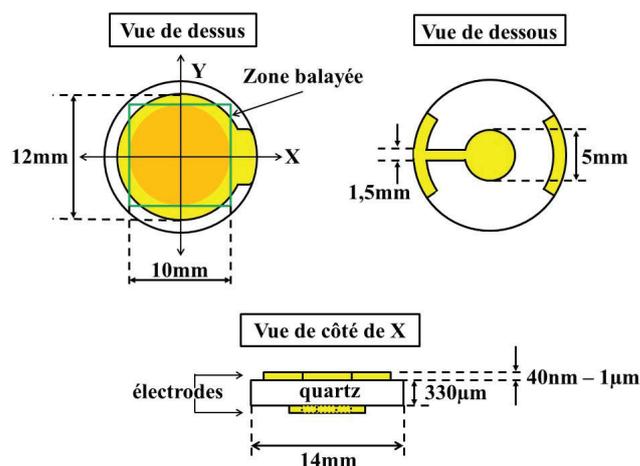


FIGURE 1 – Géométrie et dimensions du capteur TSM.

3 Dispositif instrumental

Le banc instrumental permettant de réaliser des mesures ponctuelles, sans contact grâce à un faisceau laser est détaillé dans cette partie.

Ce système a pour but de suivre la propagation des ondes afin d'optimiser les capteurs ou de réaliser un contrôle non destructif de matériaux. Il est constitué des appareils suivants : un vibromètre laser, un oscilloscope, un générateur des signaux, des platines de translation et leur contrôleur, un transducteur TSM et un poste de contrôle.

Pour ce travail, les mesures de vibrations ont été faites au moyen d'un vibromètre laser monopoint Polytec, dont le modèle de tête de mesure est OFV-505 (class 2, < 1mW et longueur d'onde de 633nm) et le modèle de contrôleur haute-fréquence est OFV-2570 (la mesure de fréquences jusqu'à 24MHz).

Deux platines de translation linéaire (Newport ILS 150 CCL) sont mises en place, afin d'assurer le mouvement en deux dimensions (X , Y) pour la cartographie d'un échantillon. La gamme de mouvement peut aller jusqu'à 150mm, le mouvement incrémental minimum est de 1 μ m et la vitesse maximum est de 50mm/s.

L'oscilloscope (LeCroy WaveSurfer 24Xs-A) permet d'acquérir les signaux qui sont ensuite stockés dans l'ordinateur.

3.1 Excitation en contact

Afin d'exciter électriquement le résonateur TSM, le quartz est déporté et maintenu par deux pinces conductrices alimentées via un circuit imprimé. La source de tension peut être délivrée par un générateur d'impulsion ou un générateur de basses fréquences (GBF). Nous pouvons constater que ce système présente l'avantage de laisser vibrer le quartz relativement librement. En effet, les contraintes mécaniques au niveau des pinces restent faibles et perturbent peu la résonance. Par contre, lorsqu'on charge le quartz, ce système implique que le capteur soit immergé dans le matériau. Le suivi de matériau polymères ou sol-gel en formation avec un tel système risque d'être limité. Cet inconvénient est donc rédhibitoire. Ce système ne peut donc être utilisé que pour caractériser le comportement acoustique du capteur par laser. Ce qui conforte aussi dans l'idée de concevoir un système d'interrogation du capteur à distance. La figure 2 présente le dispositif expérimental mis en place pour une excitation en contact.

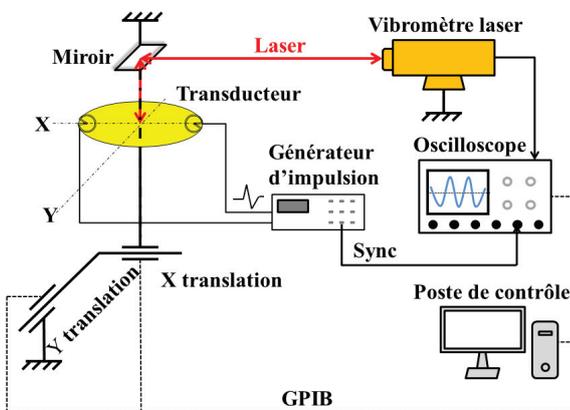


FIGURE 2 – Dispositif expérimental mis en œuvre pour une excitation en contact.

