
Caractérisation de plaques et de tubes par modes de Lamb à vitesse de groupe nulle

Daniel Royer — Dominique Clorennec — Claire Prada

Laboratoire Ondes et Acoustique, ESPCI
Université Paris 7- CNRS UMR 7587
10 rue Vauquelin, F-75231 Paris Cedex 05
daniel.royer@espci.fr

RÉSUMÉ. Nous décrivons une méthode de caractérisation non destructive de plaques et de tubes. Cette technique, sans contact mécanique, exploite les propriétés spécifiques de certains modes de Lamb au minimum de leur courbe de dispersion $\omega(k)$. En ces points, la vitesse de groupe de ces modes s'annule si bien que l'énergie déposée, par exemple par une impulsion laser, engendre une résonance locale, d'amplitude suffisante pour être détectée optiquement. Après avoir examiné les conditions d'existence de ces modes de Lamb dans le cas d'une plaque isotrope, nous montrons que la technique ultrasons-laser est une méthode très favorable à la génération et à la détection de ces modes. Un ensemble d'expériences permet de démontrer les potentialités de la méthode pour mesurer localement un léger amincissement, caractériser les propriétés élastiques d'un matériau, détecter un décollement et enfin mettre en évidence l'anisotropie du matériau constituant la plaque.

ABSTRACT. A non-contact laser based ultrasonic technique for plate-like structure characterization is presented. The method exploits the resonance at the minimum frequency of a branch of the dispersion curve $\omega(k)$. Since the group velocity of the corresponding Lamb mode vanishes, the energy deposited, for example by a laser pulse, generates a local resonance of the plate, which can be optically detected at the same point. First experiment shows the ability to image a shallow corroded area on the backside of a Duralumin plate. With the same technique we characterize isotropic materials and we investigate the state of adhesive bonds. Lamb mode resonance is strongly attenuated when plates are rigidly bound. Experiments were also carried out on anisotropic plates made of silicon, rolled steel or Duralumin.

MOTS-CLÉS : évaluation non destructive, ultrasons laser, modes de Lamb à vitesse de groupe nulle, propriétés élastiques, corrosion, collage.

KEYWORDS: non destructive evaluation, laser ultrasound, zero group velocity Lamb modes, elastic properties, corrosion, adhesive disbond.

DOI:10.3166/I2M.10.1-2.73-94 © 2010 Lavoisier, Paris

1. Introduction

Les méthodes ultrasonores sont largement répandues dans l'industrie pour contrôler de manière non destructive des matériaux en forme de plaque ou de tube. Le plus souvent, l'inspection est effectuée point par point, par une onde longitudinale ou transversale se propageant dans le volume de la plaque (technique pulse-écho). A plus basse fréquence, une information globale peut être obtenue en mettant en résonance la structure inspectée. Dans le domaine du génie civil, cette méthode « impact-écho » exploite la résonance locale, due au mode de vibration en épaisseur de la plaque. Celle-ci est excitée par un choc ponctuel sur une des faces. Dans tous les cas, les ondes mises en œuvre se propagent perpendiculairement aux parois. Les ondes de Lamb, c'est-à-dire les ondes élastiques guidées par la structure sont une alternative à l'utilisation des ondes de volume. Elles permettent d'inspecter rapidement une grande surface, soit pour détecter des défauts, soit pour déterminer les propriétés mécaniques du matériau. Dans une plaque homogène et isotrope, la propagation de ces ondes est représentée par deux familles de courbes donnant la pulsation ω en fonction du nombre d'onde k (Royer et Dieulesaint, 1999). L'une correspond aux modes symétriques (S_n), l'autre aux modes anti-symétriques (A_n) où n est un entier positif ou nul. Il y a plus d'un demi-siècle, Tolstoy et Udsin (1957) avaient remarqué que la pulsation du mode S_1 passait par un minimum. En ce point particulier de la courbe de dispersion $\omega(k)$, la vitesse de groupe $d\omega/dk$ de ce mode s'annule. Ils avaient aussi prédit qu'une résonance étroite devait être observée à cette fréquence. Pendant de nombreuses années, ces modes, désignés par ZGV (pour *Zero Group Velocity* (Holland et Chimenti, 2003)), sont restés une curiosité. Des études récentes ont permis de mieux comprendre leur origine et ont montré que les techniques sans contact mécanique de génération et de détection par laser, appelées « ultrasons-laser », étaient l'outil privilégié pour les étudier expérimentalement (Germano *et al.*, 2002, Martson, 2003, Ibanescu *et al.*, 2004, Gibson et Popovics, 2005, Prada *et al.*, 2005).

Après avoir rappelé les principales propriétés et les conditions d'existence des modes ZGV, nous décrivons plusieurs applications potentielles dans le domaine de la caractérisation et du contrôle non destructif des matériaux. Les expériences portent sur la détection d'un très faible amincissement, sur la détermination locale des propriétés mécaniques de plaques isotropes, ainsi que sur l'évaluation de la qualité d'un joint de colle entre deux tôles. Le cas des matériaux anisotropes est examiné à la fin de l'article.

2. Modes à vitesse de groupe nulle

Pour représenter les courbes de dispersion des ondes de Lamb, il est judicieux de choisir des coordonnées normalisées à l'épaisseur d de la plaque, telles que le produit fréquence \times épaisseur (fd) et le rapport épaisseur sur longueur d'onde (d/λ). À l'exception des deux modes fondamentaux S_0 et A_0 , la fréquence $f = \omega/2\pi$ tend vers une valeur finie f_c , lorsque k tend vers zéro (Royer et Dieulesaint, 1999). Ces

fréquences de coupure sont proportionnelles soit à la vitesse V_T des ondes transversales :

$$f_c d = p V_T / 2 \quad \text{pour les modes } S_{2n} \text{ et } A_{2m+1} \quad [1]$$

soit à la vitesse V_L des ondes longitudinales :

$$f_c d = p V_L / 2 \quad \text{pour les modes } A_{2n} \text{ et } S_{2m+1} \quad [2]$$

où $p = 2n$ ou $2m + 1$ est l'ordre (pair ou impair) du mode de Lamb.

Sur certaines branches des courbes de dispersion, la fréquence passe par un minimum ; pour cette valeur finie k_0 du nombre d'onde la vitesse de groupe $V_g = d\omega/dk$ s'annule. Sur la figure 1, tracée pour une plaque de Duralumin ($V_L = 6,34$ km/s et $V_T = 3,14$ km/s), il apparaît que c'est le cas pour le premier mode symétrique (S_1) à une fréquence f_0 légèrement inférieure à la fréquence de coupure $f_c = V_L/2d$:

$$f_0 = \beta V_L / 2d \quad \beta < 1, \quad [3]$$

où β est un facteur sans dimension dont la valeur dépend du coefficient de Poisson ν (Sansalone et Carino, 1986, Gibson et Popovics, 2005).

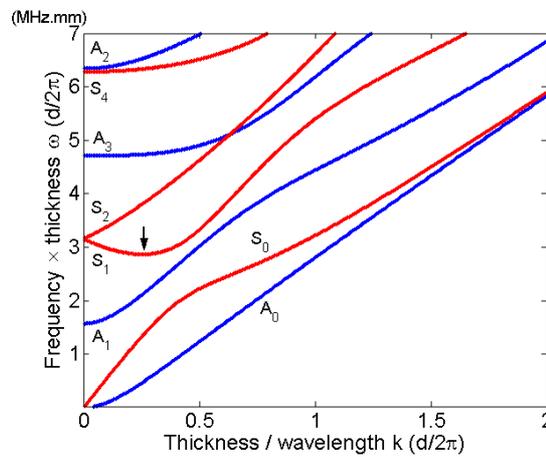


Figure 1. Courbes de dispersion des ondes de Lamb symétriques (modes S) et antisymétriques (modes A) se propageant dans une plaque d'épaisseur d , de Duralumin. La flèche verticale indique le point ZGV

Sur la figure 2, tracée pour une plaque de silice ($V_L = 5,97$ km/s et $V_T = 3,76$ km/s), un autre minimum est observable pour le mode antisymétrique A_3 .

