



# Etude théorique et expérimentale des résonances mécaniques locales de modes guidés par des structures complexes.

Maximin Cès

► **To cite this version:**

Maximin Cès. Etude théorique et expérimentale des résonances mécaniques locales de modes guidés par des structures complexes.. Acoustique [physics.class-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012. Français. <tel-00986632>

**HAL Id: tel-00986632**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00986632>**

Submitted on 5 May 2014

**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.



# THESE

*pour obtenir le titre de*

**Docteur de l'Université Paris Diderot**

*Spécialité : Physique*  
préparée à l'Institut Langevin

*dans le cadre de l'Ecole Doctorale Matière condensée et interfaces*

*présentée et soutenue le 13 septembre 2012 par :*

**Maximin Cès**

---

## **Etude théorique et expérimentale des résonances mécaniques locales de modes guidés par des structures complexes.**

---

*Devant le jury composé de :*

Tristan Baumberger  
Bertrand Audoin  
Vincent Pagneux  
Anne-Christine Hladky  
Daniel Royer  
Claire Prada

Université Paris 7, INSP  
Université Bordeaux 1, LMP  
Université du Maine, LAUM  
Université Lille 1, IEMN  
Université Paris 7, Institut Langevin  
Université Paris 7, Institut Langevin

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Directeur de thèse



# Remerciements

Aux membres du jury va d'abord ma reconnaissance, en particulier aux rapporteurs, Bertrand Audoin et Vincent Pagneux, qui ont consacré bien du temps à l'étude critique de mon manuscrit et à Tristan Baumberger qui a accepté de présider le jury ; je les en remercie.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers mes sœurs et mes parents, qui prennent après le jury la première place dans la procession des remerciements. Ensuite viennent les membres de mon équipe : Claire Prada, Daniel Royer, Dominique Cloennec, Franck Philippe et Jérôme Laurent, toujours prêts à aider. Sans oublier Bastien Chapuis qui les accompagne de près, m'ayant aimablement permis d'utiliser son code SAFE et tous les conseils qui vont avec. Un tel défilé serait incomplet s'il manquait Abdelhak Souilah pour la réalisation d'échantillons, Fabrice Monti et Redha Abdeddaim pour leurs bons conseils et coups de main en salle blanche (et gris foncé aussi).

Suit enfin la longue cohorte de mes collègues du laboratoire, stagiaires, thésards, post-doctorants, permanents, ingénieurs, techniciens et laborantins, particulièrement mes co-bureau (surtout Heldmuth Latorre Ossa qui m'a suivi même après le déménagement, et Thu-Mai NGuyen, ma voisine de bureau pendant presque 3 ans), mes co-cantine et les gestionnaires.





---

# Table des matières

---

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Modes à vitesse de groupe nulle</b>	<b>5</b>
1.1 Modes de Lamb et résonances de plaque . . . . .	6
1.1.1 Modes élastiques guidés . . . . .	6
1.1.2 Modes résonnants . . . . .	8
1.1.3 Modes complexes . . . . .	14
1.2 Observation des modes ZGV . . . . .	15
1.2.1 Techniques envisageables . . . . .	16
1.2.2 Génération optique . . . . .	16
1.2.3 Détection optique . . . . .	19
1.2.4 Dispositif . . . . .	20
1.3 Validations expérimentales . . . . .	21
1.3.1 Courbes de dispersion expérimentales . . . . .	21
1.3.2 Mode rétropropagatif et interférences . . . . .	21
1.3.3 Acuité de la résonance . . . . .	24
1.3.4 Dépendance du spectre vis-à-vis du coefficient de Poisson . . . . .	27
1.3.5 Milieux anisotropes . . . . .	27
1.4 Conclusion . . . . .	30
<b>2 Caractérisation de plaques et de tubes</b>	<b>31</b>
2.1 Plaques homogènes et isotropes . . . . .	31
2.1.1 Détermination du coefficient de Poisson par les résonances ZGV	33
2.1.2 Extension au cas des autres harmoniques . . . . .	33
2.1.3 Mesure de variations d'épaisseur . . . . .	35
2.2 Mesure d'épaisseur et résolution latérale . . . . .	36
2.2.1 Détection d'une rainure . . . . .	36
2.2.2 Caractérisation de marches . . . . .	37
2.2.3 Caractérisation d'une surépaisseur triangulaire . . . . .	39
2.3 Modes ZGV dans un tube . . . . .	43
2.3.1 Tube anisotrope . . . . .	43
2.3.2 Modèle isotrope . . . . .	47
2.3.3 Modèle transverse isotrope . . . . .	49
2.3.4 Détermination des constantes . . . . .	50

## TABLE DES MATIÈRES

---

2.4	Conclusion . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Plaque de dimensions finies : modes ZGV et résonance de bord</b>	<b>55</b>
3.1	Analyse . . . . .	55
3.1.1	Origines du mode de bord . . . . .	55
3.1.2	Fréquence du mode de bord . . . . .	56
3.2	Exploration de la résonance de bord . . . . .	57
3.2.1	Observation des résonances de bord et ZGV . . . . .	57
3.2.2	Mesure de résonances locales . . . . .	58
3.2.3	Excitation par le chant . . . . .	60
3.3	Conclusion . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Caractérisation de couches</b>	<b>67</b>
4.1	Relation entre fréquence ZGV et épaisseur des couches . . . . .	68
4.1.1	Linéarisation . . . . .	68
4.1.2	Calcul pour différents couples substrat/couche . . . . .	69
4.1.3	Cas des autres harmoniques . . . . .	71
4.2	Influence de la température . . . . .	72
4.2.1	Décalage des fréquences . . . . .	72
4.2.2	Modèle de prédiction . . . . .	73
4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	75
4.3.1	Profils expérimentaux . . . . .	75
4.3.2	Estimation de l'épaisseur des couches . . . . .	77
4.4	Conclusion . . . . .	80
<b>5</b>	<b>Pertes</b>	<b>83</b>
5.1	Rôle des pertes dans les plaques isotropes . . . . .	83
5.1.1	Décroissance temporelle de la résonance ZGV . . . . .	83
5.1.2	Incidence de l'atténuation sur les courbes de dispersion . . . . .	84
5.1.3	Rayonnement dans un fluide . . . . .	86
5.2	Tubes plongés dans l'eau . . . . .	89
5.2.1	Effet de la branche rétropropagative . . . . .	89
5.2.2	Principe de la méthode D.O.R.T. . . . .	90
5.2.3	Application aux tubes . . . . .	91
5.2.4	Résultats et analyse . . . . .	94
5.3	Conclusion . . . . .	97
	<b>Conclusion générale</b>	<b>99</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>103</b>
	<b>Résumé</b>	<b>109</b>

---

## Introduction générale

---

Les plaques sont présentes dans de nombreux secteurs industriels, tels que l'aéronautique, le génie civil, les revêtements, etc... Différents types d'onde peuvent s'y propager : outre les modes de volume qui se propagent dans le cœur du matériau, il existe des modes guidés par les parois de la structure, qui agit comme un guide d'onde. Certains modes peuvent être confinés à la surface – c'est le cas de l'onde de Rayleigh – ou être présents dans toute l'épaisseur de la structure – ce sont les modes de Lamb. Les modes fondamentaux antisymétriques  $A_0$  et antisymétriques  $S_0$ , qui correspondent aux modes de flexion et de compression, existent pour toutes les fréquences et tendent vers l'onde de Rayleigh en haute fréquence. Les autres modes possèdent une fréquence de coupure. Pour certaines valeurs de la fréquence et du nombre d'onde, il existe des points particuliers pour lesquels la vitesse de groupe ( $d\omega/dk$ ) est nulle et la vitesse de phase ( $\omega/k$ ) finie. C'est pourquoi on les appelle points « à vitesse de groupe nulle » ou Zero Group Velocity (ZGV). Ces points singuliers donnent lieu à des résonances locales étroites aux propriétés très intéressantes : leur fréquence varie principalement en fonction de l'épaisseur de la plaque et de ses propriétés mécaniques, ouvrant ainsi des perspectives intéressantes en contrôle non destructif (CND).