3.2 Excitation à distance

Des travaux précédents [5] ont montré que les matériaux en contact avec un résonateur TSM interagissent mécaniquement et modifient la fréquence de résonance et l'amplitude d'oscillation proportionnellement à leur densité et à leur viscosité. Les variations de ces paramètres peuvent être mesurées à l'aide d'un analyseur de réseau. Mais, l'excitation classique (en contact) rend difficile l'utilisation de tels capteurs lorsqu'il faut caractériser des volumes de fluides.

Pour éviter cette limite et utiliser le résonateur TSM sans liaison filaire dans le domaine du contrôle non destructif, nous proposons ici un transducteur EMUS. Ce transducteur peut réaliser l'excitation à distance avec un résonateur en radiofréquence (RF). Le couplage inductif entre la sonde T/R (Transmission/Réception) et le résonateur RF génère une tension aux électrodes du résonateur TSM. La détection se fera optiquement par un vibromètre laser. La figure 3 montre le setup expérimental avec l'excitation à distance.

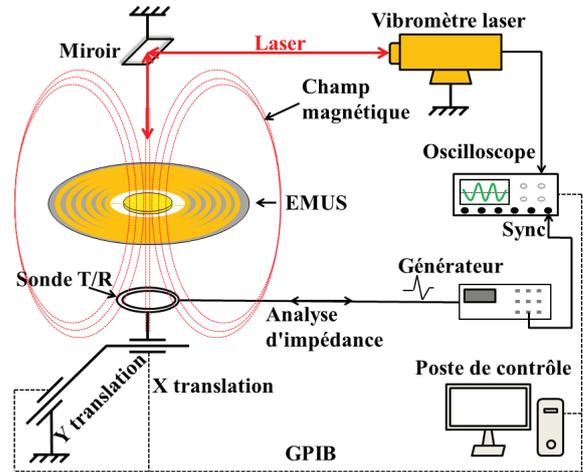


FIGURE 3 – Dispositif expérimental mis en œuvre pour une excitation à distance.

Le principe de base du transducteur EMUS est d'utiliser un résonateur RF pour exciter le résonateur TSM (Figure 4). Le résonateur RF est constitué de deux bandes parallèles conductrices cylindriques séparées par une couche de Teflon [6]. Une ligne de transmission est ainsi formée. Elle peut être ramenée par équivalence à 2 bobines couplées associées à des capacités réparties. Nous avons paramétré ce résonateur RF pour qu'il ait une fréquence de résonance de 5MHz, afin de faire coïncider la fréquence de résonance RF avec la fréquence de résonance mécanique du résonateur TSM.

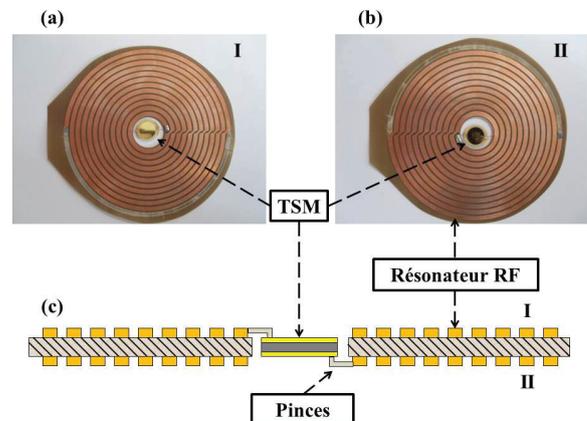


FIGURE 4 – Transducteur EMUS en vue de dessus (a), en vue de dessus (b), et en vue de côté (c).

