Signature $V(z)$ en microscopie acoustique : influence de la non-uniformité de l'illumination du capteur

G. Despaux, C. Maurel, D. Barjon, J. Attal

► To cite this version:

G. Despaux, C. Maurel, D. Barjon, J. Attal. Signature $V(z)$ en microscopie acoustique : influence de la non-uniformité de l'illumination du capteur. Journal de Physique IV Proceedings, 1994, 04 (C5), pp.C5-1213-C5-1216. 10.1051/jp4:19945268 . jpa-00252958

HAL Id: jpa-00252958

<https://hal.science/jpa-00252958>

Submitted on 1 Jan 1994

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.

Signature $V(z)$ en microscopie acoustique : influence de la non-uniformité de l'illumination du capteur

G. DESPAUX, C. MAUREL, D. BARJON et J. ATTAL

Laboratoire de Microacoustique de Montpellier, Université de Montpellier II, Place Eugène Bataillon, SDI 5978 du CNRS, 34095 Montpellier, France

Abstract : This paper deals with the improvement of the surface velocity measurements by removing the central part of the acoustic beam of a lens in defocusing configuration responsible for the $V(z)$ acoustic signature. We investigate the influence of occulting the top of the lens by a circular stop of varying parameters. The $V(z)$ is significantly affected but does not allow a complete decorrelation of the central beam. An alternative solution is proposed with a lens set at the half Fresnel length.

1. INTRODUCTION

La signature acoustique d'un matériau connue sous l'appellation $V(z)$ consiste à enregistrer le signal de sortie d'un capteur de microscope acoustique pour diverses défocalisations de l'objet. Cette réponse est une interférence entre l'onde centrale spéculaire et différents modes de surface rayonnants dans une description simplifiée basée sur un modèle d'optique géométrique [1], [2].

L'originalité de ce travail consiste à montrer que ce mécanisme très intéressant, puisqu'il permet la détermination des vitesses des modes de surface à un niveau microscopique, a ses limites qu'il convient de lever pour apporter toujours plus de précision à la détermination des propriétés mécaniques des matériaux.

L'idée de supprimer l'onde spéculaire d'incidence normale semble être une première approche qui vise à ne garder que l'information véhiculée par les ondes de surface. Les effets obtenus ont été contraires à ceux que prévoyait l'optique géométrique car la suppression du faisceau central par un absorbant a eu pour effet de modifier sensiblement la signature acoustique $V(z)$. C'est cet aspect que nous allons développer en donnant néanmoins une solution intéressante qui sera abordée en fin de communication.

2. LA SIGNATURE ACOUSTIQUE ET SES LIMITES

La figure 1 montre le dispositif acoustique principal du microscope fonctionnant en réflexion et constitué d'un transducteur, d'une ligne à retard terminée par un dioptre sphérique faisant office de lentille. Alors qu'en focalisation rigoureuse tous les rayons issus de la lentille participent au signal de sortie, deux parties seulement du faisceau contribuent d'une manière significative lorsqu'on défocalise le capteur non occulté : le faisceau 1 peut être considéré comme émanant d'un petit disque au centre du capteur tandis que le faisceau 2 proviendrait d'une couronne déterminée par l'angle critique du

mode de surface considéré (Rayleigh par exemple). Ces modes de surface sont rayonnants c'est-à-dire qu'ils transfèrent une partie de leur énergie dans le liquide de couplage tout au long de leur propagation. Seul le rayonnement semblant provenir du foyer entre dans la lentille et participe au signal de sortie. L'interférence de ces deux ondes donne une réponse pseudo-périodique appelée $V(z)$ qui donne par Transformée de Fourier la vitesse du mode de surface considéré.

fig.1 : Cheminement des rayons d'un capteur acoustique focalisé.

Ce mécanisme a cependant ses limites : les deux ondes qui interfèrent ont des phases qui ne varient pas d'une façon très différente surtout pour des matériaux à vitesse élevée. Il s'en suit que la période du $V(z)$ c'est-à-dire celle du battement des deux modes tend dans ce cas vers zéro, ce qui se traduit par un manque de précision important au niveau de la détermination des vitesses. L'idée de supprimer l'onde spéculaire et de ne conserver que l'onde de surface permettrait d'effectuer directement sur elle des mesures de phase bien plus précises. C'est pour cela qu'il a été envisagé d'occulter le centre du dioptré sphérique mais les résultats escomptés n'ont pas été conformes à nos prévisions car le mécanisme du $V(z)$ bien qu'altéré n'a pas été supprimé.

3 . EFFET DE L'OCCULTATION DU CENTRE DE LA LENTILLE

fig.2 : Signature acoustique expérimentale obtenue avec une lentille ouverte à 50° et différents diamètres occultés pour la structure eau/silice à 50 MHz

La persistance du phénomène d'interférence dans le $V(z)$ après occultation de la partie centrale semble mettre en défaut l'explication simpliste donnée au paragraphe 2 par l'optique géométrique. Au vue des expériences, tout se passe en effet comme si un rayon également spéculaire (noté 3 sur la figure 1) s'était substitué au rayon axial, en se propageant virtuellement sous un angle θ_{OCC} (demi-angle d'ouverture de la partie occultée) et interférerait avec le rayon 2. La réalité est donc plus subtile puisque seule

l'Optique de Fourier aurait permis de prévoir un tel résultat. Le centre occulté de la lentille donne naissance à une diffraction qui privilégie les ondes de bord d'écran et ce n'est qu'après la connaissance de ce résultat que l'on peut justifier un modèle d'interférence à deux ondes dont l'une aura vu son incidence varier de 0 à θ_{occ} .