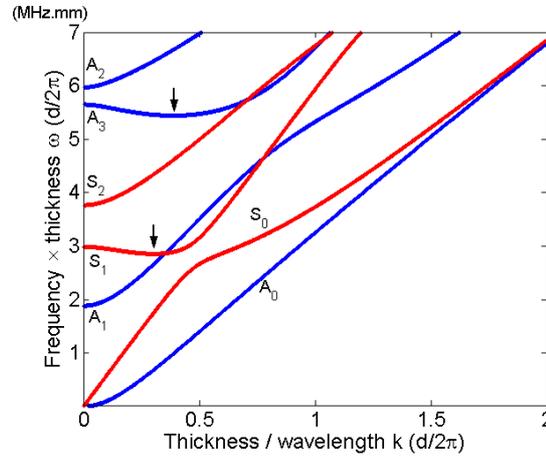


Figure 2. Courbes de dispersion des ondes de Lamb se propageant dans une plaque de silice. Les flèches verticales indiquent les points ZGV

Si on rapporte le produit fréquence \times épaisseur à la vitesse des ondes transversales V_T en considérant la quantité fd/V_T , les fréquences de coupure et les courbes de dispersion ne dépendent plus que du coefficient de Poisson ν du matériau isotrope. À partir de l'équation de Rayleigh-Lamb (Royer et Dieulesaint, 1999), nous avons calculé les passages par zéro de la vitesse de groupe pour les premiers modes de Lamb dans la plage de variation usuelle : $0 \leq \nu < 0,5$. La figure 3 montre les variations des fréquences de coupure et des fréquences ZGV normalisées, en fonction du coefficient de Poisson. Nous constatons que l'existence des modes ZGV est étroitement liée au croisement des fréquences de coupure des modes symétriques et antisymétriques (Prada *et al.*, 2008a). L'existence d'un mode ZGV obéit à plusieurs règles :

- seuls deux modes d'une même famille (symétrique ou antisymétrique) et de parités différentes peuvent engendrer un mode ZGV ;

- la répulsion (ou la courbure du mode) est maximale pour les modes symétriques pairs S_{2n} et impairs S_{2m+1} si :

$$\left(\frac{V_L}{V_T}\right)_S = \frac{2n}{2m+1} \quad [4]$$

- la répulsion (ou la courbure du mode) est maximale pour les modes antisymétriques pairs A_{2n} et impairs A_{2m+1} si :

$$\left(\frac{V_L}{V_T}\right)_A = \frac{2m+1}{2n} \quad [5]$$

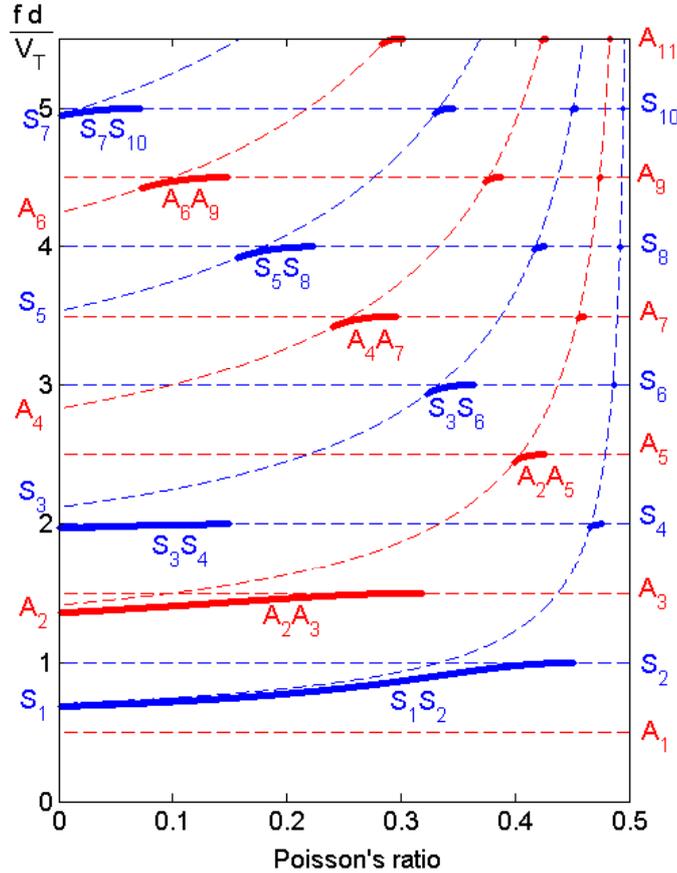


Figure 3. Fréquence normalisée et plage d'existence des modes ZGV en fonction du coefficient de Poisson ν (—), fréquence de coupure des modes de Lamb (---)

Pour mieux comprendre l'origine d'un mode ZGV, par exemple le mode S_5S_8 , nous décrivons sur la figure 4 le comportement des modes S_5 et S_8 en fonction du coefficient de Poisson ν pour une plage de variation allant de 0,13 à 0,20. Pour $\nu = 0,13$ (figure 4a) les modes sont nettement séparés. Pour $\nu = 0,155$ (figure 4b) les modes se couplent légèrement et une répulsion est observable sur la courbe du mode S_5 . Les fréquences de coupure des deux modes coïncident pour la valeur $\nu = 0,179$ (figure 4c) et l'effet de la répulsion sur les courbes de dispersion est très marqué. La courbure de la branche inférieure (mode S_5) est maximale. Cette coïncidence engendre le mode ZGV de manière prononcée. Pour $\nu = 0,20$ (figure 4d), l'ordre des modes est inversé et une forte répulsion subsiste : le mode ZGV existe sur une plage du coefficient de Poisson encadrant la valeur $\nu = 0,179$ correspondant à la coïncidence des fréquences de coupure des modes S_5 et S_8 .

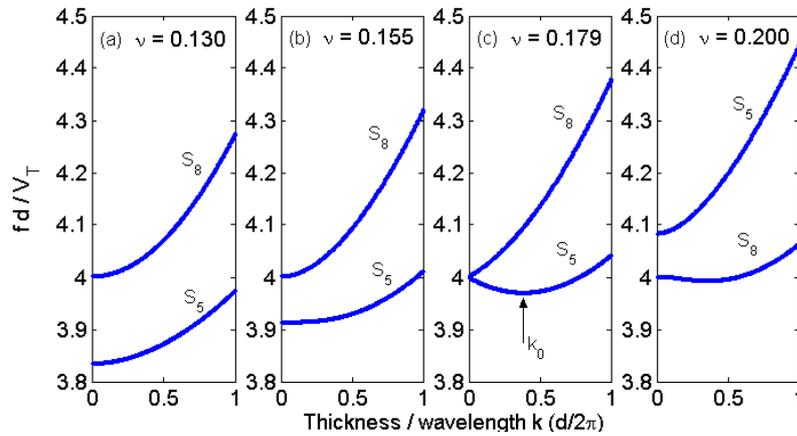


Figure 4. Courbes de dispersion des modes de Lamb S_5 et S_8 pour plusieurs valeurs du coefficient de Poisson : a) séparation des modes, b) faible répulsion des modes, c) répulsion maximale et apparition du point ZGV pour $k = k_0$, d) inversion et forte répulsion des modes

Examinons maintenant comment engendrer et détecter ces modes ZGV, sans contact mécanique, à l'aide des techniques ultrasons laser (Scruby et Drain, 1990).

3. Génération et détection par laser

Dans nos expériences (Clouennec *et al.*, 2006), les modes à vitesse de groupe nulle sont engendrés sans contact mécanique par une impulsion brève, de durée 20 ns, provenant d'un laser (Nd:YAG, $\lambda = 1064$ nm). Compte tenu de la taille du spot (de l'ordre du millimètre) et de l'énergie (quelques mJ) de l'impulsion laser, les ondes de Lamb sont engendrées en régime thermo-élastique c'est-à-dire sans altération de la surface de l'échantillon. Le déplacement mécanique normal à la plaque est mesuré au voisinage de la source par un interféromètre hétérodyne de type Mach-Zehnder (Royer et Dieulesaint, 1986), selon le schéma de la figure 5.