4 Transformée de Gabor 3D

Les signaux détectés par le vibromètre laser sont des ondes acoustiques dispersives dont on souhaite estimer les vitesses de phase ou les nombres d'onde.

Dans le traitement des signaux traditionnels, le domaine temporel et le domaine fréquentiel constituent les deux principaux moyens de caractérisation. Toutefois, l'inconvénient de la transformée de Fourier est qu'elle décompose globalement le signal en différentes composantes de fréquence, en absence de l'information localisée. Cela signifie que la représentation du signal est soit complètement dans le domaine temporel, ou soit complètement dans le domaine fréquentiel. Elle ne peut pas

montrer quand apparaissent les composantes fréquentielles ni les changements de ses composants avec le temps. Afin de remédier à ce problème, nous utilisons une méthode de transformation locale, en utilisant une fonction conjointe de temps et de fréquence.

La transformée de Gabor 3D est une méthode d'analyse temps-fréquence, autorisant la représentation multidimensionnelle des signaux [7]. La figure 5 montre le principe de la transformée de Gabor 3D. A partir du signal spatio-temporel original $S(x, y, t)$, elle permet de déterminer le signal multidimensionnel complet $G(x, y, t, kx, ky, \omega)$. Les liens entre les différents signaux se font successivement par une transformée de Fourier rapide (FFT) 1D en temps (1), une FFT 2D en espace (2), une transformée de Fourier rapide inverse (IFFT) 1D en fréquence (3), une transformée de Fourier fenêtre glissante (STFT) 1D en temps (4), par une IFFT 2D en nombre d'onde (5), et enfin par une STFT 2D en espace (6).

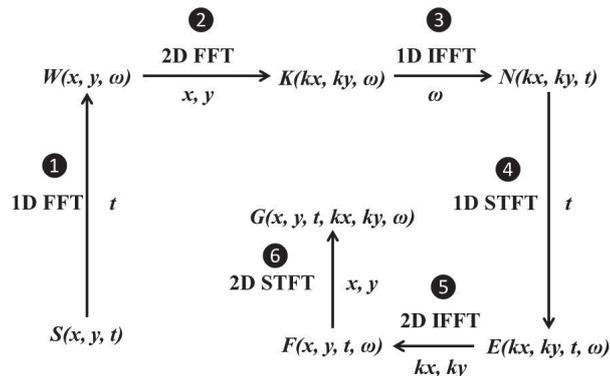


FIGURE 5 – Principe de la transformée de Gabor 3D.

5. Excitation impulsionnelle en contact

Le capteur TSM est excité par une impulsion électrique. Cette impulsion est générée avec la puissance de $100\mu\text{J}$ et la fréquence de répétition de 80Hz . Un amplificateur de 40dB est branché à la sortie de contrôleur de laser. Le taux de transformation entre le déplacement et l'amplitude de voltage est de 50nm/V avec l'instrumentation utilisée.

Le balayage se fait sur une zone carré de 10mm de côté, par pas de $dx=0,05\text{mm}$, soit 200 points d'acquisition. La durée totale de la détection d'un point de mesure est de $200\mu\text{s}$ avec un pas temporel $dt=20\text{ns}$ de sorte que le nombre total de points d'acquisition $nt=10000$.

La figure 6 montre l'amplitude du signal du point ($x_0=3,5\text{mm}$, $y_0=3,5\text{mm}$) en fonction de temps (6a) ainsi que son spectre (6b). En tenant compte de l'amplification, le déplacement normal réel en surface du capteur est de l'ordre de 1nm . Dans le spectre, nous constatons que ce signal détecté contient beaucoup de fréquences, surtout en basse fréquence ($0-1\text{MHz}$). Nous constatons aussi que la fréquence possédant la plus grande dynamique est $f=300\text{kHz}$.

Il faut rappeler que le capteur TSM vibre principalement en mode de cisaillement avec une fréquence centrale de 5MHz . Cependant, en raison des conditions limites, le mode de vibration transverse génère des modes de compression, qui peuvent être détectés par le laser par interférométrie.