Le contrôle non destructif, dans lequel on se propose de vérifier l'intégrité de pièces ou de structures sans détériorer l'échantillon étudié, revêt une importance grandissante dans de nombreux domaines industriels. Aussi bien les plaques que les tubes doivent être correctement inspectés, afin de détecter des défauts en fin de chaîne de fabrication ou après un certain temps d'utilisation, d'en vérifier les dimensions ou d'en évaluer la solidité sans détériorer la pièce à contrôler. Dans l'aéronautique par exemple, la sûreté des appareils de vol doit être régulièrement examinée afin d'éviter des accidents graves ; ainsi il doit être possible de détecter d'éventuelles fissures. Dans certaines industries manipulant des produits dangereux, comme l'industrie chimique ou nucléaire, il faut sonder régulièrement certains conduits afin de prévenir toute fuite ou rupture des canalisations aux conséquences dramatiques. Dans d'autres domaines enfin, la caractérisation d'échantillons peut simplement aider à optimiser les procédés de fabrication.

Les méthodes les plus répandues en contrôle non destructif sont la radiographie, les courants de Foucault et les techniques utilisant les ultrasons. Durant les dernières décennies, de nombreuses méthodes de CND par ultrasons ont été déve-

loppées [KK90]. C'est à ces dernières que nous nous intéresserons. Certains procédés sont basés sur des ondes élastiques de volume, par exemple dans les techniques *pulse-écho* pour lesquelles la mesure des temps de vol permet d'évaluer la vitesse des ondes élastiques ou l'épaisseur de l'échantillon en considérant simplement un aller-retour de l'onde. De même, pour détecter une fissure ou une délamination, il est courant d'engendrer des ondes de volume qui seront réfléchies ou diffractées à cause de la rupture d'impédance due à la présence du défaut. L'apparition d'un signal réfléchi caractéristique permet de conclure sur la présence du défaut et dans certaines conditions d'en estimer les dimensions. Dans le contrôle de couches minces ou de défauts localisés, les ondes utilisées sont plutôt des ondes élastiques de surface. Ces ondes ne pénètrent pas dans le cœur du matériau mais restent localisées près de la surface, autorisant ainsi l'exploration du spécimen sur une certaine profondeur.

Pour inspecter des plaques ou des coques cylindriques, il est intéressant de se servir d'ondes guidées telles que les ondes de Lamb. Ces modes guidés permettent d'explorer rapidement de grandes surfaces pour repérer les défauts éventuels ou pour évaluer les caractéristiques mécaniques ou l'épaisseur du matériau. Dans ce cas, les propriétés estimées ne sont pas locales ; elle sont généralement égales à la valeur moyenne sur le trajet de l'onde. Cet effet est accentué dans la détermination des vitesses : pour diminuer l'erreur sur la mesure du temps de vol entre l'émetteur et le détecteur, il faut augmenter la distance entre ces derniers, mais la mesure est dans ce cas de moins en moins locale. Comme les résonances ZGV sont des résonances locales, la mesure de leur fréquence permet de remonter à certains paramètres physiques locaux. De telles résonances peuvent être engendrées et détectées en utilisant un dispositif approprié, à savoir sans contact mécanique avec l'échantillon testé. Le but poursuivi au cours de cette thèse était d'étudier ces modes de Lamb à vitesse de groupe nulle dans des structures diverses et de permettre entre autres le contrôle non destructif de plaques, de tubes et de bicouches.

Dans le premier chapitre, les ondes excitées dans une plaque (ondes de Rayleigh et Lamb) seront exposées dans un premier temps. Les courbes de dispersion de ces modes seront présentées ainsi que les propriétés particulières de certaines branches, parmi lesquelles les phénomènes de répulsion, les branches contre-propagatives et l'existence de modes résonnants à vitesse de groupe nulle. Dans la seconde partie, le dispositif expérimental permettant de mettre en évidence ces modes résonnants sera explicité : un laser pulsé ( $\approx 10$  ns) émettant dans l'infrarouge est utilisé comme source, tandis que l'amplitude et la fréquence du déplacement normal à la surface de la pièce testée sont déterminés par un interféromètre hétérodyne. Les mécanismes permettant la génération et la détection d'ondes dans l'échantillon seront approfondis, pour finir par l'expérimentation des différentes propriétés exposées plus haut.

Puis dans le deuxième chapitre, certaines applications potentielles de ces modes seront exposées. La caractérisation mécanique de plaques isotropes sera envisagée au préalable, dans une partie principalement bibliographique. Puis la question de la résolution latérale sera abordée à travers différents exemples : rainures fines, marches, surépaisseur triangulaire. L'objectif est de répondre aux questions suivantes : à quelle distance voit-on une zone pour laquelle les propriétés mécaniques – vitesses, coefficient de Poisson – ou géométriques – épaisseur – sont très diffé-

rentes du reste de l'échantillon ? Est-ce possible de bien délimiter les deux zones de la pièce testée dans le cas où les variations sont brusques ? Par la suite, les méthodes de caractérisation exploitant les résonances ZGV engendrées et détectées à l'aide de la technique ultrasons laser seront adaptées aux tubes et coques à paroi fine. Aussi dans cette partie, on caractérisera mécaniquement une gaine de combustible utilisée couramment dans l'industrie nucléaire, se présentant sous la forme d'un tube de zircaloy (alliage de zirconium). Les bons résultats obtenus permettent d'espérer une utilisation de cette méthode dans ce domaine industriel, pour lequel l'épaisseur des gaines et ses qualités mécaniques, images du niveau d'usure, nécessitent des examens fréquents.

Ensuite les modes excités au bord d'une plaque seront étudiés au troisième chapitre. En effet, en utilisant le dispositif ultrasons laser pour engendrer des modes à vitesse de groupe nulle près du bord d'une plaque, une autre résonance est excitée. Les liens avec les modes ZGV seront explicités, ainsi que les deux excitations possibles menant à des profils d'amplitude distincts.

Dans le quatrième chapitre, c'est sur les structures bi-couches que se portera notre attention. La question soulevée est la suivante : avec les techniques déjà citées précédemment, peut-on caractériser une couche mince déposée sur un substrat ? En nous appuyant sur des simulations effectuées avec un code SAFE, l'influence de la couche mince sur les résonances de la plaque est appréciée suivant les caractéristiques mécaniques des différents matériaux déposés, comme leurs vitesses ou leur densité. L'influence de la température sur le spectre de résonance des modes ZGV sera analysée : en effet, les propriétés élastiques des matériaux dépendant de la température, une variation de température induit un décalage non négligeable des fréquences de résonance. Enfin, des expériences sont réalisées sur des plaques de Dural millimétriques recouvertes de couches d'or de plusieurs centaines de nanomètres et les résultats comparés aux simulations.