Du fait de la superposition des faisceaux source et détection, l'échauffement de l'air provoqué par l'absorption de l'impulsion laser induit une variation de l'indice optique sur la longueur du faisceau sonde. Ce déphasage sature l'électronique de détection à basse fréquence. En ajoutant un filtre passe-haut (1 MHz), cet effet thermique n'affecte pas la détection de ces modes à des fréquences supérieures. Des simulations numériques ont permis de déterminer les conditions de génération optimales des modes ZGV : le diamètre de la tache laser doit être égal à environ la moitié de la longueur d'onde du mode ZGV (λ_0), soit deux fois l'épaisseur de la plaque (Balogun *et al.*, 2007). Pour un coefficient de Poisson donné, cette condition

d'excitation est valable pour tous les modes ZGV sauf aux limites des plages d'existence.

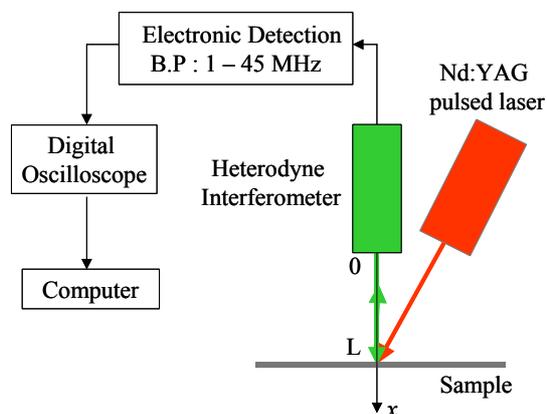


Figure 5. Dispositif expérimental utilisé pour engendrer et détecter sans contact mécanique les modes ZGV

La figure 6a montre un déplacement typique enregistré pendant $100 \mu\text{s}$ après l'impact laser sur une plaque de Duralumin ($\nu = 0,34$), d'épaisseur $d = 0,49 \text{ mm}$ et de dimensions latérales $100 \times 150 \text{ mm}$. Les oscillations de basse fréquence observées pendant les dix premières μs correspondent à l'excitation du mode A_0 . Celles situées entre 45 et $85 \mu\text{s}$ sont dues aux réflexions de ce mode sur les bords de la plaque. Dans l'intervalle, il apparaît une composante de haute fréquence, dont l'origine est révélée par le spectre de la figure 6b. Celui-ci est dominé par une résonance à une fréquence ($5,86 \text{ MHz}$) très proche de la valeur théorique ($5,85 \text{ MHz}$) du minimum de la courbe de dispersion du premier mode de Lamb symétrique S_1 .

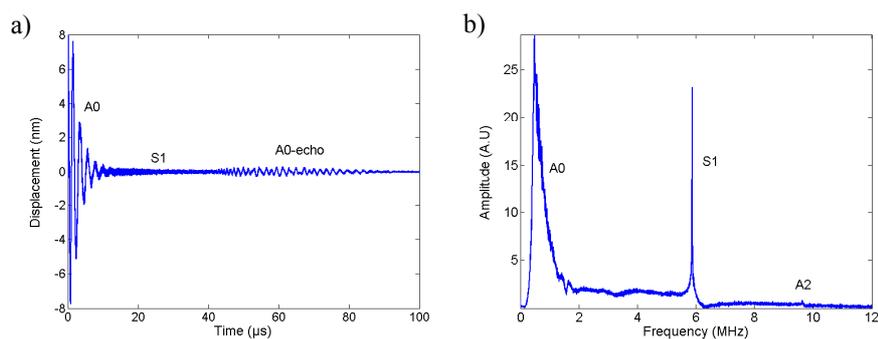


Figure 6. (a) Déplacement normal engendré par une impulsion laser YAG sur une plaque de Duralumin d'épaisseur $0,49 \text{ mm}$ et détecté au même point par un interféromètre optique hétérodyne. (b) Spectre du signal

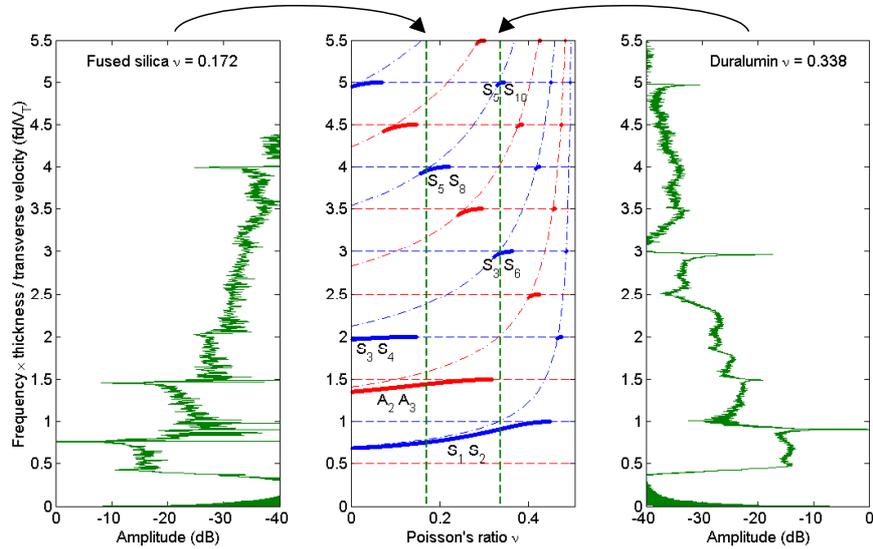


Figure 7. Spectre d'une plaque de silice (à gauche), de Duralumin (à droite). Le diagramme au centre montre que les résonances observées expérimentalement correspondent aux fréquences normalisées des modes ZGV pour chaque valeur du coefficient de Poisson ($\nu = 0,17$ pour la silice et $0,34$ pour le Duralumin)

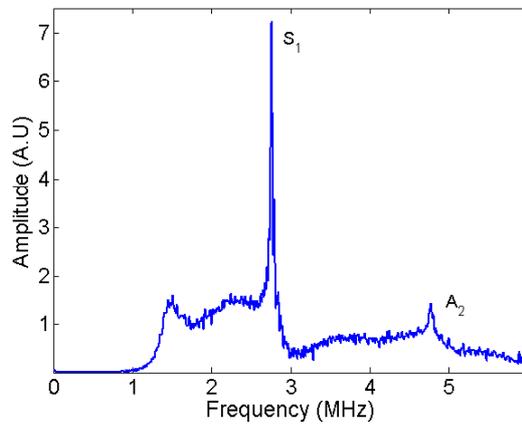


Figure 8. Spectre du signal détecté sur un tube d'acier ($\nu = 0,30$) de diamètre extérieur 20 mm et d'épaisseur 1 mm

En fait, de nombreuses résonances locales sont excitées par un seul impact laser. Nous montrons par exemple les résultats obtenus avec une plaque de Duralumin ($\nu =$

0,34, épaisseur $d = 1,03$ mm) et une plaque de silice ($\nu = 0,17$, épaisseur 1,1 mm). La partie centrale de la figure 7 reproduit les courbes théoriques donnant le minimum de fréquence des modes de Lamb en fonction du coefficient de Poisson. Dans la partie droite, il apparaît que le spectre de vibration de la plaque en Duralumin est dominé par trois résonances, dont les fréquences normalisées, égales à environ 0,9 ; 3 et 5 fd/V_T , correspondent aux intersections de la droite verticale d'abscisse $\nu = 0,34$ avec les courbes des modes ZGV : S_1S_2 , S_3S_6 et S_5S_{10} . De la même manière, le spectre de la plaque en silice (partie gauche de la figure 7) montre également trois résonances à environ 0,8 ; 1,5 et 4 fd/V_T , correspondant aux intersections de la droite verticale d'abscisse $\nu = 0,17$ avec les courbes des modes ZGV : S_1S_2 , A_2A_3 et S_5S_8 . Ces expériences montrent que pour une source laser de dimension finie, le spectre des vibrations locales d'une plaque est entièrement gouverné par les modes de Lamb à vitesse de groupe nulle. En effet, l'énergie communiquée par l'impact laser à ces modes reste piégée sous la source, alors que celle fournie aux autres modes, de vitesse de groupe non nulle (typiquement quelques mm/ μ s) quitte la zone source en une fraction de microseconde.