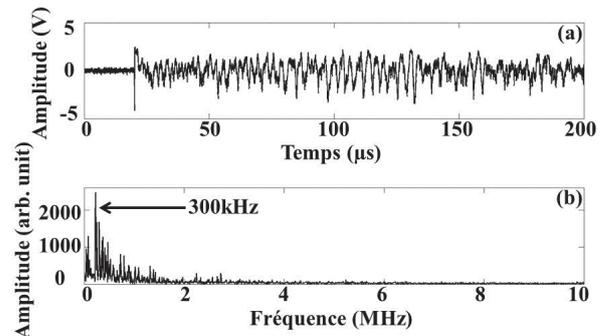


FIGURE 6 - (a) Signal $S(x_0=3,5\text{mm}, y_0=3,5\text{mm}, t)$; (b) Spectre du signal $S(x_0=3,5\text{mm}, y_0=3,5\text{mm}, t)$.

5.1. Analyse transitoire

La figure 7 montre les signaux spatio-temporels expérimentaux. Nous pouvons remarquer que les ondes de surface sont générées par les bords des électrodes. L'électrode centrale de disque, l'électrode rectangulaire nécessaire à la connexion électrique et deux électrodes de la forme d'arc en opposition constituent ces motifs visibles sur les images. A partir de l'électrode centrale, deux ondes sont générées, se propageant selon la normale de la frontière, et dans des directions opposées. Cela donne les fronts d'ondes circulaires : le front interne vers le centre et le front externe vers le bord du quartz. Nous pouvons également remarquer l'opposition de deux fronts d'onde demi-circulaires à partir des côtés gauche et droit du quartz, avec une symétrie axiale le long de l'axe vertical central Y . Ces deux ondes sont dues aux pinces de contact servant à alimenter le transducteur. Après $t=21,7\mu\text{s}$, ces deux ondes se rencontrent au centre du quartz et ils continuent à se propager dans la direction opposée.

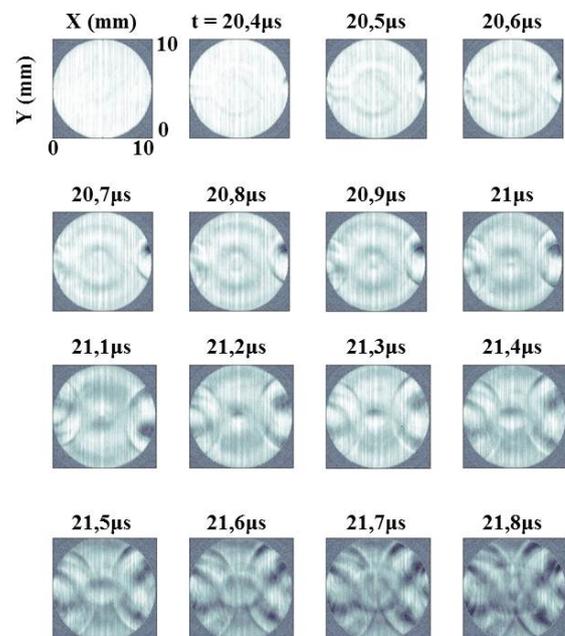


FIGURE 7 – Les images des signaux spatio-temporels $S(x, y, t)$ de détection par l'excitation impulsionnelle.

L'analyse de Gabor de ces signaux (figure 8) montre que le mode A_0 est ainsi généré sur une large gamme de fréquence. Le mode A_1 est quant à lui généré

principalement au niveau des pinces, par conversion de mode de l'onde A0.

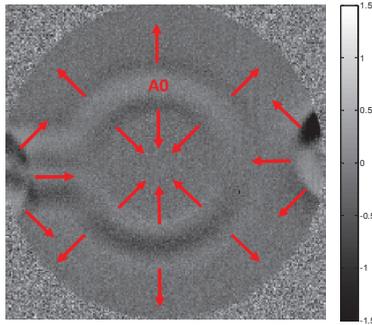


FIGURE 8 Analyse de Gabor (pour 5 MHz).

