Étude de l'efficacité des modes de Lamb dans la signature acoustique $V(z)$ d'une couche mince par la théorie de la résonance

Abderrafi Ramdani, Franck Augereau, Gilles Despaux

► To cite this version:

Abderrafi Ramdani, Franck Augereau, Gilles Despaux. Étude de l'efficacité des modes de Lamb dans la signature acoustique $V(z)$ d'une couche mince par la théorie de la résonance. *Journal de Physique III*, 1996, 6 (5), pp.571-595. 10.1051/jp3:1996141 . jpa-00249477

HAL Id: jpa-00249477

<https://hal.science/jpa-00249477>

Submitted on 1 Jan 1996

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.

Étude de l'efficacité des modes de Lamb dans la signature acoustique $V(z)$ d'une couche mince par la théorie de la résonance

Abderrafi Ramdani, Franck Augereau (*) et Gilles Despau

Laboratoire l'Analyse des Interphases et de Nanophysique (**), Case courrier 82,
Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5, France

(Reçu le 1 août 1995, révisé le 30 janvier 1996, accepté le 15 février 1996)

PACS.43.20.+g – General linear acoustics

PACS.43.35.+d – Acoustics properties of thin films

PACS.43.35.+d – Surface waves in liquids and solids

PACS.68.35.Gy – Mechanical and acoustical properties

Résumé. — Les relevés expérimentaux des signatures acoustiques sur des couches minces sont difficiles à interpréter car tous les modes de Lamb générés à différents angles d'incidence vont interférer, ce qui rend impossible toute détermination des paramètres acoustiques de la couche. Il est alors nécessaire de mettre en œuvre une méthode d'analyse rapide afin d'étudier l'influence de chacun des paramètres de la couche sur ces modes afin de déterminer les conditions optimales de mesure. La méthode d'analyse basée sur la détermination de la largeur à mi-hauteur des pics de résonance du pouvoir réflecteur est un moyen original de résolution du problème direct, qui permet de montrer que certains modes sont plus efficaces que d'autres, et donc plus faciles à détecter sur les signatures expérimentales. Grâce aux résultats théoriques obtenus, les fréquences d'observation ont pu être optimisées pour des épaisseurs des plaques d'acier et de verre utilisées dans la partie expérimentale de ce travail. De ces mesures et en utilisant notre modèle de simulation de la signature acoustique, nous avons résolu le problème inverse et ainsi avons pu déterminer les paramètres acoustiques de ces couches.

Abstract. — Experimental acoustic signatures measured on thin films are perturbed by an interference process between the different Lamb waves generated at various incident angular values. This disables the correct determination of the layer's acoustic parameters and for this reason, it is helpful to develop a powerful method to study the influence of each layer parameter on these modes. For this purpose, a technique based on the calculation of the half-height width on resonance peaks of the reflectance power has been elaborated. From these simulations, we may determine which modes will be more efficiently extracted from acoustic signatures for steel and glass films. This result has been confirmed experimentally using ultrasonic frequencies optimized *versus* the sample thicknesses for glass and steel plates. Indeed, from experimental acoustic signatures, we have next been able to retrieve the acoustic parameters of these samples.

1. Introduction

Depuis une vingtaine d'années, la microscopie acoustique a été développée en prenant en compte différents aspects, dont les principaux sont la réalisation d'appareillages de plus en plus performants, une familiarisation aux images acoustiques qui permet une meilleure interprétation des

(*) Auteur auquel doit être adressée la correspondance (e-mail: augereau@lain.univ-montp2.fr)

(**) URA CNRS D1881

structures visualisées, et surtout une modélisation de plus en plus sophistiquée des signatures fournies par le microscope acoustique. Ces appareils peuvent également fonctionner soit à une fréquence donnée lorsqu'on défocalise le capteur par rapport au plan focal, soit à différentes fréquences avec une profondeur fixée de défocalisation du capteur. Ces signatures acoustiques sont reliées à la structure des matériaux analysés, à leurs propriétés élastiques et à leurs morphologies.

Si pour un matériau massif, le problème inverse, c'est-à-dire la détermination des vitesses de propagation des ondes longitudinale et transversale, et par suite les propriétés mécaniques, est relativement facile à traiter, il n'en est pas de même pour une couche déposée sur un substrat massif ou pour une couche immergée dans un liquide.

Dans ce cas, le problème inverse qui consiste à déterminer, soit les épaisseurs des couches, soit leurs densités, ou encore leurs propriétés mécaniques, ou les trois à la fois, devient très complexe, si on veut le résoudre avec des relevés de signatures acoustiques expérimentales $V(z)$, d'autant que certains modes de propagation sont peu efficaces, c'est-à-dire apparaissent plus difficilement que d'autres.

Pour traiter le problème inverse, il est nécessaire de bien comprendre le problème direct et par suite, d'étudier l'influence de chacun des paramètres physiques mis en jeu dans la modélisation de la signature acoustique $V(z)$. L'analyse du problème direct peut être faite par des modèles habituellement utilisés (Sheppard et Wilson [1], Atalar [2]). Si on veut les appliquer au problème inverse, les méthodes de calcul basées sur les modèles pré-cités sont difficiles à mettre en œuvre. Pour cette raison, nous avons adapté et développé une méthode de calcul plus rapide basée sur un formalisme de résonance utilisé pour l'étude de la diffusion en physique nucléaire [3]. À partir de ce nouveau modèle, nous essaierons de mettre en évidence les paramètres, qui sont liés à l'efficacité des modes de Lamb dans la signature acoustique $V(z)$, afin de déterminer pour chaque couche étudiée les conditions optimales de mesure. En utilisant ces informations, des signatures acoustiques seront prélevées sur des plaques de verre et sur des plaques d'acier doux afin de déterminer les vitesses des modes de Lamb présents. Ces mesures serviront à donner un exemple de traitement du problème inverse et à déterminer ainsi les paramètres acoustiques de la couche.

2. Notion d'efficacité de la signature acoustique

Les différents modèles de calcul de la signature acoustique nécessitent la connaissance du pouvoir réflecteur ou coefficient de réflexion des structures en fonction de l'angle d'incidence $R(\theta)$. Le plus utilisé est celui de Sheppard et Wilson [1] :

$$V(z) = \int_0^{\theta_{\max}} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (1)$$

où $\theta_{\max}$ est le demi-angle d'ouverture de la lentille, k_0 est le vecteur d'onde dans le liquide, $P^2(\theta) = \exp(-3,5 \times (50)^2 (\theta/\theta_{\max})^2)$ est la répartition de l'énergie de la fonction pupille de la lentille pour une ouverture maximale de 50° .