Pour finir, l'influence des pertes sera examinée : les modifications des courbes de dispersion seront analysées et en particulier celles des branches à vitesse de groupe nulle. Des mesures effectuées avec des techniques ultrasons laser seront exposées dans le cas de l'atténuation intrinsèque. Enfin, le rayonnement dans l'eau sera étudié dans le cadre de deux expériences différentes : d'abord sur une plaque en contact avec l'eau, en utilisant les techniques ultrasons laser et ensuite sur un tube métallique immergé dans l'eau, avec la méthode de décomposition de l'opérateur de retournement temporel (D.O.R.T.).



---

## Modes à vitesse de groupe nulle

---

LA PROPAGATION d'ondes guidées dans les plaques a été amplement étudiée au XX<sup>ème</sup> siècle, depuis que Lord Rayleigh a établi l'équation régissant les modes guidés dans une plaque, connue sous le nom d'équation de Rayleigh-Lamb [Ray89]. Dans les années cinquante Tolstoy et Usdin [TU57], en s'intéressant aux modes pour lesquels les vitesses de phase et de groupe étaient de signes opposés, remarquèrent qu'au point des courbes de dispersion où l'onde rétropropagative  $S_{2b}$  et l'onde propagative  $S_1$  coïncidaient, la vitesse de groupe était nulle. Ils prédirent l'existence de résonances particulièrement fines en ce point singulier. Ils écrivaient ainsi : « *This point must be associated with a sharp continuous wave resonance and ringing effects.* » Un peu plus tard, Meitzler, en étudiant les ondes rétropropagatives dans les cylindres et les plaques, fut le premier à examiner la dépendance en fréquence de ce point en fonction du coefficient de Poisson et à comparer sa fréquence à celles des modes d'épaisseur les plus proches [Mei65].

Il fallut attendre encore un certain temps pour voir apparaître des expériences mettant en évidence les résonances dues aux modes à vitesse de groupe nulle (Zero Group Velocity modes). La première expérience fut menée par Holland et Chimenti [HC03], à l'aide de transducteurs aériens focalisés. Dans le domaine du génie civil, Gibson et Popovics [GP05] montrèrent le rôle des modes ZGV dans la résonance excitée par un percuteur mécanique et détectée à l'aide d'un accéléromètre. Prada *et al.* ont montré que les résonances ZGV étaient très bien engendrées par génération thermoélastique, à l'aide d'un dispositif ultrasons laser constitué d'un laser source continu dont l'amplitude était modulée [PBM05b]. Enfin, Clorennec *et al.* employèrent un dispositif ultrasons laser avec une source pulsée pour explorer les propriétés de ces modes à vitesse de groupe nulle [CPR07]. Dans toutes ces expériences, les ondes sont engendrées et observées par des moyens sans contact avec l'échantillon, hormis en génie civil où le contact mécanique est très ponctuel compte tenu des dimensions mises en jeu. Les dispositifs sans contact permettent d'exciter et d'observer ces modes résonnants sans qu'ils soient atténués par la présence du couplant, ordinairement employé en acoustique ultrasonore. Durant ces dix dernières années, les modes ZGV ont été étudiés intensivement et différentes propriétés en ont été précisées, parmi lesquelles les liens avec les modes d'épaisseur et le coefficient de Poisson [GP05, CPR07, PCR08a, SP08], les conditions de génération avec



une source laser [PBM05b, BMP07], les applications possibles en contrôle non destructif [CPRM06, CPR07, CPYR08, CCRP11].

Les principales caractéristiques des modes guidés dans les plaques seront rappelées, avant de passer à l'étude théorique des propriétés des modes ZGV. Le dispositif expérimental, constitué par une source laser impulsionnelle associée à un interféromètre hétérodyne, sera ensuite décrit. Enfin, les preuves expérimentales des caractéristiques des modes à vitesse de groupe nulle seront exposées.

## 1.1 Modes de Lamb et résonances de plaque

Dans cette partie nous étudierons les modes élastiques guidés dans une plaque ainsi que les différentes résonances attendues.

### 1.1.1 Modes élastiques guidés

Un milieu peut être le siège de la propagation de différentes ondes, selon sa géométrie et le domaine de fréquences : il peut s'agir d'ondes de surface (ondes de Rayleigh), d'ondes de plaque (ondes de Lamb), ou encore d'autres types d'ondes guidées, qui ne sont pas évoquées dans cette thèse, telles que les ondes SH polarisées dans le plan de la plaque. Etant donné la structure en forme de plaque du milieu considéré, les ondes guidées sont du type Lamb ou Rayleigh. Pour une fréquence angulaire  $\omega$  donnée, plusieurs modes d'un même type d'onde peuvent exister, avec des nombres d'onde  $k$  différents.

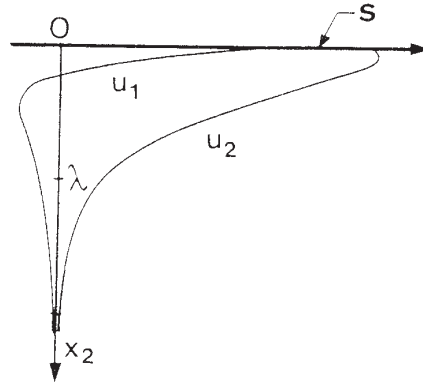
#### Onde de Rayleigh dans un solide isotrope

L'onde de Rayleigh est une onde guidée se propageant à la surface d'un solide, c'est-à-dire dans une épaisseur de l'ordre d'une longueur d'onde. Elle obéit à l'équation de propagation et aux conditions aux limites mécaniques imposées par la surface libre. L'onde de Rayleigh n'est pas dispersive, sa vitesse de phase est inférieure à la vitesse transversale  $V_T$  et donc à la vitesse longitudinale  $V_L$ . Les composantes longitudinale et transversale du déplacement sont déphasées de  $\frac{\pi}{2}$ . Le profil du déplacement est dessiné sur la figure 1.1. Les particules décrivent une ellipse qui se déforme en dessous de la surface car les amplitudes varient différemment avec la profondeur.

#### Ondes de Lamb

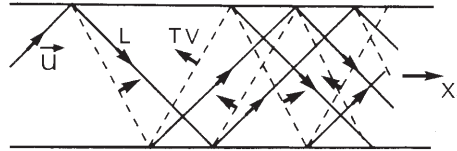
*Dans un solide isotrope limité par deux surfaces libres parallèles, l'onde guidée normale à deux composantes est appelée onde de Lamb. Une façon d'interpréter la formation d'une onde de Lamb consiste à constater que les ondes de Rayleigh peuvent se propager indépendamment sur chaque face libre de la plaque tant que son épaisseur est grande devant leur longueur d'onde  $\lambda$ . Quand l'épaisseur de la plaque devient de l'ordre de grandeur de  $\lambda$ , les composantes longitudinale et transversale des ondes de Rayleigh se couplent et donnent naissance à des déformations de la plaque symétriques ou anti-symétriques. [RD96]*

Une autre manière de voir les modes de Lamb est de considérer distinctement les deux composantes, longitudinale (L) et transverse verticale (TV), qui sont couplées



**FIGURE 1.1** – Variation, en fonction de la profondeur, des composantes longitudinale et transversale du déplacement mécanique de l'onde de Rayleigh dans l'aluminium [RD96].