5.2 Analyse modale : comparaison expérience-théorie

Afin d'analyser le comportement modal de l'onde de surface A0 générée sur le capteur TSM, la figure 9 présente les modes propres de vibration déterminés par les signaux expérimentaux spatio-fréquentiels $W(x, y, \omega)$ en basse fréquence (0kHz–400kHz).

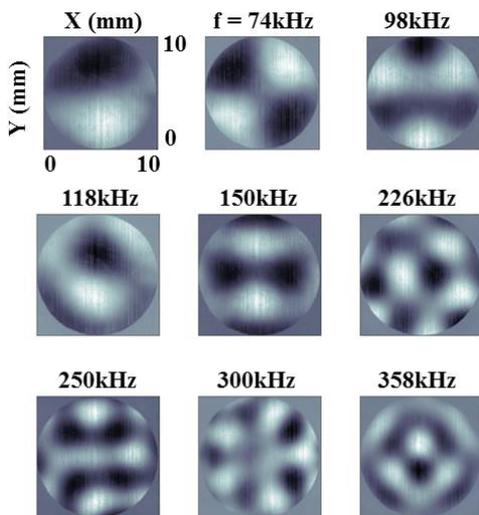


FIGURE 9 – Modes propres expérimentaux $W(x, y, \omega)$ en basse fréquence.

Globalement, la théorie de mode normal ou mode propre de vibration d'une plaque circulaire peut être utilisée pour expliquer ce phénomène [8] et pour la comparaison avec les résultats expérimentaux. La théorie de plaque classique a été utilisée : supposons donc que le disque piézoélectrique est entraîné par une tension alternative $V \cdot e^{j\omega t}$ et que la vibration transversale est non axisymétrique. Dans le système de coordonnées polaires (r, θ) , le déplacement latéral du disque dans la direction Z peut être supposé de la forme suivante [9] :

$$W(r, \theta, t) = W(r, \theta) \cdot e^{j\omega t} \quad (1)$$

Considérons un disque d'épaisseur h , de rayon a , de densité ρ , de module d'Young E , de coefficient de Poisson ν ,

excité à la pulsation ω . L'équation de la plaque classique est alors :

$$D \nabla^4 W(r, \theta, t) + h \rho \frac{\partial^2 W(r, \theta, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2)$$

où ∇^4 est l'opérateur biharmonique et D est la rigidité en flexion, donnée par [10] :

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (3)$$

En introduisant la notation :

$$k^2 = \sqrt{\frac{\omega^2 h \rho}{D}} \quad (4)$$

Eq. (2) peut être écrite sous la forme :

$$(\nabla^2 - k^2) \cdot (\nabla^2 + k^2) \cdot W(r, \theta) = 0 \quad (5)$$

La résolution de cette équation conduit aux solutions générales de $W(r, \theta)$. En tenant compte des conditions aux limites imposant que, pour un bord libre, le moment de flexion radiale et le cisaillement radial de Kelvin-Kirchhoff sont nuls, les modes propres de flexion du disque libre peuvent être déterminés.

Les modes propres ont été calculés dans une gamme de fréquences comprise entre 0 et 400kHz pour un quartz dont les propriétés sont les suivantes: $\rho=2650\text{kg/m}^3$, $E=8,8 \times 10^{10}\text{Pa}$ et $\nu=0,3$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 10 avec, pour une fréquence de résonance donnée, une indication $Mode(n, m)$, où n correspond au nombre de diamètres nodaux ($n = 0, 1, 2, \dots$), et où m correspond au nombre de cercles nodaux ($m = 1, 2, \dots$).