Les résonances ZGV s'observent aussi lorsque les points source et détection sont situés en vis-à-vis sur les deux faces opposées de la plaque. En diminuant le signal parasite dû à l'échauffement de l'air, cette configuration conduit à un meilleur rapport signal/bruit en basse fréquence, ce qui est intéressant pour des plaques épaisses. En pratique, il peut arriver qu'une seule face de la plaque soit accessible, c'est en particulier le cas des cylindres. Les ondes guidées par la coque d'un tube, caractérisé par le rapport b/a de ses diamètres extérieur et intérieur, sont semblables aux ondes de Lamb lorsque b/a est proche de 1. Les courbes de dispersion, calculées pour un matériau de coefficient de Poisson $\nu = 0,3$, mettent en évidence, pour les modes S_1 et A_2 , un minimum de fréquence pour des valeurs du rapport b/a allant jusqu'à 2. Des expériences menées sur un tube d'acier de diamètre 20 mm et d'épaisseur 1 mm ($b/a = 1,1$) montrent que ces résonances ZGV sont bien détectées (figure 8).

4. Caractérisation d'une plaque isotrope

Dans cette section, nous montrons que l'information provenant des résonances ZGV peut être exploitée pour déterminer les propriétés locales (géométriques ou mécaniques) de la plaque.

4.1. Détection d'une corrosion précoce

Lorsque les pertes dans le matériau sont très petites, comme c'est le cas pour le Duralumin, le coefficient de qualité Q des résonances ZGV est très grand ($Q > 10^3$). Cette propriété peut être exploitée pour mesurer de petites variations locales d'épaisseur à partir du décalage Δf_0 de la fréquence de résonance du mode ZGV :

$$\Delta d = -d_0 \frac{\Delta f_0}{f_0}, \quad [6]$$

La face arrière d'une plaque de Duralumin d'épaisseur $d_0 = 0,5$ mm a été corrodée pendant 30 minutes par une goutte d'une solution d'acide phosphorique diluée dans l'alcool. Compte tenu de la vitesse de corrosion ($0,05 \mu\text{m}/\text{min}$), l'amincissement local attendu est estimé à $1,5 \mu\text{m}$ sur un disque de diamètre 10 mm environ (figure 9a). La fréquence de résonance ZGV du mode S_1S_2 est mesurée avec un pas de $0,2$ mm sur une surface de $15 \times 15 \text{ mm}^2$. La variation d'épaisseur, déduite de la relation (6) et représentée sur la figure 9b, révèle une cuvette circulaire de profondeur maximale $1,5 \mu\text{m}$. La résolution spatiale est de l'ordre de l'épaisseur de la plaque ($0,5$ mm). Ces résultats confirment l'intérêt de cette méthode pour détecter des variations relatives d'épaisseur inférieures à $0,1\%$, dues par exemple à un début de corrosion de la pièce.

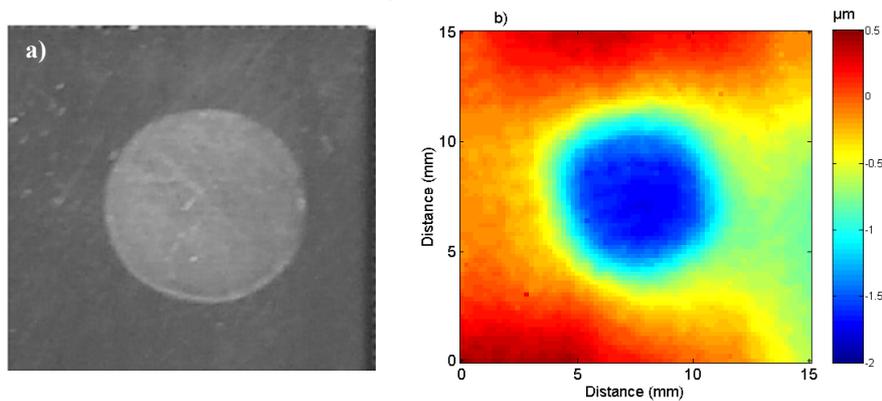


Figure 9. Détection de l'amincissement d'une plaque de Duralumin d'épaisseur $0,5$ mm. (a) Photographie de la zone attaquée chimiquement. (b) Image C-Scan de la variation (en μm) de l'épaisseur de la plaque

4.2. Mesure du coefficient d'atténuation

Comme l'énergie déposée aux fréquences ZGV par l'impulsion laser reste piégée sous la source, les oscillations mécaniques durent très longtemps. La figure 10a montre le signal enregistré pendant 4 ms sur une plaque de Duralumin d'épaisseur $0,49$ mm après excitation par l'impulsion laser de durée 20 ns. Sur la transformée de Fourier nous observons un pic très étroit autour de la résonance à $5,863$ MHz du mode S_1S_2 , avec un facteur de qualité supérieur à 10^4 (figure 10b).

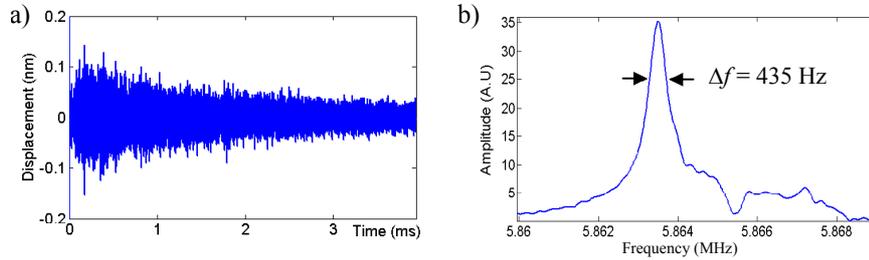


Figure 10. a) Déplacement mécanique mesuré sur une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,49 mm. (b) Spectre du signal enregistré pendant 4 ms

Pour estimer l'atténuation locale du matériau, nous appliquons une transformée de Fourier glissante. Deux effets sont à prendre en compte pour expliquer la décroissance de l'amplitude de la résonance ZGV en fonction du temps :

- le premier provient du terme du second ordre dans le développement de la relation de dispersion $\omega(k)$ au voisinage de la pulsation de résonance ZGV. Son effet se traduit par une décroissance en $1/\sqrt{t}$, qui est significative dans les premières microsecondes du signal ;

- le second, dû à l'atténuation viscoélastique du matériau, se traduit par une décroissance en e^{-at} , où $\tau = 1/a$ est la constante de temps.

Des mesures ont été réalisées sur des plaques de Duralumin, d'acier et de cuivre d'épaisseurs voisines (Prada *et al.*, 2008b). Nous avons estimé la constante de décroissance τ , puis le coefficient d'atténuation α (en Np/m) par la relation :

$$\alpha = \frac{1}{V_0 \tau}, \quad [7]$$

où V_0 est la vitesse de phase du mode ZGV analysé.

Dans le tableau 1, nous donnons les coefficients d'atténuation pour ces différents matériaux. La valeur pour le Duralumin est en bon accord avec celle relevée dans la littérature : $\alpha = 0,7$ dB/m (Haberer *et al.*, 1994).