Reconsidérant la formulation donnant la période d'interférence en fonction de l'angle du mode de surface considéré θ_R et qui s'écrivait [2] :

$$\Delta z = \frac{v_{liq}}{2f(1 - \cos\theta_R)}$$

il a été possible de vérifier la loi d'évolution de Δz en fonction de l'angle d'occultation qui s'écrit alors [3] :

$$\Delta z = \frac{v_{liq}}{2f(\cos\theta_{occ} - \cos\theta_R)}$$

où v_{liq} est la vitesse dans le couplant, f la fréquence des ultrasons et θ_R l'angle critique du mode de surface (Rayleigh le plus souvent). Nous vérifions bien qu'en supprimant l'écran, $\cos\theta_{occ}$ tend vers 1 et nous retrouvons la formule première. Par contre, lorsque θ_{occ} tend vers θ_R , la période Δz tend vers l'infini, ce que nous avons pu mettre en évidence expérimentalement.

L'élargissement des périodes Δz obtenu expérimentalement et théoriquement lorsque le diamètre occulté de la lentille augmente, va provoquer un glissement apparent des vitesses des ondes de surface V_R qui sont reliées à Δz en remplaçant $\cos\theta_R$ par :

$$\cos\theta_R = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{liq}}{V_R}\right)^2}$$

Ce glissement de vitesse apparente est illustrée sur la figure 3 (a) et (b) pour deux échantillons de type plastique et silice respectivement. L'accord entre résultats théoriques (----) et expérimentaux (oooo) est tout à fait satisfaisant. Une saturation dans les courbes est mise en évidence dans les deux cas. Elle intervient pour $\theta_{occ} = 28,5^\circ$ pour le plastique et $\theta_{occ} = 23^\circ$ pour la silice. Ces angles correspondent à la quasi-extinction de tous les modes de surface (Rayleigh pour la silice et latérale longitudinale dans le cas du plastique). Aucun mécanisme d'interférence n'intervient donc pour une occultation supérieure. Notons au passage que la présence ou l'absence de mode (notamment de Rayleigh) est aussi liée à l'ouverture classique du capteur qui doit être supérieure à l'angle critique du mode considéré.

fig.3 : Glissement de vitesse apparente fonction de l'angle occulté

4. LENTILLE A DEMI-LONGUEUR DE FRESNEL

La distribution de l'énergie au niveau de la lentille, comme nous le montre la figure 4 dépend de la longueur de la ligne à retard. Habituellement, nous cherchons à transmettre un maximum d'énergie sous une illumination la plus uniforme possible et pour ce faire la lentille est taillée dans la ligne à retard à une longueur de Fresnel L_0 environ par rapport au transducteur.

fig. 4 : Champ de pression acoustique dans la ligne à retard [3]

En diminuant la longueur du barreau, la distribution change : l'énergie des rayons centraux, pour des angles θ proches de 0° passe d'un maximum à L_0 pour disparaître de façon presque totale à $L_0/2$. Il s'en suit une forte diminution des rayons axiaux en sortie du diopre avec une pondération de l'illumination qui supprime les lobes secondaires de diffraction responsables dans le cas précédent de l'existence de modes de bord d'écran. L'enregistrement d'une signature acoustique montre la disparition du phénomène d'interférence, ce qui signifie une complète liberté d'exploitation de la phase des modes de surface. Plus de détails montrant l'importance de la diffraction dans le mécanisme de $V(z)$ seront fournis ultérieurement.

CONCLUSION

Cette étude démontre la possibilité d'isoler un faisceau particulier généré par un capteur à condition de maîtriser parfaitement les mécanismes de diffraction mis en jeu. L'optique géométrique n'est qu'un schéma équivalent qui ne peut être utilisé qu'une fois l'analyse des phénomènes correctement effectuée.

L'utilisation de la phase du faisceau restant a permis dans certains cas d'améliorer d'un facteur 10 la précision de la mesure des vitesses de surface donnée par la signature $V(z)$ classique [4].

Références :

- [1] C.J.R.SHEPPARD et WILSON : "Effects of high angles of convergence on $V(z)$ in the scanning acoustic microscope.", Appl. Phys. Lett. n°38, Juin 1981, pp. 858-859.
- [2] K.H. CHAN and H.L. BERTONI : "Ray Representation of Longitudinal Lateral Waves in Acoustic Microscopy", IEEE Trans. Sonics., 1991, vol. 38, pp. 27-34.
- [3] R.A. LEMONS, C.F QUATE : "Acoustic Microscopy", Physical Acoustic, Masson and Thurston, 1979, 14.
- [4] R.J.M. da FONSECA, L.FERDJ-ALLAH, G.DESPAUX, A. BOUDOUR, L. ROBERT and J. ATTAL : "Scanning Acoustic Microscopy - Recent Applications in Materials Science", Adv. Mat., 1993, 5, n°7/8, pp. 508-519.