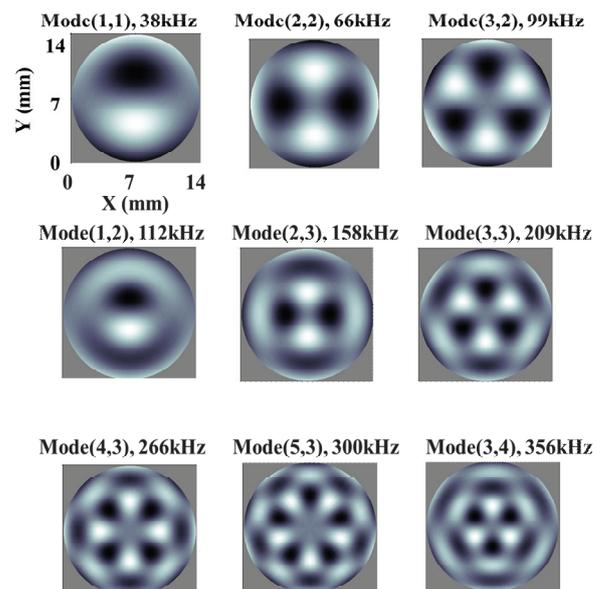


FIGURE 10 – Modes propres théoriques $W(x, y, \omega)$ en basse fréquence.

Une comparaison peut maintenant être effectuée entre les résultats théoriques et expérimentaux pour une même

fréquence. Notons que la zone scannée expérimentalement est un carré de côté 10mm, qui ne correspond pas à la surface complète du disque. Par contre, les résultats théoriques correspondent bien entendu à la surface complète du disque, qui est inclus dans un carré dont le côté est égal à 14mm. Afin de comparer efficacement les résultats et mettre ainsi les deux images sur une même échelle, le choix a été fait de comparer les résultats sur un carré de 10mm de côté. La figure 11 montre cette comparaison pour la fréquence $f=300\text{kHz}$.

Nous voyons clairement la très bonne adéquation entre les deux images. Les quelques écarts observés sont probablement dus à la présence des ressorts métalliques utilisés pour maintenir le disque. Bien que les ressorts soient assez doux, ils ont toujours un effet sur le serrage du disque de sorte qu'il n'est pas vraiment libre partout.

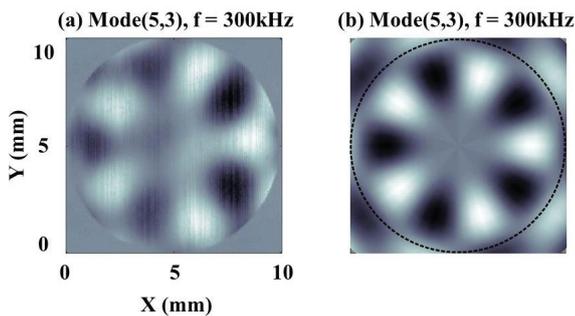


FIGURE 11 – Comparaison entre modes propres expérimental (a) et théorique (b) à $f=300\text{kHz}$.

5.3 Courbes de dispersion

Les signaux $K(k_x, k_y, \omega)$ obtenus par la transformée de Fourier 3D sont particulièrement intéressants pour déterminer les courbes de dispersion des ondes de Lamb se propageant à la surface du capteur TSM. Quelques résultats sont montrés sur la figure 12 pour des fréquences comprises entre 1 et 6MHz.

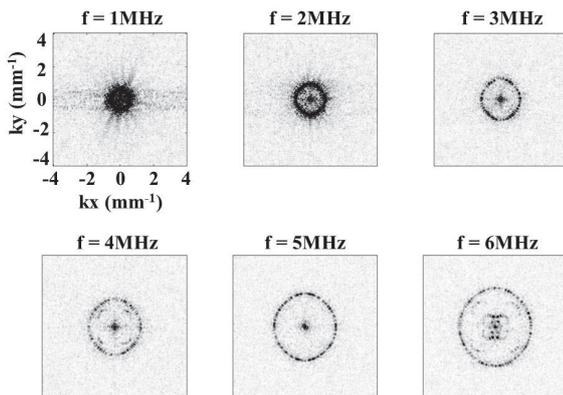


FIGURE 12 – Signaux $K(k_x, k_y, \omega)$ expérimentaux dans une gamme de fréquences comprise entre 1MHz et 6MHz.