Le traitement numérique des signatures expérimentales ou théoriques par Transformée de Fourier Rapide (TFR) permet d'extraire les vitesses des ondes de Lamb $v_{s,a}$ avec la relation :

$$v_{s,a} = \frac{v_1}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{v_1}{2f\Delta z}\right)^2}} \quad (2)$$

où v_1 est la vitesse des ondes acoustiques de compression dans le milieu de couplage et f est la fréquence d'excitation du capteur.

Lorsque ces vitesses sont rapides, la TFR ne permet pas la détermination des valeurs $v_{s,a}$ avec une bonne précision à cause d'un faible nombre de lobes dans la signature.

La méthode de traitement de la signature acoustique par TFR montre que l'énergie des raies correspond à l'efficacité des modes. Cependant, plusieurs solutions permettent d'avoir des raies ayant la même énergie alors que l'amortissement et l'amplitude de la signature acoustique sont très différents.

Une deuxième méthode de traitement appelée "méthode d'analyse directe" est basée sur la décomposition de la signature acoustique par des fonctions mathématiques simples. En effet, Kushibiki [4] a montré que la signature acoustique $V(z)$ peut être décomposée en deux termes :

- une fonction de transfert ou réponse de la lentille : $V_L(z)$,
- une fonction caractéristique du matériau : $V_I(z)$ dont la périodicité spatiale est fonction de la vitesse du mode choisi.

$$V(z) = V_L(z) + V_I(z) \quad (3)$$

où $V_L(z) = A + A_1 \exp(-\alpha_1 z) + A_2 \exp(-\alpha_2 z^2)$ est la fonction de transfert pouvant être obtenue expérimentalement sur un matériau parfaitement réfléchissant (or, Téflon...), et

$$V_I(z) = G \exp(-\beta z) \sin\left(\frac{2\pi}{z_0} z + c\right) \quad (4)$$

correspond au terme de propagation de l'onde de Lamb le plus efficace dans la signature acoustique.

Dans le dernier terme de la fonction $V(z)$, les paramètres G et β correspondent respectivement à l'amplitude du mode de propagation et à son amortissement. Ces paramètres sont liés, soit à la nature du matériau, soit à son état de surface ou encore à sa structure interne, mais surtout ils dépendent de la réémission des ondes de plaque vers le capteur (rayonnement).

3. Théorie des modes de Lamb

Le cas qui nous intéresse est celui pour lequel l'épaisseur d du matériau est de l'ordre de grandeur ou inférieure à la longueur d'onde λ , dans ce cas il y a propagation des modes dispersifs de Lamb symétriques et antisymétriques, dont les vitesses sont respectivement les solutions des équations (5) et (6) déterminées par Viktorov [5] lorsque la plaque est immergée dans un liquide :

$$\begin{cases} (k_s^2 + s_s^2)^2 \coth(q_s d) - 4k_s^2 q_s s_s \coth(s_s d) = i \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{q_s k_T^4}{\sqrt{k_L^2 - k_s^2}} \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} (k_a^2 + s_a^2)^2 \tanh(q_a d) - 4k_a^2 q_a s_a \tanh(s_a d) = i \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{q_a k_T^4}{\sqrt{k_L^2 - k_a^2}} \end{cases} \quad (6)$$

$$\text{dans lesquelles } \begin{cases} k_L = \frac{\omega}{v_L} \\ k_T = \frac{\omega}{v_T} \\ k_{s,a} = \frac{\omega}{v_{s,a}} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} q_{s,a}^2 = k_{s,a}^2 - k_L^2 \\ s_{s,a}^2 = k_{s,a}^2 - k_T^2 \end{cases} \quad (7)$$

ρ_1 et ρ_2 sont respectivement les densités du milieu externe et de la plaque. Les nombres d'ondes k vérifiant cette équation seront notés k_s et k_a .

Fig. 1. — Réflexion et transmission par une plaque immergée entre deux fluides.

[Reflected and transmitted waves in plate immersed between two liquids.]

On utilise les indices (s,a) pour les paramètres k , s , q et v afin d'indiquer qu'ils correspondent aux modes symétriques (s) et/ou antisymétriques (a). Cette notation sera conservée dans la suite de cet article.

On remarque que dans le cas d'une plaque libre, les seconds membres des équations (5) et (6) sont nuls.

Une deuxième méthode de détermination des vitesses de dispersion $v_{s,a}$ consiste à calculer le pouvoir réflecteur R et à trouver les solutions qui annulent son dénominateur. Le modèle de Brekhovskikh [6] est le mieux adapté pour déterminer R en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence des ondes émises vers un empilement de couches sur un substrat massif.

Pour une plaque immergée dans un fluide (Fig. 1), le coefficient de réflexion peut se mettre sous la forme suivante (fluide 1 = fluide 3) :

$$R = \frac{i(M^2 - N^2 + 1)}{2M + i(M^2 - N^2 - 1)} \quad (8)$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} N = \frac{Z_L}{Z_1} \frac{\cos^2 2\gamma}{\sin P} + \frac{Z_T}{Z_1} \frac{\sin^2 2\gamma}{\sin Q} \\ M = \frac{Z_L}{Z_1} \cos^2 2\gamma \cot P + \frac{Z_T}{Z_1} \sin^2 2\gamma \cot Q \end{cases}$$

$$\text{et} \quad \begin{cases} P = \alpha d = k_L d \cos \theta & Z_L = \frac{\rho_2 v_L}{\cos \theta} \\ Q = \beta d = k_T d \cos \gamma & Z_T = \frac{\rho_2 v_T}{\cos \gamma} \end{cases} \quad Z_1 = \frac{\rho_1 v_1}{\cos \theta_1} \quad (9)$$

On peut vérifier aisément que le coefficient de réflexion pour une plaque peut s'écrire

$$R = \frac{\left[\frac{Z_1}{Z_L}(N - M) \right] \left[\frac{Z_1}{Z_L}(N + M) \right] - \left(\frac{Z_1}{Z_L} \right)^2}{\left[\frac{Z_1}{Z_L}(N - M) + i \frac{Z_1}{Z_L} \right] \left[\frac{Z_1}{Z_L}(N + M) - i \frac{Z_1}{Z_L} \right]} \quad (10)$$