Matériau	d (mm)	f_0 (MHz)	V_0 (km/s)	τ (μ s)	α (dB/m)
Cuivre	0.45	4.63	8.05	60	18.0
Acier	0.45	6.14	10.5	400	2.1
Duralumin	0.49	5.86	11.2	800	0.9

Tableau 1. Coefficients d'atténuation déduits des résonances ZGV du mode S_1S_2

4.3. Détermination des constantes élastiques

Il apparaît sur la figure 3 que la fréquence de résonance du premier mode ZGV S_1S_2 est légèrement inférieure à la fréquence de coupure ($V_L/2d$) du mode S_1 pour $\nu < 1/3$ et à celle (V_T/d) du mode S_2 pour $\nu > 1/3$:

$$f_1 = \beta_1 \frac{V_L}{2d}, \quad \text{avec } \beta_1 \leq 1 \quad [8]$$

Le facteur β_1 a été introduit dans les standards ASTM pour améliorer la précision des mesures d'épaisseur de plaques en béton par la méthode « Impact-Écho » (Gibson et Popovics, 2005). De la même manière, la fréquence de résonance du mode ZGV A_2A_3 est légèrement inférieure à la fréquence de coupure (V_L/d) du mode A_2 pour $\nu < 0,1$ et inférieure à celle ($3V_T/2d$) du mode A_3 pour $\nu > 0,1$:

$$f_2 = \beta_2 \frac{3V_T}{2d}, \quad \text{avec } \beta_2 \leq 1 \quad [9]$$

L'évolution, en fonction du coefficient de Poisson, des paramètres β_1 et β_2 est représentée sur la figure 11.

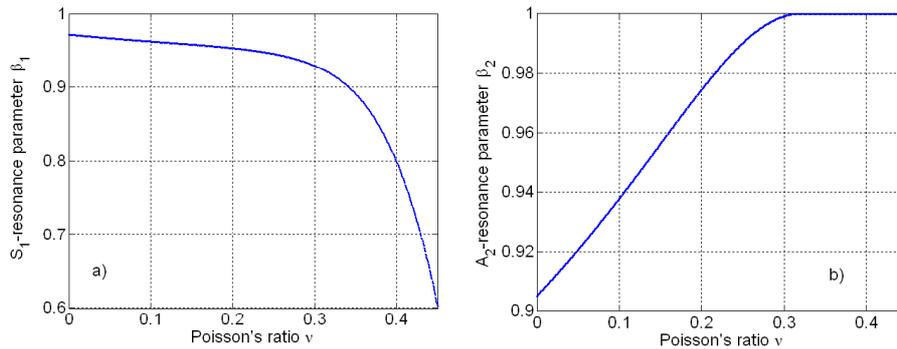


Figure 11. Evolution des paramètres β_1 (a) et β_2 (b) en fonction du coefficient de Poisson

L'épaisseur d de la plaque, souvent connue avec une précision médiocre, s'élimine dans le rapport des deux fréquences de résonance ZGV :

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{3V_T}{V_L} \frac{\beta_2(\nu)}{\beta_1(\nu)} = 3 \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}} \frac{\beta_2(\nu)}{\beta_1(\nu)} \quad [10]$$

Comme ce rapport est une fonction monotone du coefficient de Poisson (figure 12), sa mesure fournit la valeur locale du coefficient de Poisson du matériau, indépendamment de l'épaisseur de la plaque.

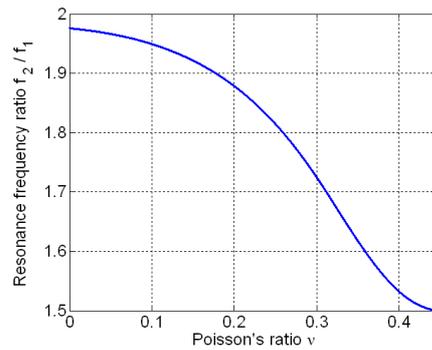


Figure 12. Variation du rapport des deux premières fréquences ZGV en fonction du coefficient de Poisson

Si l'épaisseur de la plaque est connue, nous pouvons déduire les vitesses longitudinale et transversale du matériau à partir des équations [8] et [9]. Une série de mesures a été réalisée sur des plaques de différents matériaux d'épaisseur comprise entre 0,3 et 1,1 mm (Clorennec *et al.*, 2007). Le coefficient de Poisson, les vitesses longitudinale et transversale sont reportés dans la Table 2. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec celles trouvées dans la littérature.

Matériau	ν	β_1	β_2	V_L (m/s)	V_T (m/s)
Cuivre	0.3245	0.9148	1.0000	4 558	2 323
Duralumin	0.3383	0.9036	1.0000	6 370	3 150
Silice	0.1720	0.9560	0.9643	6 005	3 779
Acier	0.2918	0.9327	0.9982	5 946	3 224
Acier Inox	0.2812	0.9367	0.9967	5 635	3 110
Tantale	0.3314	0.9093	1.0000	4 162	2 090
Tungstène	0.2839	0.9357	0.9971	5 395	2 963
Zinc	0.2509	0.9450	0.9903	3 607	2 080

Tableau 2. Coefficient de Poisson, paramètres β , vitesses longitudinale et transversale calculés à partir des deux premières résonances ZGV

5. Plaques collées

Ces dernières années, l'assemblage de pièces par collage s'est répandu, en particulier dans les industries automobile et aéronautique. Par rapport aux autres

techniques de rivetage, de vissage ou de soudure, le collage est plus facile à mettre en œuvre et assure une adhésion continue sur toute la surface, sans modifier les pièces assemblées. Un des éléments limitant le développement de cette technique est l'absence de méthodes fiables et rapides de contrôle non destructif pour mettre en évidence d'éventuels défauts dans le joint de colle.

5.1. Détection d'un décollement

Les résonances ZGV sont très sensibles aux conditions mécaniques aux interfaces. Des expériences ont été menées pour évaluer, par cette méthode sans contact, la qualité d'un collage entre deux plaques (Clorennec *et al.*, 2010). Dans une première expérience, une bulle d'air est emprisonnée dans une couche de résine époxy liant une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,5 mm à une plaque de verre d'épaisseur 2 mm (figure 13a). L'image C-scan (30 x 30 mm²) de la figure 13b montre que la résonance ZGV du mode de Lamb S_1S_2 est très amortie par la présence de la couche d'époxy, d'épaisseur 0,2 mm. Le contraste d'amplitude est important (25 dB).

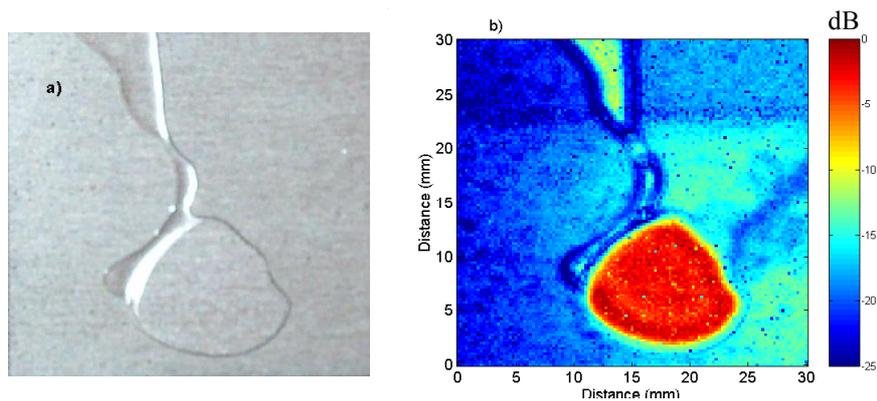


Figure 13. Détection d'un décollement entre une plaque de Duralumin, d'épaisseur 0,5 mm, liée par une couche d'époxy à une plaque de verre d'épaisseur 2 mm. (a) Photographie de la zone décollée, (b) amplitude (en dB) de la résonance ZGV du mode S_1

Nous avons aussi appliqué cette technique à un échantillon de portière d'automobile, formée de deux tôles d'acier d'épaisseur 0,65 mm, collées par une couche d'époxy d'épaisseur 0,3 mm. Un défaut de largeur 4 mm a été créé artificiellement dans le joint de colle. La figure 14 montre une bonne corrélation entre l'image radiographique (a) et l'amplitude de la résonance ZGV du mode de Lamb S_1S_2 (b).