A partir de ces résultats, nous pouvons tracer la courbe de dispersion pour identifier les modes de Lamb.

Si nous choisissons une direction dans les signaux obtenus de $K(k_x, k_y, \omega)$, nous pouvons tracer les courbes de dispersion expérimentale en considérant les nombres de l'onde en fonction de la fréquence. Une comparaison est alors possible avec les courbes de dispersion théorique des ondes de Lamb sur une plaque [11] qui prend en compte les

caractéristiques physiques du capteur TSM (Figure 13). La comparaison théorie/expérience est très bonne.

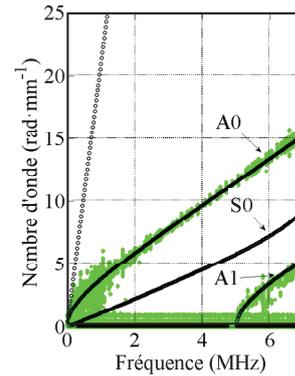


FIGURE 13 - Courbes de dispersion théoriques (noire) et expérimentales (verte).

6. L'excitation sinusoïdale

6.1 Avec contact

Dans un premier temps, le capteur TSM est excité en contact par un signal de sinusoïdal permanent avec la fréquence de 5MHz et une amplitude crête à crête de 10V. Le dispositif expérimental est celui présenté dans la figure 2. Une amplification de 40dB est effectuée sur le signal électrique de sortie. Nous réalisons un balayage sur la zone centrale de la surface de capteur TSM, suivant un carré dont le côté est égal à 10mm.

La figure 14 montre une partie des signaux spatio-temporels $S(x, y, t)$ enregistrés. Les instants choisis sont synchronisés sur la sinusoïde d'excitation, toutes les demi-périodes. L'étude des quatre images permet de constater qu'il existe simultanément deux modes, le premier, à grande longueur d'onde (mode A1) fait vibrer le quartz suivant quatre zones, et le deuxième de petite longueur d'onde (Mode A0), également présent sur toute la surface. Une étude devra être faite dans les prochains travaux pour isoler et caractériser chacun de ces modes de vibrations.

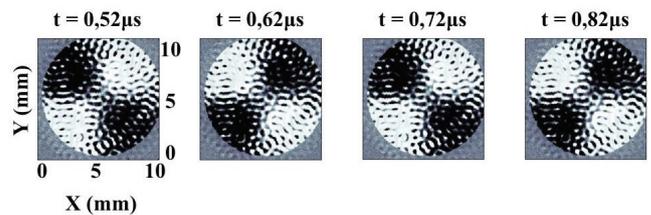


FIGURE 14 - Résultats expérimentaux pour une excitation sinusoïdale en contact à 5MHz.

6.2 A distance : validation du concept

Dans un second temps, nous excitions à distance le transducteur EMUS par un signal de sinusoïdal permanent avec la fréquence de 5MHz et l'amplitude crête à crête de 10V. Le dispositif expérimental est celui présenté sur la figure 3. Nous utilisons le même amplificateur et nous scannons la même zone de capteur TSM que dans le cas de l'excitation en contact.

La figure 15 présente les signaux mesurés par le laser, qui illustrent un très bon accord sur la forme des ondes avec

le cas de l'excitation en contact. Ces résultats valident le concept du capteur EMUS, un capteur innovant avec une excitation électromagnétique à distance.

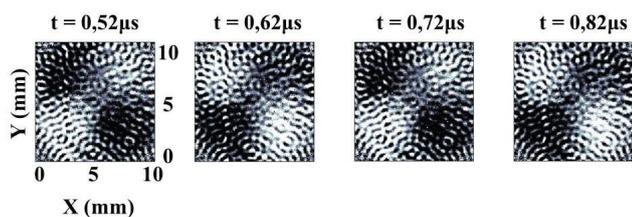


FIGURE 15 – Résultats expérimentaux pour une excitation sinusoïdale à distance à 5MHz.