Puis, en posant :

$$\begin{cases} C_a = \frac{Z_1}{Z_L}(N - M) \\ C_s = \frac{Z_1}{Z_L}(N + M) \end{cases} \quad (11)$$

et le rapport des impédances

$$\tau = \frac{Z_1}{Z_L} \quad (12)$$

on obtient :

$$R = \frac{C_a C_s - \tau^2}{(C_a + i\tau)(C_s - i\tau)} \quad \text{ou} \quad R = \frac{C_a C_s - \tau^2}{C_a C_s} \left(\frac{1}{C_a + i\tau} + \frac{1}{C_s - i\tau} \right) \quad (13)$$

À l'aide des équations (9), (11) et (12) et en posant : $d = 2d'$, $s = \sqrt{k^2 - k_T^2}$ et $q = \sqrt{k^2 - k_L^2}$, les quantités C_a et C_s deviennent :

$$C_a = \frac{1}{ik_T^4} \left[(s^2 + k^2)^2 \frac{\sinh(qd')}{\cosh(qd')} - 4k^2 s q \frac{\sinh(sd')}{\cosh(sd')} \right] \quad (14)$$

$$C_s = \frac{1}{ik_T^4} \left[(s^2 + k^2)^2 \frac{\cosh(qd')}{\sinh(qd')} - 4k^2 s q \frac{\cosh(sd')}{\sinh(sd')} \right] \quad (15)$$

En affectant à k , q et s les indices "a" (Éq. (14)) et "s" (Éq. (15)), on remarque que les équations :

$$C_s - i\tau = 0 \quad (16)$$

$$\text{et} \quad C_a + i\tau = 0 \quad (17)$$

sont strictement équivalentes aux équations (5) et (6) donnant les modes symétriques et anti-symétriques d'une plaque immergée.

De même, à partir de l'équation (13), on voit que la condition d'annulation du pouvoir réflecteur est :

$$C_a C_s = \tau^2 \quad (18)$$

Pour une plaque peu chargée, où τ est très petit devant 1, c'est-à-dire quand l'impédance acoustique du liquide est très petite devant celle du solide, la condition d'annulation du pouvoir réflecteur (18) et les équations donnant les modes propres de la plaque libre coïncident. Sur les figures 2 et 3 nous donnons un exemple de courbe de dispersion des vitesses en fonction du produit fréquence-épaisseur (fe) pour, respectivement une plaque d'acier et une plaque de verre.

Fig. 2. — Réseau de dispersion des vitesses des modes de Lamb pour l'acier. Traits gras : modes symétriques. Traits fins : modes antisymétriques.

[Velocities of Lamb modes as a function of the product of frequency f and plate thickness e in a steel sample.]

Fig. 3. — Réseau de dispersion des vitesses des modes de Lamb pour le verre. Traits gras : modes symétriques. Traits fins : modes antisymétriques.

[Velocities of Lamb modes as a function of the product of frequency f and plate thickness e in a glass sample.]

4. Formalisme de la résonance angulaire

La théorie de la diffusion résonnante R.S.T. (Resonance Scattering Theory) développée en acoustique par Überall et ses collaborateurs pour des cylindres, puis pour des plaques [3, 7], s'appuie sur les résultats de l'étude de la diffusion en physique nucléaire. Le coefficient de réflexion écrit sous la forme d'une somme de deux termes (Éqs. (13)) présente un caractère résonnant quand les parties réelles de son dénominateur s'annulent, c'est-à-dire quand la fréquence de l'onde incidente coïncide avec une fréquence propre donnée par $C_a = 0$ ou $C_s = 0$, τ étant supposé petit devant 1. On dit que la plaque entre en résonance lorsqu'une onde de Lamb est générée.

Pour une fréquence donnée, C_a et C_s peuvent s'exprimer en fonction de la variable angulaire θ ou $x = \sin \theta$ (θ étant l'angle d'incidence).

On note respectivement x_{m_s} et x_{m_a} les résonances angulaires du m -ième mode symétrique et antisymétrique.

Afin de mettre en évidence le caractère résonnant de $R(\theta)$, on écrit, au voisinage de la résonance angulaire des modes symétriques ou antisymétriques, les développements de C_a et C_s en série de Taylor, soit :

$$C_s(x) = C_s(x_{m_s}) + (x - x_{m_s}) \left(\frac{\partial C_s}{\partial x} \right)_{x=x_{m_s}} + \dots \quad (19)$$

À la résonance angulaire x_{m_s} on a :

$$C_s(x_{m_s}) = 0. \quad (20)$$

De même

$$C_a(x) = C_a(x_{m_a}) + (x - x_{m_a}) \left(\frac{\partial C_a}{\partial x} \right)_{x=x_{m_a}} + \dots \quad (21)$$

$$\text{avec } C_a(x_{m_a}) = 0. \quad (22)$$

En posant :

$$\Gamma_{m_{s,a}} = \frac{2\tau_{s,a}}{\left(\frac{\partial C_{s,a}}{\partial x} \right)_{x=x_{m_{s,a}}}} \quad \text{définie comme largeur à mi-hauteur du mode,} \quad (23)$$

$$\text{avec } \tau_{s,a} = \frac{\rho_1 v_1 \cos \theta}{\rho_2 v_L \cos \theta_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{(v_1/v_L)^2 - x_{m_{s,a}}^2}{1 - x_{m_{s,a}}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_s}{\partial x} = & -4\gamma_x \sin 2\gamma \cos 2\gamma \cot \frac{P}{2} - \frac{P_x \cos^2 2\gamma}{2 \sin^2 \frac{P}{2}} - r^2 \frac{Q_x \sin 2\theta \sin 2\gamma}{2 \sin^2 \frac{Q}{2}} \\ & + 2r^2 (\theta_x \cos 2\theta \sin 2\gamma + \gamma_y \sin 2\theta \cos 2\gamma) \cot \frac{Q}{2} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_a}{\partial x} = & -4\gamma_x \sin 2\gamma \cos 2\gamma \tan \frac{P}{2} + \frac{P_x \cos^2 2\gamma}{2 \cos^2 \frac{P}{2}} + r^2 \frac{Q_x \sin 2\theta \sin 2\gamma}{2 \cos^2 \frac{Q}{2}} \\ & + 2r^2 (\theta_x \cos 2\theta \sin 2\gamma + \gamma_y \sin 2\theta \cos 2\gamma) \tan \frac{Q}{2} \end{aligned} \quad (26)$$

où

$$\begin{cases} \theta_x = ((v_1/v_L)^2 - x_{m_{s,a}}^2)^{-1/2} \\ \gamma_x = ((v_1/v_T)^2 - x_{m_{s,a}}^2)^{-1/2} \\ P_x = kdx_{m_{s,a}}((v_1/v_L)^2 - x_{m_{s,a}}^2)^{-1/2} \\ Q_x = -kdx_{m_{s,a}}((v_1/v_L)^2 - x_{m_{s,a}}^2)^{-1/2} \\ r = \frac{v_L}{v_T} \end{cases} \quad (27)$$

le pouvoir réflecteur donné par l'équation (13) peut s'écrire :

$$R = \left[\frac{1 / \frac{\partial C_s}{\partial x}}{(x - x_{m_s}) - \frac{1}{2}i\Gamma_{m_s}} \frac{C_a C_s - \tau_s^2}{C_a + C_s} + \frac{1 / \frac{\partial C_a}{\partial x}}{(x - x_{m_a}) - \frac{1}{2}i\Gamma_{m_a}} \frac{C_a C_s - \tau_a^2}{C_a + C_s} \right]. \quad (28)$$