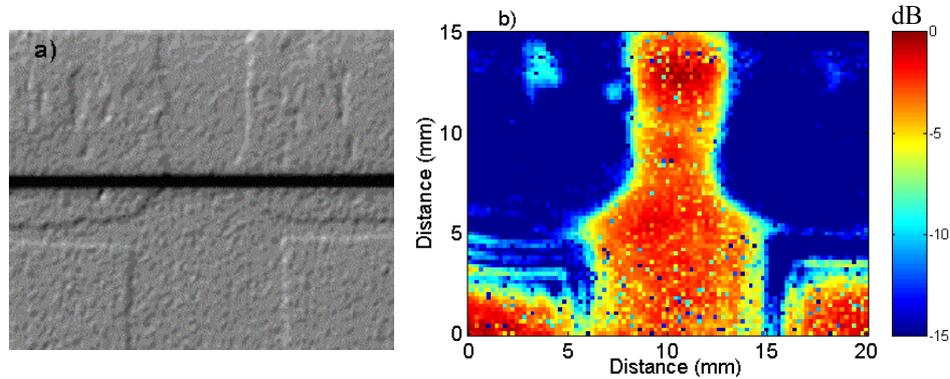


Figure 14. Radiographie d'un joint de colle (a) comparée avec l'image C-Scan (b) de l'amplitude à la fréquence de résonance ZGV du mode S_1

5.2. Plaques assemblées : mise en évidence des modes ZGV

Dans les expériences précédentes, nous avons constaté que lorsque l'épaisseur de colle était importante, la résonance du premier mode ZGV était fortement atténuée. Nous examinons maintenant la présence d'une fine couche de colle (Clorennec *et al.*, 2010). Une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,5 mm est rigidement liée à une plaque de verre d'épaisseur 1,08 mm par une couche de cyanolite. L'épaisseur de colle varie de 0 à 40 μm sur une distance allant de 20 à 75 mm. La figure 15 montre la transformée de Fourier du signal, intégré sur 15 μs , dans la bande de fréquence 0,5-7 MHz.

Pour une distance inférieure à 20 mm, la plaque de Duralumin est libre, seul le premier mode ZGV est observable à la fréquence de 6 MHz. Au-delà de 20 mm, l'épaisseur de colle augmente proportionnellement à la distance. Des résonances supplémentaires voisines de 1,5, 3,5 et 6 MHz sont alors observées (figure 15). Ces fréquences décroissent linéairement avec l'épaisseur de colle. La variation totale de fréquence est de 0,3 MHz.

A l'aide du logiciel « Disperse » (Pavlakovic et Lowe, 2005), nous avons calculé les courbes de dispersion et les vitesses de groupe pour cette structure lorsque l'épaisseur de la couche de colle est égale à 40 μm (figure 16). A basse fréquence, le comportement des six premiers modes (M_1 - M_6) est comparable à celui des trois premiers modes symétriques et antisymétriques d'un milieu homogène d'épaisseur équivalente. Ainsi les courbes de dispersion des modes M_4 et M_6 présentent un minimum à environ 1,5 et 3 MHz ; ces modes ont un comportement similaire à celui des modes S_1 et A_2 dans le cas d'une plaque homogène isotrope. Ces courbes de dispersion mettent également en évidence d'autres modes ZGV à environ 5, 5,8, 6,1 et 6,5 MHz. Toutes les résonances observées expérimentalement dans cette structure (figure 15) sont donc des modes ZGV correspondant à des passages par zéro de la vitesse de groupe (figure 16a).

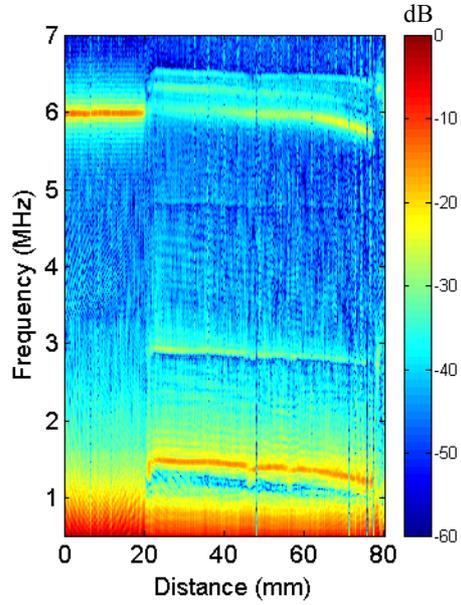


Figure 15. Spectre du déplacement local mesuré sur une structure composée d'une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,5mm et d'une plaque de verre d'épaisseur 1,08 mm rigidement liées par une couche de cyanolite d'épaisseur variable

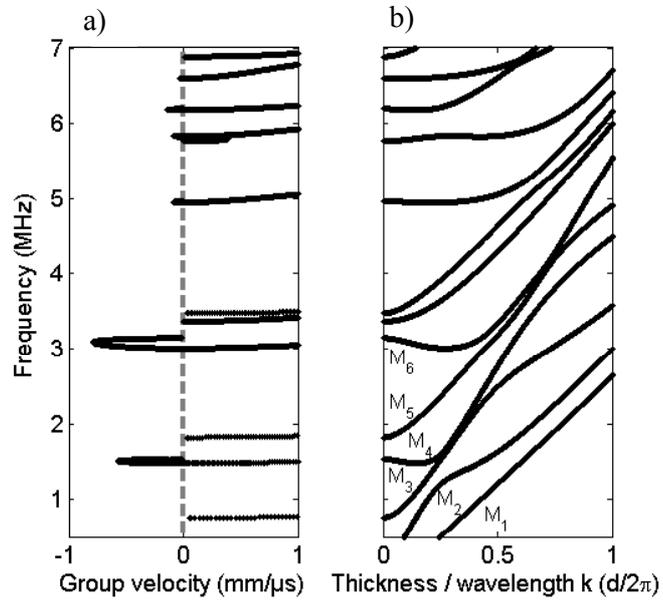


Figure 16. Vitesses de groupe a) et courbes de dispersion b) pour une structure (Duralumin 0,5 mm/ colle 40 μ m/ verre 1,08 mm)

6. Plaque anisotrope

Les expériences précédentes étaient limitées aux cas de matériaux isotropes. A présent, nous analysons le comportement des modes de Lamb et, en particulier, des modes ZGV pour une plaque anisotrope lors d'une excitation et d'une détection par laser (Prada *et al.*, 20 09). Un cristal de silicium de symétrie cubique est caractérisé par ses trois constantes élastiques $c_{11} = 165,6$ GPa, $c_{12} = 63,9$ GPa, $c_{44} = 79,5$ GPa et sa masse volumique $\rho = 2329$ kg/m³. La figure 17 montre les courbes de dispersion d'une plaque de silicium d'épaisseur d coupée selon l'axe $[0\ 0\ 1]$. Ces courbes ont été calculées à l'aide du logiciel « Disperse » pour les directions de propagation $[1\ 0\ 0]$ et $[1\ 1\ 0]$, *i.e.* pour les angles $\varphi = 0^\circ$ et 45° . Pour un angle intermédiaire, les courbes de dispersion se situent entre ces deux limites. Comme dans le cas de la plaque isotrope, un minimum de fréquence apparaît pour les modes S_1 et A_2 . Par contre, les fréquences de résonance ZGV correspondantes dépendent de la direction de propagation.