à l'interface. Chaque réflexion d'une onde L ou TV sur la surface libre d'une face de la plaque engendre donc une onde L et une onde TV réfléchies (figure 1.2).



**FIGURE 1.2** – Ondes de Lamb. Les composantes L et TV progressent suivant  $x_1$  en se réfléchissant successivement sur l'une puis l'autre face de la plaque. À chaque réflexion, la composante L(TV) engendre une composante TV(L) [RD96].

Les modes symétriques et antisymétriques satisfont à l'équation de Rayleigh-Lamb, qui traduit la relation de dispersion entre  $\omega$  et  $k$

$$\frac{\omega^4}{V_T^4} = 4k^2 q^2 \left[ 1 - \frac{p \tan(p h + \alpha)}{q \tan(q h + \alpha)} \right], \quad \alpha = 0 \text{ ou } \pi/2 \quad (1.1)$$

par l'intermédiaire des paramètres :

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \quad (1.2)$$

et

$$q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2 \quad (1.3)$$

Pour une plaque d'épaisseur  $d = 2h$  et à une fréquence  $f$ , il existe un nombre limité de modes satisfaisant à cette équation. On peut distinguer les modes symétriques  $S$  ( $\alpha = 0$ ), pour lesquels de part et d'autre du plan médian, les composantes longitudinales sont égales et les composantes transversales sont opposées, des modes anti-symétriques  $A$  ( $\alpha = \pi/2$ ), pour lesquels les composantes longitudinales sont opposées et les composantes transversales sont égales. Leur allure est donnée sur la figure 1.3.

Pour chaque famille de modes, symétrique ou anti-symétrique, il convient de distinguer des solutions paires ( $S_{2n}$  ou  $A_{2n}$  avec  $n \geq 0$ ) et impaires ( $S_{2m+1}$  ou  $A_{2m+1}$  avec  $m \geq 0$ ).

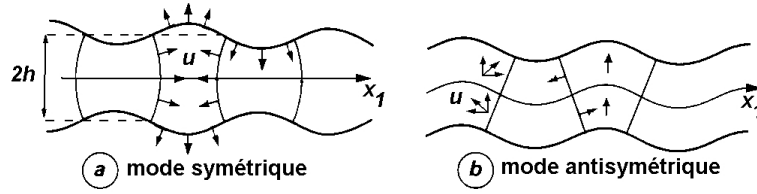


FIGURE 1.3 – Allure des modes de Lamb symétriques et antisymétriques [RD96].

### 1.1.2 Modes résonnants

Les courbes de dispersion donnent une description globale des modes présentés précédemment. Elles sont propres à l'échantillon car elles dépendent des propriétés mécaniques de la plaque. Elles sont résolues numériquement et affichées sur la figure 1.4 dans un système de coordonnées normalisées : produit fréquence épaisseur  $fd = \omega d/2\pi$  en fonction du rapport épaisseur sur longueur d'onde  $d/\lambda = kd/2\pi$ . Ces coordonnées sont respectivement proportionnelles à  $\omega$  et à  $k$ .

Formulons deux remarques :

- les courbes de dispersion d'une même famille (symétrique ou antisymétrique) ne peuvent pas se croiser ;
- dans la littérature, les modes sont souvent numérotés selon l'ordre d'apparition. Toutefois, nous verrons que la numérotation suivant le nombre de nœuds présents dans l'épaisseur (cf. figure 1.6) est plus appropriée pour l'étude des modes résonnants.

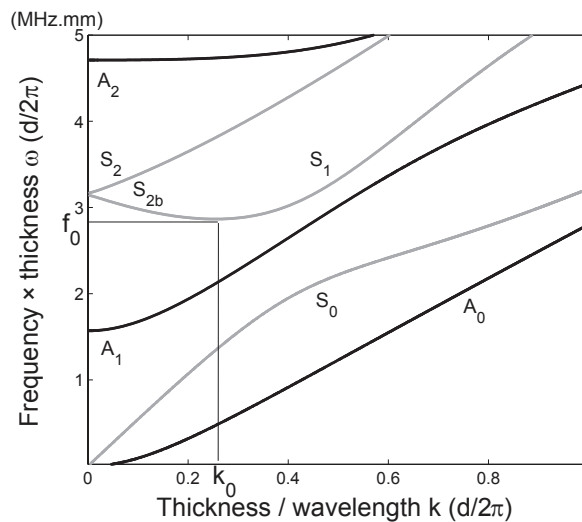


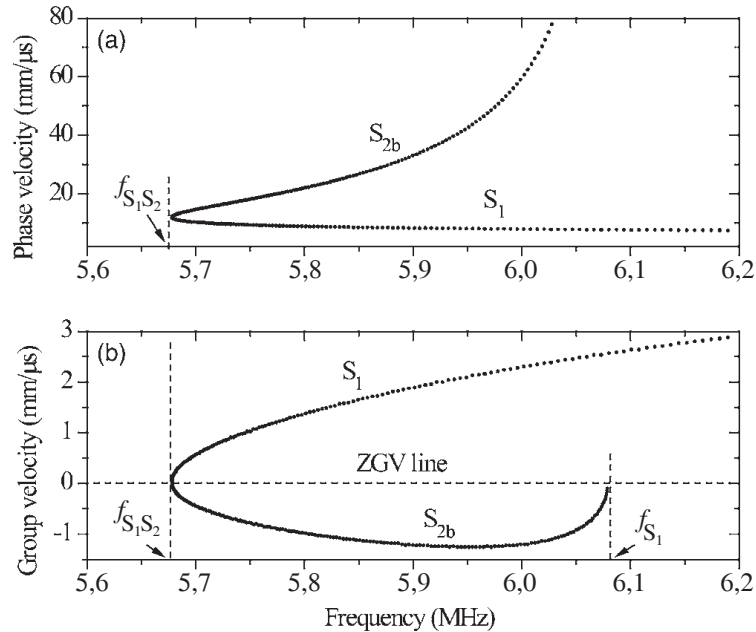
FIGURE 1.4 – Courbes de dispersion d'une plaque de Duralumin d'épaisseur  $d$ , représentant la fréquence normalisée  $fd$  en fonction du vecteur d'onde normalisé  $d/\lambda$  [PCR08a]. La fréquence  $f_0$  correspond au minimum de fréquence pour lequel la vitesse de groupe est nulle pour une valeur  $k_0$  non nulle de  $k$ .

Les vibrations de compression ou de flexion de basse fréquence et de grande longueur d'onde peuvent être associées respectivement au mode fondamental symétrique  $S_0$  ou antisymétrique  $A_0$ , qui n'ont pas de fréquence de coupure. En haute

fréquence, l'épaisseur de la plaque étant bien supérieure à une longueur d'onde, ces deux modes tendent vers l'onde de Rayleigh, dont la vitesse  $V_R$  est inférieure à  $V_T$ .