En développant les expressions de C_a et C_s données par les équations (19) et (21) on obtient :

$$\begin{aligned} R = & \frac{(1 / \frac{\partial C_s}{\partial x}) \left[(x - x_{m_s}) \frac{\partial C_s}{\partial x} - \frac{\tau_s^2}{C_s} \right]}{(x - x_{m_s}) - \frac{1}{2}i\Gamma_{m_s}} \frac{1}{\left(1 + \frac{C_s}{C_a}\right)_{x=x_{m_s}}} \\ & + \frac{(1 / \frac{\partial C_a}{\partial x}) \left[(x - x_{m_a}) \frac{\partial C_a}{\partial x} - \frac{\tau_a^2}{C_s} \right]}{(x - x_{m_a}) - \frac{1}{2}i\Gamma_{m_a}} \frac{1}{\left(1 + \frac{C_a}{C_s}\right)_{x=x_{m_a}}} \end{aligned} \quad (29)$$

En négligeant les quantités $\left(\frac{C_s}{C_a}\right)_{x=x_{m_s}}$ et $\left(\frac{C_a}{C_s}\right)_{x=x_{m_a}}$ devant 1 pour chacun des modes et en posant :

$$\begin{cases} \tilde{x}_{m_s} = \frac{\frac{1}{2}\Gamma_{m_s}\tau_s}{C_a(x_{m_s})} = \frac{\tau_s^2}{C_a(x_{m_s}) \left(\frac{\partial C_s}{\partial x}\right)_{x=x_{m_s}}} \\ \text{et } \tilde{x}_{m_a} = \frac{\frac{1}{2}\Gamma_{m_a}\tau_a}{C_s(x_{m_a})} = -\frac{\tau_a^2}{C_s(x_{m_a}) \left(\frac{\partial C_a}{\partial x}\right)_{x=x_{m_a}}} \end{cases} \quad (30)$$

Il est possible, en sommant sur tous les modes, de déduire R sous la forme suivante :

$$R = \sum_{m_s} \frac{x - x_{m_s} - \tilde{x}_{m_s}}{x - x_{m_s} - \frac{1}{2}i\Gamma_{m_s}} + \sum_{m_a} \frac{x - x_{m_a} + \tilde{x}_{m_a}}{x - x_{m_a} - \frac{1}{2}i\Gamma_{m_a}} \quad (31)$$

Les quantités $\tilde{x}_{m_s}$ et $\tilde{x}_{m_a}$ deviennent négligeables lorsque $\tau_{s,a}$ est petit devant 1. Les zéros annulant le pouvoir réflecteur R et les pôles annulant son dénominateur sont donnés par :

$$x_{\text{zéro}} = x_{m_{s,a}} \pm \tilde{x}_{m_{s,a}} \quad (32)$$

$$x_{\text{pôle}} = x_{m_{s,a}} + \frac{1}{2}i\Gamma_{m_{s,a}} \quad (33)$$

Le formalisme de la résonance appliquée sur $R(\theta)$ (Éq. (29) et (31)) a donné des résultats en parfaite concordance avec les relations exactes de $R(\theta)$ donnée par Brekhovskikh [6].

Ceci reste valable dans la mesure où les modes sont relativement éloignés (Figs. 4a et b). Dans le cas contraire, un phénomène d'interférences entre les modes voisins se produit mais le formalisme de la résonance n'en tient pas compte (Figs. 5a et b) [8].

Fig. 4. — Comparaison du pouvoir réflecteur exact (Modèle de Brekhovskikh) a) et de la superposition des pouvoirs réflecteurs autour des résonances a_0 et s_0 b), pour une plaque d'acier d'épaisseur $15 \mu\text{m}$ à une fréquence de 100 MHz.

[Comparison between the reflectance power calculated from the Brekhovskikh's model (Curve a) and the superposition of reflectance powers around the resonance points a_0 and s_0 (Curve b) in the case of a $15 \mu\text{m}$ thick plate of steel at 100 MHz.]

On vient de voir que pour tous les modes contenus dans le pouvoir réflecteur, et par suite dans la signature acoustique, on a une expression du coefficient de réflexion qui est fonction de leur largeur à mi-hauteur $\Gamma_{m,a}$. Dans les relations (23) et (24) on a pu séparer deux paramètres qui influencent l'efficacité de la signature acoustique, il s'agit :

- 1) du rapport d'impédance $\tau_{s,a}$ qui est fonction des rapports des densités liquide/matériau. Ainsi dans une plaque libre on retrouve le même phénomène que celui observé sur un matériau massif [9],

- 2) du facteur
$$\frac{[(v_1/v_L)^2 - x_{m,a}^2]/(1 - x_{s,a}^2)]^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\partial C_{s,a}}{\partial x}\right)_{x=x_{s,a}}}$$
 qui dépend de la position du mode sur le

réseau de dispersion. Cette position est fonction de la vitesse de propagation des modes, du produit fe et de la nature du matériau.

Ainsi, on a des expressions directement liées aux paramètres mécaniques de la couche qui vont nous permettre de voir comment ils interviennent sur la signature acoustique et notamment sur son efficacité.

Fig. 5. — Comparaison du pouvoir réflecteur exact (Modèle de Brekhovskikh) a) et de la superposition des pouvoirs réflecteurs autour des résonances a_1 et s_1 b), pour une plaque de verre d'épaisseur $35 \mu\text{m}$ à une fréquence de 100 MHz.

[Comparison between the reflectance power calculated from the Brekhovskikh's model (Curve a) and the superposition of reflectance powers around the resonance points a_1 and s_1 (Curve b) in the case of a $35 \mu\text{m}$ thick plate of glass at 100 MHz.]