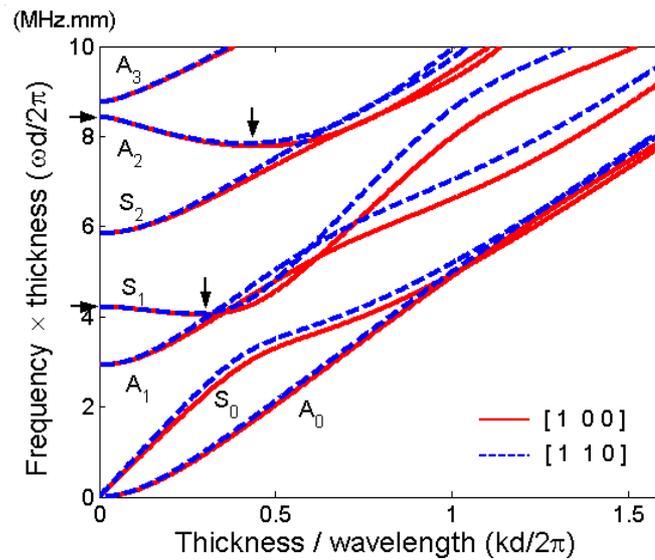


Figure 17. Courbes de dispersion des ondes de Lamb se propageant dans une plaque de silicium d'épaisseur d selon l'axe $[100]$ et selon l'axe $[110]$. Les flèches verticales indiquent les points ZGV. Les flèches horizontales indiquent les fréquences de coupure correspondantes

Avec le même dispositif, des expériences ont été menées sur une plaquette de silicium d'épaisseur $d = 0,525$ mm et de diamètre 125 mm. Le signal temporel (figure 18) montre un battement de fréquences, avec une série de minima et de maxima espacés de $3,3$ μ s.

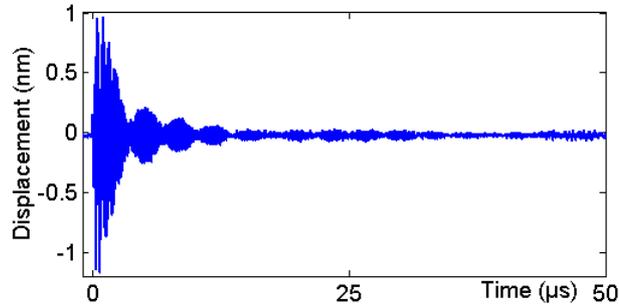


Figure 18. Signal engendré et détecté par ultrasons-laser au même point sur une galette de silicium d'épaisseur $d = 0,525$ mm

La figure 19 montre le spectre d'un signal d'une durée de 28 μ s. Nous détectons les modes de Lamb A_0 , S_1 et A_2 . L'agrandissement autour de la résonance du mode A_2 montre deux pics à 14,83 et 15,95 MHz. Ces fréquences sont les résonances du mode ZGV suivant les deux directions principales. Sur le spectre du mode S_1 calculé à partir d'un signal d'une durée de 300 μ s, trois résonances sont observées. Les deux premières à 7,71 et 7,76 MHz correspondent aux modes ZGV pour les deux directions principales ($\varphi = 0^\circ$ et 45°), la troisième, à 8,03 MHz, est la résonance d'épaisseur. Dans les expériences précédentes, sur des échantillons métalliques, nous n'avons jamais détecté cette résonance d'épaisseur. Le silicium étant transparent à la longueur d'onde du laser d'excitation, la génération s'effectue sur la face arrière non polie de la plaque. Ces conditions sont favorables à la génération d'ondes longitudinales et par conséquent du mode de vibration en épaisseur.

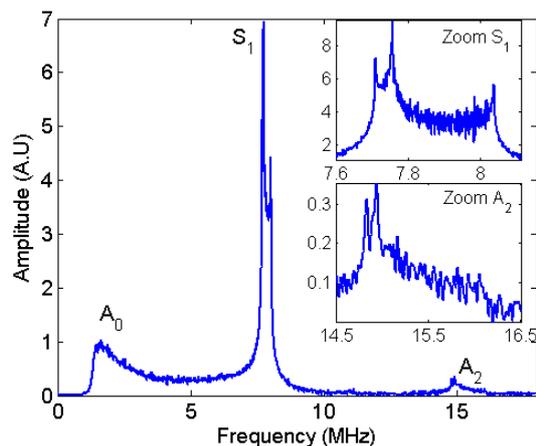


Figure 19. Spectre du déplacement mesuré et agrandissement des modes ZGV

Sur la plaquette de silicium, les modes ZGV sont engendrés avec un maximum d'amplitude selon les axes principaux du cristal. Pour le confirmer, nous avons remplacé le point source de diamètre 1 mm par une ligne source de dimensions $12 \times 0,3$ mm. Le point de détection étant situé au centre de la ligne source, on fait pivoter la plaquette par pas de 1° de $\varphi = 0$ à 360° .

La figure 20a montre le spectre en fonction de l'orientation de la ligne source dans une gamme de fréquence autour de la résonance du mode ZGV S_1 et de la fréquence de coupure. La fréquence de la résonance en épaisseur est indépendante de l'orientation de la ligne source. Par contre celle de la résonance du mode ZGV oscille avec une période de 90° . Les fréquences maximale et minimale correspondent aux axes cristallographiques $\varphi = 0$ et 45° . La figure 20b montre en coordonnées polaires l'amplitude de la résonance ZGV en fonction de l'orientation de la ligne source. Les maxima d'amplitude correspondent aux axes cristallographiques, directions pour lesquelles le vecteur d'énergie acoustique est colinéaire au vecteur d'onde.

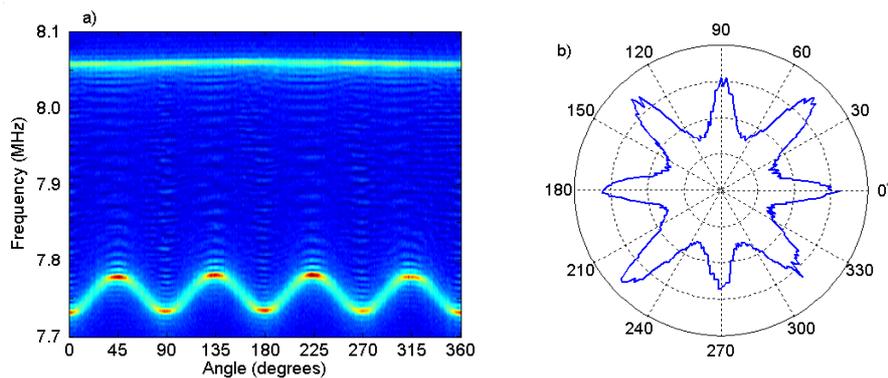


Figure 20. a) Bscan du spectre en fonction de l'orientation de la ligne source, b) amplitude de la résonance ZGV du mode S_1 en fonction de l'orientation de la ligne source (coordonnées polaires)

Avec la même configuration expérimentale, des essais ont été menés sur des plaques industrielles laminées d'acier inoxydable et de Duralumin, d'épaisseur 0,5 mm. Le premier mode ZGV S_1 est analysé en fonction de l'orientation de la ligne source par pas de 1° de 0 à 360° . La valeur $\varphi = 0^\circ$ correspond à la ligne source perpendiculaire à la direction de laminage. La figure 21a montre, dans le cas de l'acier inoxydable, les variations de la fréquence de résonance du mode ZGV en fonction de l'orientation de la ligne source. Le maximum et le minimum de fréquence se situent respectivement pour les angles $\varphi = 0$ et 90° , *i.e* dans des directions parallèle et perpendiculaire à l'étirement. L'écart relatif des fréquences extrêmes est de 1,9 %. La figure 21b montre une variation importante de l'amplitude

du mode ZGV en fonction de l'orientation de la ligne source : l'amplitude est maximale dans la direction $\varphi = 90^\circ$.