7 Conclusion

Dans cet article, le comportement acoustique d'un transducteur TSM (quartz) a été étudié en excitation impulsionnelle et sinusoïdale. Puis, la validation du concept d'un transducteur EMUS excité à distance a été faite par comparaison des résultats obtenus pour une excitation sinusoïdale à la fréquence centrale du quartz. Les dispositifs expérimentaux, comprenant les systèmes de génération et de détection des ondes, ont été détaillés et la transformée de Gabor multidimensionnelle a été présentée.

Plusieurs études ont été menées. Dans le cas de l'excitation impulsionnelle, les courbes de dispersion ont été déterminées : les résultats expérimentaux ont été confirmés par la théorie classique des disques. Dans le cas de l'excitation sinusoïdale, l'étude montre la bonne concordance entre les résultats obtenus avec une génération en contact et ceux mesurés pour une excitation à distance.

Ces travaux encouragent l'étude du comportement acoustique de ce transducteur EMUS dans le cas où un matériau vient chargé la surface du capteur. Le but est ensuite d'utiliser ce capteur pour extraire les propriétés viscoélastiques du matériau.

Références

- [1] Y. Wang, N. Wilkie-Chancellier, S. Serfaty, L. Martinez, B. Roucaries, and J.-Y. Le Huerou, "New RF EMUS Transducer for Complex Fluid Characterization," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, no. 1, pp. 132–135, Jan. 2013.
- [2] Y. Wang, N. Wilkie-Chancellier, L. Martinez, and S. Serfaty, "Electrodes geometry and surface waves generation on a quartz disk: experimental study," in *Acoustics 2012 Nantes Conference*, pp. 659–663, 2012.
- [3] L. Martinez, J. Goossens, C. Glorieux, N. Wilkie-Chancellier, C. O. Ehssein, and S. Serfaty, "3D Gabor analysis of transient waves propagating along an AT cut quartz disk.," *Ultrasonics*, vol. 44, no. 1, pp. 1173–1177, Dec. 2006.
- [4] L. Qin, H. Cheng, J. M. Li, and Q.-M. Wang, "Characterization of polymer nanocomposite films using quartz thickness shear mode (TSM) acoustic wave sensor," *Sensors Actuators A Phys.*, vol. 136, no. 1, pp. 111–117, May 2007.
- [5] N. Wilkie-Chancellier, L. Martinez, S. Serfaty, and P. Griesmar, "Lamb Wave Sensor for Viscous Fluids Characterization," *IEEE Sens. J.*, vol. 9, no. 9, pp. 1142–1147, Sep. 2009.
- [6] S. Serfaty, N. Haziza, L. Darrasse, and S. Kan, "Multi-turn split-conductor transmission-line resonators," *Magn. Reson. Med.*, vol. 38, no. 4, pp. 687–689, Oct. 1997.
- [7] L. Martinez, N. Wilkie-Chancellier, C. Glorieux, B. Sarens, and E. Caplain, "Transient space-time surface waves characterization using Gabor analysis," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 195, pp. 1–8, Nov. 2009.
- [8] P. Leclaire, J. Goossens, L. Martinez, N. Wilkie-Chancellier, S. Serfaty, and C. Glorieux, "Study of the bending modes in circular quartz resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 53, no. 10, pp. 1934–1943, Oct. 2006.
- [9] C. Huang, Y. Lin, and C. Ma, "Theoretical analysis and experimental measurement for resonant vibration of piezoceramic circular plates," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 51, no. 1, pp. 12–24, Jan. 2004.
- [10] S. Timoshenko and S. Woinowsky-Krieger, *Theory of plates and shells*, 2nd ed. McGraw-Hill College, p. 580, 1959.
- [11] N. D. Veksler, "The analysis of peripheral waves in the problem of plane acoustic pressure wave scattering by a circular cylindrical shell," *Acta Acust. united with Acust.*, vol. 69, pp. 63–72, 1989.