5. Relation entre l'amplitude et la phase

Nous avons vu au paragraphe précédent que les modes de Lamb se manifestent dans le pouvoir réflecteur par un minimum du module et un changement de phase. Le minimum du module est alors caractérisé par sa largeur à mi-hauteur $\Gamma_{m_{s,a}}$, et le changement de phase par sa pente $\tan(\varphi_{s,a})$.

En effet, si nous écrivons le pouvoir réflecteur au voisinage d'une résonance $x_{m_{s,a}}$ de la façon suivante :

$$R_{s,a} = \frac{x - x_{m_{s,a}} - \tilde{x}_{m_{s,a}}}{x - x_{m_{s,a}} - \frac{1}{2}i\Gamma_{m_{s,a}}} = A_{s,a} + iB_{s,a}, \quad (34)$$

nous pouvons ainsi déduire la pente de la phase du pouvoir réflecteur par :

$$\tan(\varphi_{s,a}) = \frac{B_{s,a}}{A_{s,a}} = \frac{\frac{1}{2}\Gamma_{m_{s,a}}}{(x - x_{m_{s,a}})}. \quad (35)$$

Tableau I. — Influence de la variation de la densité du liquide sur la largeur à mi-hauteur, les coefficients G , β et sur l'amplitude du pic de la TFR.

[Influence of the coupling fluid density on the half-height width Γ parameter, the G and β parameters and also on the spectral amplitude of the mode detected by FFT.]

densité du liquide ρ_1 (kg/m ³)	indice correspondant au rapport ρ_1/ρ_2	Largeur à mi-hauteur (degrés)	G Amplitude du mode	β coefficient d'amortissement du mode	Amplitude du pic détecté par TFR
1000	1	0,25	$1,18 \times 10^{-2}$	$-2,14 \times 10^{-3}$	12,7
2500	2	0,68	$2,52 \times 10^{-2}$	$-5,82 \times 10^{-3}$	15,6
4000	3	1,03	$3,75 \times 10^{-2}$	$-8,77 \times 10^{-3}$	15,3
5000	4	1,36	$4,9 \times 10^{-2}$	$-1,41 \times 10^{-2}$	14
8000	5	2,05	$7,1 \times 10^{-2}$	$-1,63 \times 10^{-2}$	11,1
12 000	6	3,36	$1,22 \times 10^{-1}$	$-2,71 \times 10^{-2}$	7,2
13 600	7	3,5	$1,31 \times 10^{-1}$	$-2,97 \times 10^{-2}$	6,8

Nous remarquons ainsi, à partir de l'équation (35), que la pente de la phase est directement proportionnelle à la largeur à mi-hauteur et que, pour $x = x_{m_{s,a}}$, $\tan \varphi_{s,a}$ tend vers l'infini.

Ce résultat est d'une grande utilité car il nous permet par la suite d'utiliser un seul paramètre pour caractériser un mode, à savoir sa largeur à mi-hauteur.

6. Influence de la densité du liquide

Si nous reprenons l'équation (23) nous déduisons immédiatement que la largeur à mi-hauteur $\Gamma_{m_{s,a}}$ est proportionnelle au rapport des densités du liquide sur le solide $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ (cf. Tab. I). Cette propriété est mise en évidence sur la figure 6 où nous avons augmenté la densité du liquide de 1000 kg/m³ (eau) à 13 600 kg/m³ (mercure). Nous remarquons alors une augmentation systématique de la largeur à mi-hauteur (Fig. 6a) ainsi que de la pente de la phase (Fig. 6b) (les indices 1 à 7 de cette Fig. correspondent à ceux du Tab. I).

On constate que cette augmentation de la largeur à mi-hauteur se traduit sur la signature acoustique (Fig. 6c) par une augmentation de l'amplitude des premiers lobes qui diminue très rapidement pour les lobes suivants. L'analyse directe de ces signatures, auxquelles nous avons retranché la réponse de la lentille, montre que le facteur G ainsi que le coefficient d'amortissement β varient dans le même sens que la largeur à mi-hauteur (voir Fig. 7).

7. Influence des paramètres acoustiques v_L et v_T

1) Dans l'équation (23) on déduit que la largeur à mi-hauteur $\Gamma_{m_{s,a}}$ s'annule pour $x_{m_{s,a}} = \sin \theta_{m_{s,a}} = \frac{v_1}{v_{s,a}} = \frac{v_1}{v_L}$, c'est-à-dire $v_{s,a} = v_L$. La largeur à mi-hauteur est donc minimale lorsque la vitesse de phase est égale à la vitesse longitudinale v_L de la couche.

2) Nous pouvons remarquer à travers les courbes de dispersion des modes de Lamb de l'acier et du verre données sur les figures 2 et 3, que les modes symétriques ne se coupent pas entre eux, il en est de même pour les modes antisymétriques. Cependant, un mode symétrique peut croiser un mode antisymétrique. Ceci devient plus fréquent lorsque l'ordre m des modes s_m et a_m augmente.

Fig. 6. — Pouvoir réflecteur (a) amplitude et b) phase) et signature acoustique c) du mode s_1 pour une plaque d'acier d'épaisseur $65\ \mu\text{m}$ à une fréquence de 100 MHz à différentes valeurs de densité du liquide.

[Reflectance power (a) amplitude, b) phase) and corresponding acoustic signature c) for s_1 mode for a $65\ \mu\text{m}$ thick plate of steel at 100 MHz for coupling fluids with different densities.]

Fig. 6. — (Suite.)

Par ailleurs, nous constatons aussi que le nombre de croisement des modes n'est pas le même pour tous les matériaux. Ainsi, les deux modes d'ordre 1, a_1 et s_1 , se croisent en deux points pour le verre, alors qu'ils ne se croisent pas pour l'acier. Le seul paramètre qui a varié entre ces deux matériaux est le rapport de la vitesse longitudinale v_L sur la vitesse transversale v_T . Pour simplifier l'écriture, on pose : $\frac{v_L}{v_T} = \zeta$. Nous avons étudié alors le lien probable entre le croisement des modes a_1 et s_1 et les valeurs de la largeur à mi-hauteur en fonction de ζ . Ainsi, nous avons montré que pour les matériaux dont le rapport ζ est de 1,76, les modes a_1 et s_1 se croisent en un seul point, tandis que pour ζ supérieur à 1,76 (acier), on n'a pas de points de croisement et qu'il en existe deux pour ζ inférieur à 1,76 (verre). Ce résultat permet d'établir de manière théorique une corrélation directe entre le rapport ζ et le croisement d'un mode

Fig. 7. — Variation des paramètres G et β en fonction de la largeur à mi-hauteur.