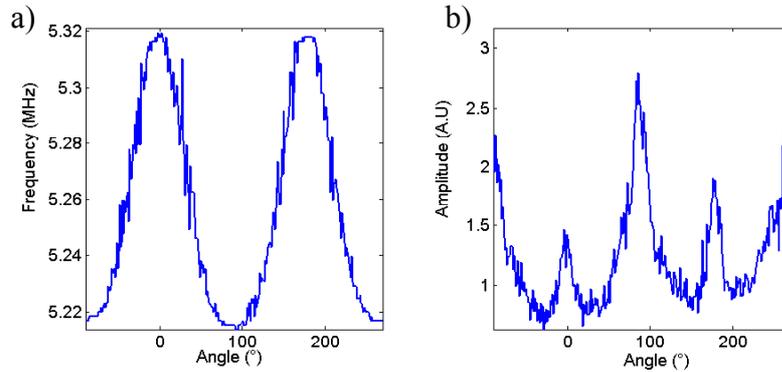


Figure 21. Plaque d'acier inoxydable laminée. Variation, en fonction de l'orientation de la ligne source, (a) de la fréquence de résonance ZGV du mode S_1 , (b) de l'amplitude du déplacement mécanique

La figure 22a montre, dans le cas une plaque de Duralumin, la variation de la fréquence de la résonance du premier mode ZGV en fonction de l'orientation de la ligne source. Comme pour l'acier, les fréquences maximale et minimale se situent respectivement à 0 et 90° . Par contre, l'anisotropie est plus faible : l'écart relatif entre les fréquences extrêmes est seulement de 0,25 %. La qualité des signaux ne permet pas de mettre en évidence une variation significative de l'amplitude du déplacement mécanique en fonction de l'angle φ (figure 22b).

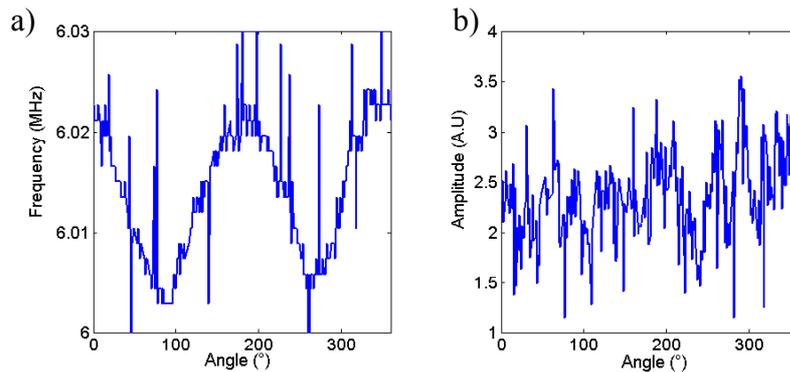


Figure 22. Plaque de Duralumin laminée. Variation, en fonction de l'orientation de la ligne source, (a) de la fréquence de résonance ZGV du mode S_1 , (b) de l'amplitude du déplacement mécanique

Ces expériences montrent que la génération et la détection par laser des résonances ZGV en un seul point, suffisent pour mettre en évidence l'anisotropie de la plaque. En balayant l'échantillon avec une ligne source, il est possible de mesurer la variation de la fréquence de résonance ZGV en fonction de la direction.

7. Conclusion

L'analyse des conditions d'existence, dans une plaque isotrope, des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle (modes ZGV) montre que ces modes obéissent à des règles de sélection spécifiques et ne sont pas des phénomènes anormaux dans les courbes de dispersion. Expérimentalement, nous avons montré que la technique laser-ultrasons était l'outil privilégié pour engendrer et détecter les résonances locales liées à ces modes ZGV. L'absence de contact mécanique et la facilité de superposition des faisceaux optiques permettent de mettre en évidence sur une large gamme de fréquence l'ensemble des résonances ZGV d'une plaque avec de grands coefficients de qualité. Il apparaît ainsi que le spectre des vibrations locales d'une plaque est entièrement gouverné par ces résonances ZGV. Des expériences menées sur des plaques isotropes d'épaisseur millimétrique ont montré les potentialités de la méthode pour détecter un amincissement local inférieur à 0.1 %. En comparant les fréquences de résonance de plusieurs modes ZGV, il est possible de déterminer avec précision les paramètres élastiques du matériau constituant la plaque. Par ailleurs, des essais concluants ont été menés sur des plaques collées pour contrôler la présence d'un décollement. En utilisant une configuration de génération astucieuse, ces modes à vitesse de groupe nulle permettent d'estimer le degré d'anisotropie d'un matériau et de repérer ses axes principaux.

8. Bibliographie

- Balogun O., Murray T.W. and Prada C., "Simulation and measurement of the optical excitation of the S_1 zero group velocity Lamb wave resonance in plates", *J. Appl. Phys.*, vol. 102, 064914, 2007.
- Clorennec D., Prada C., Royer D. and Murray T.W., "Laser impulse generation and interferometer detection of zero-group velocity Lamb modes", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, 024101, 2006.
- Clorennec D., Prada C. and Royer D., "Local and noncontact measurements of bulk acoustic wave velocities in thin isotropic plates and shells using zero-group velocity Lamb modes", *J. Appl. Phys.*, vol. 101, 034908, 2007.
- Clorennec D., Prada C. and Royer D., "Laser ultrasonic inspection of plates using Zero-Group Velocity Lamb modes", *IEEE UFFC*, vol 57, n° 5, 2010, p. 1125-1132.
- Germano M., Alippi A., Angelici M., and Bettuci A., "Self-interference between forward and backward propagating parts of a single acoustic plate mode", *Phys. Rev. E* 65, 2002, 046608.

- Gibson A. and Popovics J.S., “Lamb wave basis for impact-echo method analysis”, *J. Eng. Mech.*, vol. 131, 2005, p. 438-443.
- Haberer B., Paul M., Willems H. and Arnold W., R.E. Green, K.J. Kozaczek, C. Ruud (Eds.), *Nondestructive Characterization of Materials VI*, Plenum Press, New York, 1994.
- Holland S.D. and Chimenti D., “Air-coupled acoustic imaging with zero-group-velocity Lamb modes”, *Appl. Phys. Lett.*, 83 (13), 2704, 2003.
- Ibanescu M., Johnson S.G., Roundy D., Luo C., Fink Y. and Joannopoulos J.D., “Anomalous dispersion relations by symmetry breaking in axially uniform waveguides”, *Phys. Rev. Lett.*, 92, 063903, 2004.
- Marston P.L., “Negative group velocity Lamb waves on plates and applications to the scattering of sound by shells”, *J. Acoust. Soc. Am.* 113, 2003, p. 2659-2662.
- Pavlakovic B. and Lowe M., Disperse Software, v.2.0.16. Mechanical Engineering, Imperial College, London, 2005.
- Prada C., Balogun O. and Murray T.W., “Laser-based ultrasonic generation and detection of zero-group velocity Lamb waves in thin plates”, *Appl. Phys. Lett.* 87, 2005, 194109.
- Prada C., Clorennec D. and Royer D., “Local vibration of an elastic plate and zero-group velocity Lamb modes”, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 124, 2008a, p.203-212.
- Prada C., Clorennec D. and Royer D., “Power law decay of zero-group velocity Lamb modes”, *Wave Motion*, vol. 45, n° 6, 2008b, p. 723-728.
- Prada C., Clorennec D., Murray T.W. and Royer D., “Influence of the anisotropy on zero-group velocity Lamb modes”, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 126, 2009, p. 620-625.
- Royer D. and Dieulesaint E., *Proceedings of the 1986 IEEE Ultrasonics Symposium*, IEEE, New York, 1986, p. 527.
- Royer D. and Dieulesaint E., *Elastic Waves in Solids 1: Free and Guided Propagation*, Springer, Berlin, 1999.
- Sansalone M. and Carino N. J., “Impact echo: A method for flaw detection in concrete using transient stress waves”, *Report No. NBSIR86-3452*, National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, 1986.
- Scruby C.B. and Drain L.E., *Laser Ultrasonics: Techniques and Applications*, Adam Hilger, Bristol, 1990.
- Tolstoy I. and Usdin E., “Wave propagation in elastic plates: low and high mode dispersion”, *J. Acoust. Soc. Am.* 29, 1957, p. 37-42.