Lorsque la vitesse de groupe  $\frac{\partial \omega}{\partial k}$  est nulle, le mode est associé à une résonance. Deux types de résonances peuvent exister dans une plaque : les résonances d'épaisseur, présentes en  $k = 0$ , et les résonances apparaissant au minimum de la fréquence du mode ZGV pour une valeur de  $k_0$  non nulle. Sur les courbes de dispersion de la figure 1.4, ces deux points sont clairement identifiables : les résonances d'épaisseur ont lieu à  $k = 0$  et la résonance ZGV, prévue dès 1957 par Tolstoy *et al.* [TU57], pour le minimum de la branche correspondant au mode  $S_1$  en  $(f = f_0, k = k_0 \neq 0)$ . Cela signifie que dans le cas d'une résonance d'épaisseur, la longueur d'onde est « infinie » et que par conséquent toute la surface vibre en phase. Par contre, les modes ZGV sont associés à des résonances locales, puisque leur longueur d'onde est finie. Par conséquent, ces modes pourront être engendrés en excitant une zone limitée de la plaque. Cette propriété est intéressante car elle permet d'espérer des mesures locales.

Une autre représentation consiste à tracer les vitesses de phase et de groupe de la branche  $S_{2b} - S_1$  en fonction de la fréquence (figure 1.5). Le point ZGV correspond au passage par zéro de la vitesse de groupe, la vitesse de phase gardant une valeur finie, alors que la résonance d'épaisseur du mode  $S_1$  correspond au point pour lequel la vitesse de groupe s'annule et la vitesse de phase est infinie.



**FIGURE 1.5** – Courbes de dispersion (a) de la vitesse de phase et (b) de la vitesse de groupe du premier mode symétrique de Lamb  $S_1$  à proximité de la résonance ZGV  $S_1 S_2$  dans une plaque d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur, d'après [BMP07].

### Résonances d'épaisseur

Les déplacements obtenus pour les huit premiers modes de Lamb en  $k = 0$  sont illustrés sur la figure 1.6. L'indice  $2n$  ou  $2m + 1$  correspond au nombre de nœuds

dans l'épaisseur de la plaque. Pour des valeurs de  $k \neq 0$ , les déplacements ne sont pas purement longitudinaux ou purement transversaux.

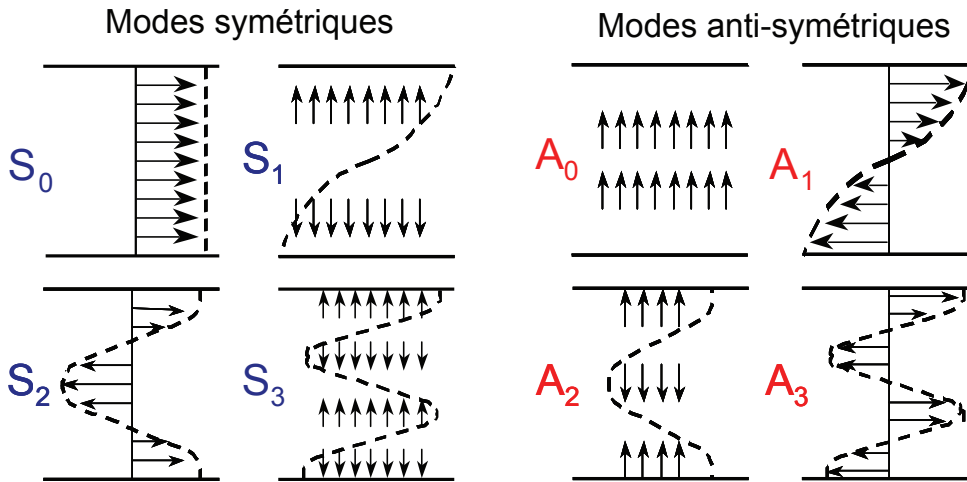


FIGURE 1.6 – Déplacements mécaniques obtenus, pour les premières résonances d'épaisseur ( $k = 0$ ), dans le cas de modes symétriques (à gauche) et anti-symétriques (à droite), d'après [RD96].

Les modes sans fréquence de coupure  $A_0$  et  $S_0$  correspondent à des vibrations de très basse fréquence et de grande longueur d'onde ( $\omega$  tend vers 0 lorsque  $k$  tend vers 0).

Pour les hautes fréquences et les grandes longueurs d'onde, les vibrations longitudinales ou transversales de la plaque apparaissent aux fréquences de coupure  $f_c$  des modes de Lamb d'ordre plus élevé. Ces fréquences dépendent de l'épaisseur  $d$  de la plaque et des vitesses des ondes de volume du matériau, selon la classification ci-dessous [Min55] :

### Modes symétriques

$$\begin{aligned} \text{Modes pairs } S_{2n} (n \geq 1) \text{ tels que } & f_c \times d = n V_T \\ \text{Modes impairs } S_{2m+1} (m \geq 0) \text{ tels que } & f_c \times d = \frac{(2m+1)}{2} V_L \end{aligned}$$

### Modes anti-symétriques

$$\begin{aligned} \text{Modes pairs } A_{2n} (n \geq 1) \text{ tels que } & f_c \times d = n V_L \\ \text{Modes impairs } A_{2m+1} (m \geq 0) \text{ tels que } & f_c \times d = \frac{(2m+1)}{2} V_T \end{aligned}$$

### Résonances ZGV

Aucune formule analytique ne donne la fréquence de la résonance ZGV. Celle-ci est évaluée avec un facteur correctif  $\beta$  par rapport à la fréquence de coupure du mode  $S_1$ , introduit par les ingénieurs en génie civil et incorporé aux standards de l'American Society for Testing and Materials (ASTM) dans les années 90.

$$f_0 = \beta f_c \quad \text{avec } \beta < 1$$

En effet, dans le cadre de la méthode Impact Echo employée en génie civil, la fréquence de résonance attendue après une excitation brève ponctuelle était la résonance d'épaisseur du mode longitudinal  $S_1$ . Comme la fréquence obtenue expérimentalement était légèrement inférieure, le facteur correctif  $\beta$  a été introduit pour

obtenir des mesures d'épaisseur correctes. Ce facteur empirique est resté inexpliqué jusqu'à ce qu'en 2005 Gibson et Popovics fassent le lien avec les résonances à vitesse de groupe nulle [GP05]. D'autres modes résonnants peuvent exister, pour des ordres plus élevés que le mode  $S_1S_2$  [Neg87, BMP07]. Un second facteur  $\beta$  est défini pour le mode ZGV  $A_2A_3$  de la même manière par rapport à la fréquence de coupure du mode  $A_3$  :

$$f_{S_1S_2} = \beta_1 \frac{V_L}{2d} \quad (1.4)$$

$$f_{A_2A_3} = \beta_2 \frac{3V_T}{2d} \quad (1.5)$$

Ainsi le facteur  $\beta_1 = 2df_{S_1S_2}/V_L$  correspond au rapport des fréquences du premier mode ZGV  $S_1S_2$  et du mode longitudinal d'épaisseur  $S_1$  et  $\beta_2 = 2df_{A_2A_3}/3V_T$  à celui des fréquences du mode ZGV  $A_2A_3$  et du mode transversal d'épaisseur  $A_3$ .