[Variation of β and G parameters as a function of the half-height width parameter Γ .]

symétrique et d'un mode anti-symétrique de même ordre, ce qui est d'une grande utilité pour l'identification des modes dans la signature acoustique expérimentale.

Lors de cette étude théorique, nous avons remarqué aussi que pour tous les modes étudiés, la largeur à mi-hauteur augmente de façon quasi-linéaire lorsque ce rapport ζ augmente. Ainsi, pour le mode s_1 , Γ_{s_1} augmente linéairement, tandis que cette caractéristique présente un accident pour le mode a_1 à la valeur de ζ égale à 1,76 précédemment calculée (Fig. 8). La largeur à mi-hauteur est donc elle aussi sensible au croisement des modes.

8. Influence de la position du mode de Lamb dans le réseau de dispersion sur la largeur à mi-hauteur

Cette influence se traduit mathématiquement (Éq. (23)) par l'intermédiaire du facteur

$$\frac{\left(\frac{(v_1/v_L)^2 - x_{m_{s,a}}^2}{1 - x_{m_{s,a}}^2} \right)^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\partial C_{s,a}}{\partial x} \right)_{x=x_{m_{s,a}}}}$$

Sur la figure 9 nous avons tracé pour l'acier, dans le cas de la résonance angulaire, la largeur à mi-hauteur $\Gamma_{m_{s,a}}$ pour les premiers modes a_0 et s_0 en fonction du produit fe .

Pour le mode a_0 , Γ_{a_0} diminue constamment et passe par un minimum pour se stabiliser ensuite à une valeur constante.

Pour le mode s_0 , Γ_{s_0} passe par un maximum et tend vers la valeur d'asymptote de Γ_{a_0} .

Nous avons aussi suivi l'évolution de la largeur à mi-hauteur pour les modes supérieurs (a_1 , s_1 , ...) pour l'acier ; celle-ci passe par un maximum puis tend vers zéro lorsque fe augmente (Fig. 10).

Fig. 8. — Largeur à mi-hauteur pour les modes a_1 et s_1 en fonction du rapport $\frac{v_L}{v_T}$ du matériau.

[Half-height width for a_1 and s_1 modes as a function of the $\frac{v_L}{v_T}$ ratio of the sample.]

Fig. 9. — Largeur à mi-hauteur pour les modes a_0 et s_0 sur le réseau de dispersion en fonction du produit fe .

[Half-height width for a_0 and s_0 modes superposed on the corresponding curves of the velocity *versus* the product of frequency f and thickness e .]

Fig. 10. — Largeurs à mi-hauteurs et courbes de dispersion pour les modes a) a_1 et b) s_1 en fonction du produit fe .

[Half-height width for a_1 (Curve a) and s_1 (Curve b) modes superposed on the corresponding curves of the velocity *versus* the product of frequency f and thickness e .]

9. Étude de l'efficacité des modes de Lamb dans la signature acoustique en fonction de leurs positions sur le réseau de dispersion

Nous venons de voir que la largeur à mi-hauteur du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ des modes évolue en fonction du produit fe . Il est intéressant de suivre les conséquences de cette évolution sur la signature acoustique. Pour cela, nous avons étudié les modes s_0 et s_1 en différentes régions du réseau de dispersion correspondant à différentes largeurs à mi-hauteur des pics du module de $R(\theta)$, ou à des pentes plus ou moins importantes de son changement de phase.

9.1. ÉTUDE DU MODE s_0 . — Nous avons partagé la courbe de dispersion du mode s_0 en trois zones et avons calculé les pouvoirs réflecteurs et les largeurs à mi-hauteur autour des points a, b et c du mode s_0 de ce réseau (Fig. 9).

Fig. 11. — Amplitude du pouvoir réflecteur pour le mode s_0 aux épaisseurs de a) 15 μm , b) 25 μm et c) 35 μm à une fréquence de 100 MHz.

[Amplitude of the reflectance power for the s_0 mode for various plate thicknesses at 100 MHz: 15 μm (Curve a), 25 μm (Curve b) and 35 μm (Curve c).]

On peut distinguer :

- 1) Une première région (point a) où la vitesse du mode est presque constante. Ceci correspond à une faible largeur à mi-hauteur (Fig. 11-point a).
- 2) Une deuxième région (point b) correspondant au maximum de la largeur à mi-hauteur et où la vitesse de dispersion diminue avec une forte pente (Fig. 11-point b).
- 3) Une troisième région (point c) où la vitesse du mode tend vers celle de Rayleigh et où la valeur de la largeur à mi-hauteur est comprise entre celles des deux autres régions.

Les signatures acoustiques calculées à partir des pouvoirs réflecteurs simulés dans chacune des zones, auxquelles nous avons retranché la réponse de la lentille, sont données sur la figure 12. Comme nous l'avions prévu, l'efficacité des modes croît avec la largeur à mi-hauteur ou avec la pente de la phase (Tab. II). Ainsi, pour le point b, nous obtenons une signature plus efficace que pour les deux autres points.

9.2. ÉTUDE DU MODE s_1 . — Sur la figure 10b donnant la variation de la largeur à mi-hauteur de l'amplitude du mode s_1 , nous distinguons quatre régions :

- 1) une première région (point a) correspondant à la création du mode, où sa vitesse diminue fortement en fonction de fe . La relation (23) montre que la largeur à mi-hauteur Γ_{s_1} présente également une forte décroissance ;
- 2) une deuxième région (point b) où la largeur à mi-hauteur est minimale. Nous sommes au voisinage du premier point d'inflexion et la vitesse est voisine de v_L ;

Fig. 12. — Signatures acoustiques calculées, du mode s_0 aux épaisseurs de a) $15\ \mu\text{m}$, b) $25\ \mu\text{m}$ et c) $35\ \mu\text{m}$ à une fréquence de 100 MHz.

[Acoustic signatures calculated for the s_0 mode for various plate thicknesses at 100 MHz: $15\ \mu\text{m}$ (Curve a), $25\ \mu\text{m}$ (Curve b) and $35\ \mu\text{m}$ (Curve c).]

- 3) une troisième région (point c) où la largeur à mi-hauteur est maximale. La vitesse du mode s_1 est très voisine de la vitesse $v_T\sqrt{2}$;
- 4) une quatrième région (point d) où la largeur à mi-hauteur diminue et la vitesse du mode tend asymptotiquement vers v_T .