Clorennec *et al.* ont tracé les variations des facteurs  $\beta_1$  et  $\beta_2$  en fonction du coefficient de Poisson  $\nu$  [CPR07] pour la plage usuelle de  $\nu$ , de 0 à 0,45 (figures 1.7(a) et 1.7(b)).

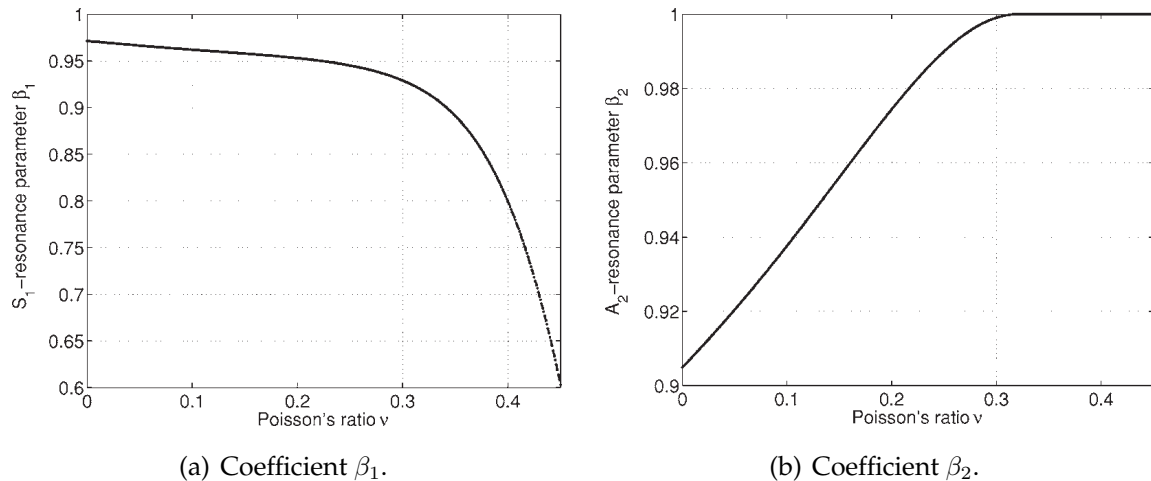
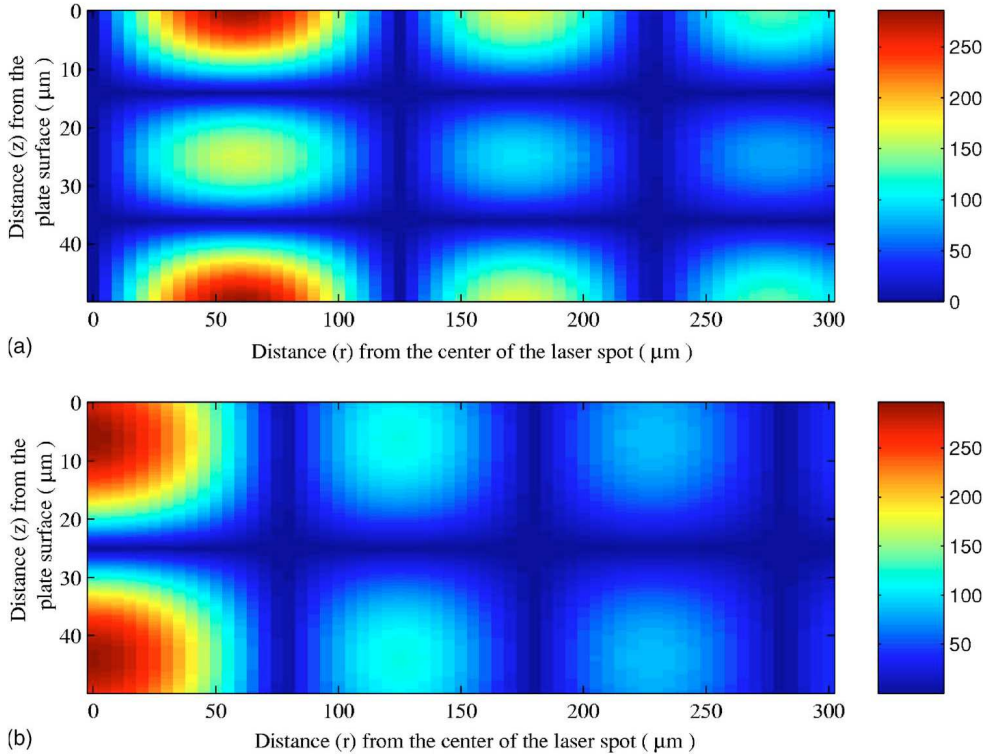


FIGURE 1.7 – Coefficients  $\beta$  en fonction du coefficient de Poisson  $\nu$  [CPR07].

Nous avons vu sur la figure 1.6 que les déplacements correspondant aux résonances d'épaisseur sont soit dans le plan (modes  $A_1, S_2, A_3$  etc. . .) soit hors plan (modes  $S_1, A_2, S_3$ , etc. . .). Au contraire, les modes ZGV ont des déplacements à la fois dans le plan et hors plan, comme le montre la figure 1.8, issue de [BMP07]. Pour le mode  $S_1S_2$ , la composante dans le plan suit la fonction de Bessel d'ordre zéro et la composante hors-plan celle d'ordre un.



**FIGURE 1.8** – Déplacements du mode ZGV  $S_1S_2$ . En haut, déplacements tangentiels, en bas, déplacements normaux, pour une excitation locale [BMP07].

### Existence des modes ZGV

Sur la figure 1.7(b), la fréquence du mode ZGV  $A_2A_3$  rejoint celle du mode d'épaisseur  $A_3$ , pour un coefficient de Poisson supérieur à 0,31 [Neg87]. D'une manière plus générale, contrairement aux résonances d'épaisseur, les résonances ZGV n'existent pas sur toute la plage usuelle du coefficient de Poisson [ $0 \leq \nu \leq 0,5$ ]; leur existence obéit en effet à des règles qui seront énoncées par la suite. Sur la figure 1.9 les modes d'épaisseur et les modes ZGV sont représentés en fonction du coefficient de Poisson  $\nu$  :

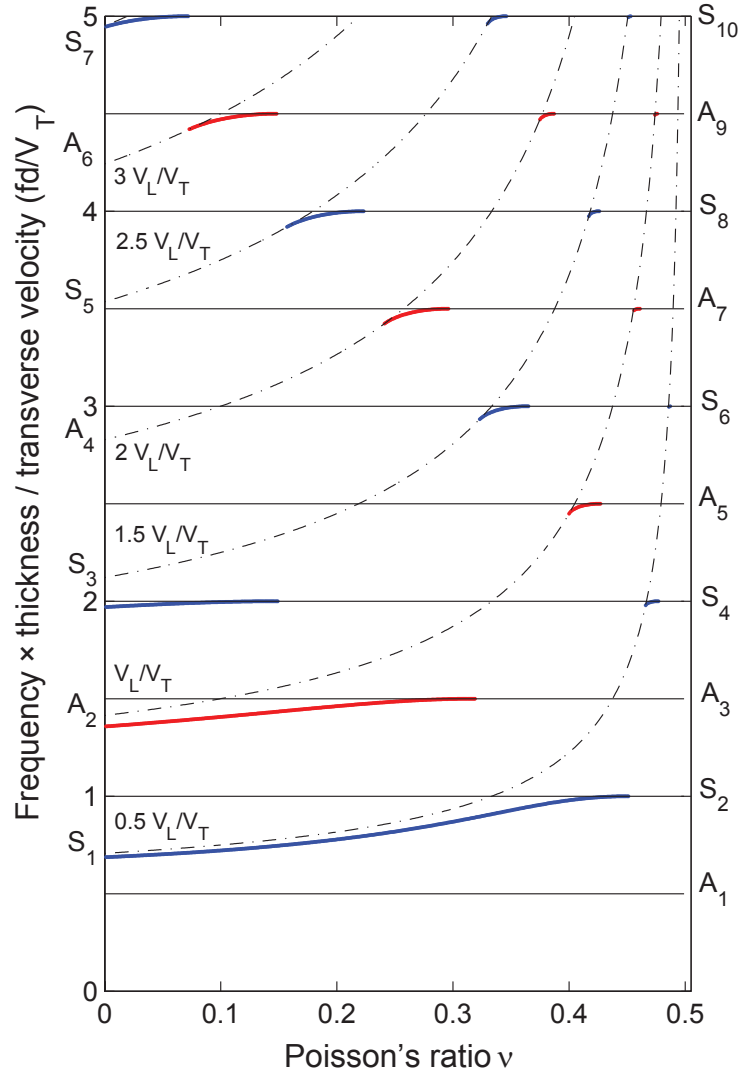
- en traits pleins bleus ou rouges : les fréquences ZGV, si elles existent ;
- en traits pleins noirs les fréquences de vibration en extension selon l'épaisseur ;
- en traits tiretés noirs les fréquences de vibration en cisaillement selon l'épaisseur.

Il est clair que l'existence des modes ZGV et la fréquence de la résonance correspondante dépendent du coefficient de Poisson, comme le remarquait déjà Meitzler pour le mode  $S_1S_2$  [Mei65].

En ordonnée sont graduées les fréquences normalisées par l'épaisseur  $d$  et la vitesse transversale  $V_T$ , ce qui explique que les fréquences des modes de vibration en extension selon l'épaisseur ( $A_1, S_2, A_3, S_4$ , etc...), égales à  $\frac{nV_T}{2d}$ , soient représentées par des lignes horizontales égales à des multiples de demi-entiers.

Prada *et al.* donnent les règles de sélection suivantes [PCR08a], fondées sur la répulsion des modes :





**FIGURE 1.9** – Fréquences de résonance normalisées par rapport à l'épaisseur et à la vitesse transverse, en fonction du coefficient de Poisson [PCR08a].

1. Comme les modes symétriques et antisymétriques sont découplés quel que soit le nombre d'onde, le phénomène de vitesse de groupe nulle (ZGV) résulte du couplage entre deux modes de la même famille.
2. Dans une même famille, il n'existe aucune coïncidence entre les modes de même parité. Par conséquent, les modes ZGV résultent uniquement de la répulsion entre les modes de Lamb  $S_{2m+1}$  et  $S_{2n}$  ou entre les modes de Lamb  $A_{2n}$  et  $A_{2m+1}$ .
3. Pour les modes symétriques  $S_{2n}$  et  $S_{2m+1}$ , la répulsion, c'est-à-dire la différence  $f_{ZGV} - f_c$ , est maximale pour le coefficient de Poisson critique donné par :

$$\nu = \frac{\kappa^2 - 2}{2(\kappa^2 - 1)} \quad \text{avec} \quad \kappa_S = \left( \frac{V_L}{V_T} \right)_S = \frac{2n}{2m+1}$$

4. Pour les modes antisymétriques  $A_{2n}$  et  $A_{2m+1}$ , la répulsion est maximale pour le rapport critique des vitesses des ondes volumiques  $\kappa_A$  satisfaisant à l'équa-



tion :

$$\kappa_A = \left( \frac{V_L}{V_T} \right)_A = \frac{2m + 1}{2n}$$

Shuvalov *et al.* proposent un critère simple permettant de prédire l'existence de certains modes à vitesse de groupe nulle [SP08] ; en effet, sur la courbe de dispersion donnant  $fd$  en fonction de  $\frac{d}{\lambda}$  un mode ZGV correspond à un minimum obtenu en  $k \neq 0$ . Ainsi, il suffit de voir le signe de  $\frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 k}$  au voisinage de  $k = 0$ . Si elle est négative, il existe un mode ZGV. Cependant ce n'est pas une condition suffisante et on peut trouver des modes ZGV pour des branches dont la courbure  $\frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 k}$  à l'origine est positive.

### 1.1.3 Modes complexes

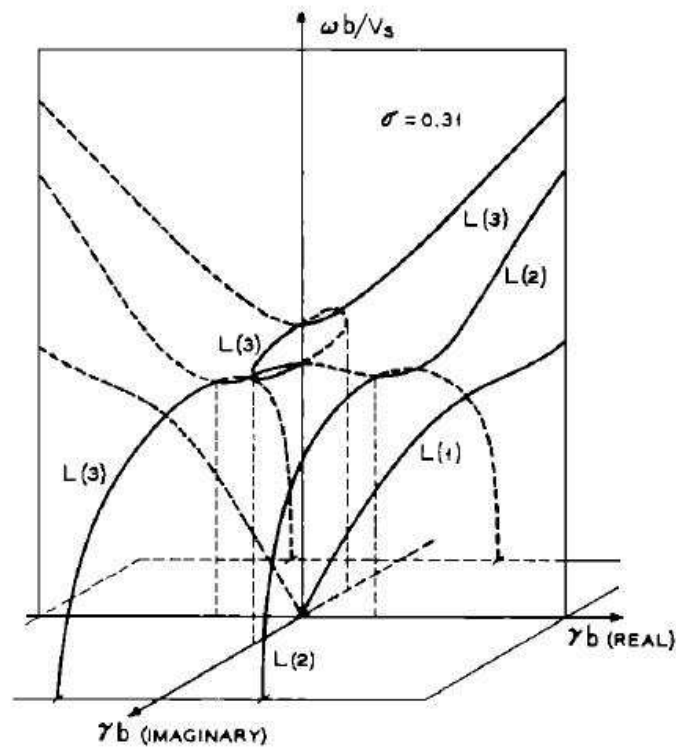
Les courbes de dispersion de la figure 1.4 ne représentaient que les solutions de l'équation de Rayleigh-Lamb 1.1 pour des nombres d'onde réels. En réalité, cette équation admet aussi des solutions à nombre d'onde complexe. Ces solutions sont tracées sur la figure 1.10 [Mei65]. On remarque deux branches complexes « émanant » du minimum en pulsation  $\omega$  du mode noté L(2) et correspondant au mode de Lamb  $S_1$ , ainsi que des « boucles » imaginaires pures reliant les modes notés L(2) et L(3). De plus on peut distinguer deux types de modes : ceux dont la vitesse de groupe (équivalente à la vitesse d'énergie [Bio57]) et la vitesse de phase ont le même signe et ceux dont les vitesses sont de signes opposés. Ces ondes sont appelées ondes rétropropagatives ou *backward waves*.