Nous avons calculé le pouvoir réflecteur autour des points b, c et d du mode s_1 du réseau de dispersion. Les amplitudes des différents coefficients de réflexion sont données sur la figure 13. Les signatures acoustiques correspondantes sont représentées sur la figure 14.

Tableau II. — Variation des coefficients G et β du mode s_0 en fonction de sa position sur le réseau de dispersion.

[Variation of G and β parameters for mode s_0 versus the position on the corresponding curve of velocity versus the product of frequency and thickness.]

	fe (MHz mm)	$\theta_{\min}$ (degrés)	V_{s_0} (m/s)	Γ_{s_0} (degrés)	β	G
point a	1500	17,19	5076	0,13	$-1,5 \times 10^{-3}$	$5,96 \times 10^{-3}$
point b	2500	23,61	3749	1,04	$-1,85 \times 10^{-2}$	7×10^{-2}
point c	3500	29,39	3061	0,71	$-1,28 \times 10^{-2}$	3×10^{-2}

Fig. 13. — Amplitude du pouvoir réflecteur pour le mode s_1 aux épaisseurs de b) $45 \mu\text{m}$, c) $65 \mu\text{m}$ et d) $90 \mu\text{m}$ à une fréquence de 100 MHz.

[Amplitude of the reflectance power for the s_1 mode for various plate thicknesses at 100 MHz: $45 \mu\text{m}$ (Curve a), $65 \mu\text{m}$ (Curve b) and $90 \mu\text{m}$ (Curve c).]

Comme pour le cas précédent, l'efficacité des modes augmente avec la largeur à mi-hauteur. C'est ainsi qu'au point c, nous avons le maximum d'efficacité alors qu'au point b, elle devient minimale.

Ce résultat est également confirmé par la détermination de l'atténuation β et de l'amplitude G calculées à partir de l'analyse directe de la signature acoustique (Tab. III).

9.3. CHOIX DE LA FRÉQUENCE ET DE L'ÉPAISSEUR DES ÉCHANTILLONS EN FONCTION DE L'APPAREILLAGE. — D'après cette étude sur l'efficacité des différents modes sur le réseau de dispersion d'une plaque d'acier, nous pouvons partager le domaine du produit fréquence-

Fig. 14. — Signatures acoustiques calculées, du mode s_1 aux épaisseurs de b) $45\ \mu\text{m}$, c) $65\ \mu\text{m}$ et d) $90\ \mu\text{m}$ à une fréquence de 100 MHz.

[Acoustic signatures calculated for the s_1 mode for various plate thicknesses at 100 MHz: $45\ \mu\text{m}$ (Curve a), $65\ \mu\text{m}$ (Curve b) and $90\ \mu\text{m}$ (Curve c).]

épaisseur en quatre régions distinctes :

- dans la zone où : $1000 < fe < 2000\ \text{Hz m}$, le mode a_0 est le plus efficace de même pour :
- $2000\ \text{Hz m} < fe < 4000\ \text{Hz m}$: le mode s_0 est le plus efficace,
- $4000\ \text{Hz m} < fe < 6000\ \text{Hz m}$: le mode a_1 est le plus efficace,
- $6000\ \text{Hz m} < fe < 8000\ \text{Hz m}$: le mode s_1 est le plus efficace.

De l'analyse de ces résultats, on voit que l'on peut procéder de deux façons différentes suivant les épaisseurs des échantillons ou les fréquences de résonance des capteurs du microscope

acoustique à notre disposition :

1) Nous avons une seule valeur d'épaisseur, c'est-à-dire, un seul échantillon, mais nous pouvons utiliser le microscope acoustique à plusieurs fréquences. Si notre plaque d'acier fait par exemple 50 μm , le maximum d'efficacité est obtenu pour :

- le mode a_0 à une fréquence de 20 MHz
- le mode s_0 à une fréquence de 50 MHz
- le mode a_1 à une fréquence de 90 MHz
- le mode s_1 à une fréquence de 130 MHz.

Nous pouvons ainsi, en choisissant la fréquence de travail, détecter le mode qui nous intéresse avec le maximum d'efficacité.

2) Le deuxième cas correspond aux conditions suivantes : le microscope fonctionne à une seule fréquence (capteur avec une faible bande passante), et notre matériau à analyser est disponible en plusieurs épaisseurs.

Par exemple, pour une fréquence de 50 MHz, l'efficacité des modes a_0 , s_0 , a_1 et s_1 est maximale respectivement pour les épaisseurs 20 μm , 50 μm , 90 μm et 130 μm .

Il est possible de choisir l'épaisseur convenable pour détecter avec le maximum d'efficacité, le mode qui nous intéresse.

10. Résultats expérimentaux

L'étude précédente sur l'acier a montré sur le réseau de dispersion que le mode s_0 est le plus efficace entre les valeurs 2000 Hz m et 4000 Hz m du produit fe , alors que le mode a_1 l'est entre 4000 et 6000 Hz m. Ainsi, dans les relevés des signatures acoustiques avec un microscope fonctionnant à 50 MHz, le mode s_0 est le plus efficace pour des épaisseurs comprises entre 50 et 70 μm , par contre le mode a_1 l'est pour une épaisseur voisine de 75 μm . Cependant, ces deux modes conservent une efficacité suffisante pour toutes les épaisseurs comprises entre 50 et 80 μm , ce qui permet de les détecter dans toutes les signatures acoustiques expérimentales.

Par ailleurs, le mode s_1 n'est détecté dans aucune de ces signatures, car il n'est efficace qu'à partir d'une épaisseur de 110 μm . En ce qui concerne le mode a_0 , qui théoriquement n'est efficace qu'entre 1000 et 2000 Hz m, il n'est détecté que pour des épaisseurs de l'ordre de 50 μm .

Ainsi, l'étude théorique de la largeur à mi-hauteur Γ , nous permet de prévoir et de déterminer dans un premier temps, pour chacun des modes, ceux qui peuvent être détectés dans la signature acoustique théorique afin d'optimiser les conditions de mesures et faciliter la détection des modes sur les relevés expérimentaux des signatures acoustiques.

Tableau III. — Variation des coefficients G et β du mode s_1 en fonction de sa position sur le réseau de dispersion.

[Variation of G and β parameters for mode s_1 versus the position on the corresponding curve of the velocity versus the product of frequency and thickness.]

	fe (MHz mm)	$\theta_{\min}$ (degrés)	V_{s_1} (m/s)	Γ_{s_1} (degrés)	β	G
point b	4500	15,47	5625	0,04	-1×10^{-3}	3×10^{-3}
point c	6500	19,76	4438	0,25	$-2,1 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-2}$
point d	9000	24,98	3553	0,13	$-1,5 \times 10^{-3}$	6×10^{-3}

Fig. 15. — Confrontation des résultats théoriques (—) et expérimentaux (+) sur le réseau de dispersion de Lamb pour l'acier à la fréquence de 54 MHz.

[Superposition of experimental points (+) and theoretical curves (—) of Lamb modes velocity *versus* the product of frequency and thickness calculated with the fitted simulation parameters for a plate of steel at 54 MHz.]

Tableau IV. — Valeurs des vitesses des modes calculées par TFR à partir des relevés de signatures expérimentales et les valeurs correspondantes à partir du réseau de dispersion (V_{mode}) après ajustement.

[Comparison for different Lamb modes between the velocity extracted by FFT from experimental signatures and those calculated (V_{mode}) from the fitted parameters V_L and V_T .]

Épaisseur (μm)	Vitesse du mode a_1 (m/s)		Vitesse du mode s_0 (m/s)		Vitesse du mode a_0 (m/s)	
	TFR	V_{mode}	TFR	V_{mode}	TFR	V_{mode}
50	6351	6314	3474	3472	2727	2749
60	5504	5537	2939	3114		
70	4877	5011	2942	3006		
75	4690	4686	2945	2971		
80	4500	4472	2956	2954		

Étant placé dans les conditions optimales de mesure des modes de Lamb pour une plaque d'acier de 50 μm d'épaisseur, nous avons identifié les modes de propagation présents dans les $V(z)$ expérimentaux. Ensuite, nous avons cherché à résoudre le problème inverse c'est à dire la recherche des vitesses des ondes longitudinale et transversale se propageant dans cette plaque. Cette détermination s'effectue dans un premier temps à partir de la simulation de la signature acoustique de la plaque par le modèle de Sheppard et Wilson [1] et en prenant pour les paramètres v_L , v_T et ρ des valeurs approximatives issues de la littérature. Par TFR, on détermine alors les modes présents dans cette signature acoustique simulée pour les comparer avec

Fig. 16. — Signatures acoustiques expérimentales d'une plaque de verre d'épaisseur 60 μm a) et d'une plaque d'acier d'épaisseur 70 μm b) à la fréquence de 54 MHz.

[Experimental acoustic signatures at 54 MHz for a 60 μm thick plate of glass (Curve a) and for a 70 μm thick plate of steel (Curve b).]

les vitesses des modes extraits des mesures expérimentales. De là un programme informatique ajuste par approximations successives les paramètres de simulation de la couche jusqu'à ce que les vitesses théoriques et expérimentales des modes coïncident (Fig. 15).

Ce travail a été répété pour 5 lames d'acier, dont les épaisseurs sont comprises entre 50 et 80 μm . De l'ensemble des mesures expérimentales, on a déterminé les paramètres recherchés : $v_L = 5940 \pm 25$ m/s et $v_T = 3100 \pm 20$ m/s. Ces valeurs ont été vérifiées à l'aide d'un microscope fonctionnant à haute fréquence (600 MHz) qui permet de caractériser la vitesse de Rayleigh

Fig. 17. — Confrontation des résultats théoriques (—) et expérimentaux (+) sur le réseau de dispersion de Lamb pour le verre à la fréquence de 54 MHz.

[Superposition of experimental points (+) on the curves of Lamb modes velocity *versus* the product of frequency and thickness calculated with the fitted simulation parameters for a plate of steel at 54 MHz.]

soit 2881 m/s. À partir de v_L et v_T ajustées précédemment à 54 MHz, la valeur calculée est de 2873 m/s. Le tableau IV permet de comparer les vitesses expérimentales des modes de Lamb avec celles obtenues théoriquement en injectant dans le modèle les paramètres ajustés de la couche.

Des résultats semblables ont été obtenus sur des plaques de verre pour lesquelles la précision des mesures est plus satisfaisante, car le matériau étant plus homogène, les relevés des signatures sont plus contrastés (Figs. 16a,b et Fig. 17).

Conclusion

Avec ces résultats, on a démontré que l'on peut déterminer, de façon non destructive et très locale, les propriétés mécaniques d'une couche ou d'une plaque très mince dont l'épaisseur peut aller de la fraction d'un millimètre jusqu'à quelques micromètres, lorsque les mesures sont faites aux fréquences adaptées. La principale difficulté étant très souvent liée à l'identification des modes de Lamb dans la signature acoustique, il était nécessaire de trouver une méthode de reconnaissance liée à leur efficacité. Le formalisme de résonance angulaire utilisé dans ce travail apporte une aide importante pour résoudre ce problème ainsi que le problème inverse, à savoir, caractériser les propriétés mécaniques de plaques et couches minces par signature acoustique.

Bibliographie

- [1] Sheppard C. J. R. et Wilson T., Effects of high angles convergence on $V(z)$ in the scanning acoustique microscope, *Appl. Phys. Lett.* **38** (1981) 858-859.
- [2] Atalar A., A physical model for acoustic signatures. *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 8237-8239.

- [3] Fiorito R., Madigosky W. et Überall H., Resonance theory of acoustic waves interacting with an elastic plate, *J. Acoust. Soc. Am.* **66** (1979) 1857-1866.
- [4] Kushibiki J., Okhubo A. et Chubachi N., Theoretical analysis for $V(z)$ curves obtained by acoustic microscope with line focus beam, *Electron. Lett.* **18** (1982) 663.
- [5] Viktorov I. A., Rayleigh and Lamb waves (Plenum Press, New York, 1967).
- [6] Brekhovskikh L. M., Waves in layered media (Academic Press, 1980).
- [7] Fiorito R., Madigosky W. et Überall H., Theory of ultrasonic resonance in a viscoelastic layer, *J. Acoust. Soc. Am.* **77** (1985) 489-498.
- [8] Madigosky W. et Fiorito R., Modal resonance analysis of acoustic transmission and reflection losses in viscoelastic plates, *J. Acoust. Soc. Am.* **65** (1979) 1105-1115.
- [9] Doghmane A., Hadjoub Z., Alami K., Saurel J. M. et Attal J., Effects of couplant mass loading on the acoustic signature $V(z)$, *J. Acoust. Soc. Am.* **92** (1993) 1545-1550.