Pour une partie des auteurs, la vitesse de groupe d'une onde rétropropagative est négative, alors que sa vitesse de phase est positive [Neg87, WNKM88, WU02, Mar03, SP08]. Cette définition ne fait pas l'unanimité, d'autres auteurs considérant que la vitesse de groupe (ou vitesse d'énergie) est toujours positive et que la vitesse de phase peut être négative [Mei65, SH91, GAAB02, PCR08a] ; expérimentalement, les seuls modes détectables sont ceux qui se propagent de la source vers le capteur. A ce sujet, Sammelmann écrit « *Since we are dealing with a causal theory, the negative group velocity cannot mean that energy is propagating backward toward the source, for example with a point source excited wave, but simply reflects the fact that the phase and group velocities are of opposite sign (i.e., the phase velocity is negative) in this frequency region.* » [SH91]. Nous adopterons le point de vue selon lequel les modes rétro-propagatifs ont une vitesse de groupe positive ou nulle et une vitesse de phase négative (le vecteur d'onde est alors aussi négatif), position renforcée par les expériences présentées plus loin.

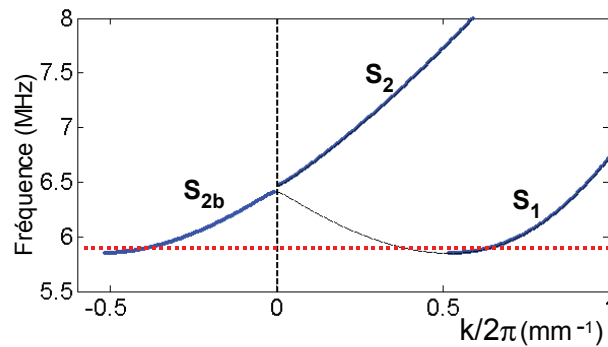
Ainsi pour une valeur de la fréquence comprise entre la fréquence ZGV et la fréquence d'épaisseur immédiatement supérieure, comme sur la figure 1.11, deux ondes peuvent exister au même point : l'une dont la vitesse d'énergie et le vecteur d'onde sont dans le même sens, l'autre dont la vitesse d'énergie et le vecteur d'onde sont de sens opposés.

Le déplacement normal peut ainsi s'écrire  $u(r, t) = u_{S_1}(r, t) + u_{S_{2b}}(r, t)$  :

$$u(r, t) = a_{S_1} e^{j(k_{S_1} r + \omega t)} + a_{S_{2b}} e^{j(k_{S_{2b}} r + \omega t)} \quad (1.6)$$



**FIGURE 1.10** – Courbes de dispersion des trois premiers modes de Lamb. Les lignes pleines correspondent aux modes dont l'énergie se propage dans la direction  $x_3$  positive ; les pointillés à ceux dont l'énergie se propage dans la direction opposée [Mei65].



**FIGURE 1.11** – Agrandissement des courbes de dispersion autour de la fréquence du mode ZGV  $S_1 S_2$ , pour  $V_g \geq 0$ , pour une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,49 mm.

avec  $k_{S_1} = -k_{S_{2b}}$  et  $a_{S_1} = a_{S_{2b}}$ .

Ces deux ondes peuvent interférer [GAAB02] en ce point, et l'onde stationnaire qui en résulte constitue le mode à vitesse de groupe nulle.

## 1.2 Observation des modes ZGV

Afin d'engendrer les résonances ZGV, il est souhaitable d'utiliser des techniques sans contact tant pour la génération que pour la détection des modes, pour ne pas

modifier les conditions aux limites. Nous présenterons donc dans cette partie les éléments du dispositif expérimental utilisé le plus souvent par la suite.

### 1.2.1 Techniques envisageables

Il existe plusieurs techniques sans contact permettant d'engendrer et détecter des modes résonnants dans une plaque :

**transducteurs aériens**, comme cela a été fait par Holland et Chimenti [HC04], les inconvénients étant le faible couplage de l'énergie et la faible bande passante ;

**transducteurs électro-magnéto-acoustiques (E.M.A.T.)**, l'échantillon devant être métallique et la distance transducteur-échantillon faible [DEP01] ;

**moyens optiques**, avec un laser source et un interféromètre ; l'échantillon doit être à la fois absorbant pour la génération, et réfléchissant pour la sonde [CPRM06].

Dans la majeure partie de cette thèse, les modes élastiques guidés seront engendrés et détectés dans l'échantillon au moyen de dispositifs optiques.

### 1.2.2 Génération optique

La génération optique d'une onde élastique dans un solide se fait sans contact, sur un matériau absorbant ni nécessairement métallique, ni nécessairement réfléchissant. La génération par laser repose sur plusieurs mécanismes induits par l'impact d'une impulsion lumineuse à la surface libre d'un solide opaque, suivant la densité de puissance. Lorsque la densité de puissance lumineuse absorbée est inférieure à environ  $15 \text{ MW/cm}^2$ , le régime est dit *thermoélastique* : l'état de la surface n'est pas modifié et l'on considère le phénomène de pression de radiation et l'effet thermoélastique. Ce dernier est prépondérant et consiste en une dilatation thermique locale du matériau provoquant essentiellement des forces parallèles à la surface libre. Lorsque la densité de puissance lumineuse absorbée est supérieure à  $15 \text{ MW/cm}^2$ , le régime est dit *d'ablation*, car l'impulsion incidente entraîne une vaporisation de matière. Ce phénomène engendre des forces normales à la surface libre, augmentées par la présence d'un film à la surface de l'échantillon [BHL88, Roy].

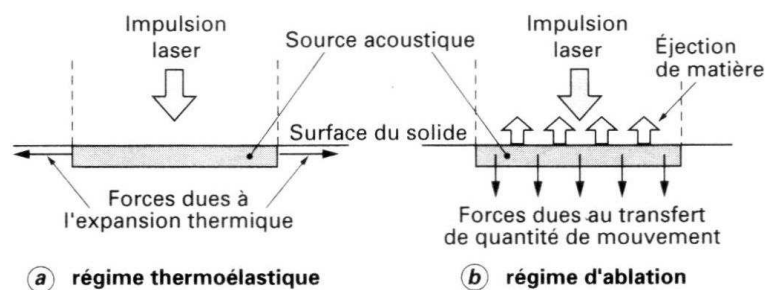


FIGURE 1.12 – Génération photothermique [Roy].

Les principaux paramètres intervenant dans la génération d'ondes élastiques par un faisceau laser sont les suivants [Roy] :

**Impulsion laser**

- énergie incidente,
- énergie absorbée,
- durée,
- section de la zone irradiée,
- densité de puissance absorbée,
- longueur d'onde optique.

**Matériau**

- coefficient d'absorption,
- coefficient de dilatation linéique,
- masse volumique,
- capacité thermique massique,
- conductivité thermique,
- constantes élastiques (de Lamé).

Pour que le contrôle soit non destructif, la génération d'ondes acoustiques dans l'échantillon devra être effectuée en régime *thermoélastique*. Dans ce régime, pour une source ponctuelle, les diagrammes de directivité pour une onde longitudinale et transversale sont donnés sur la figure 1.13.

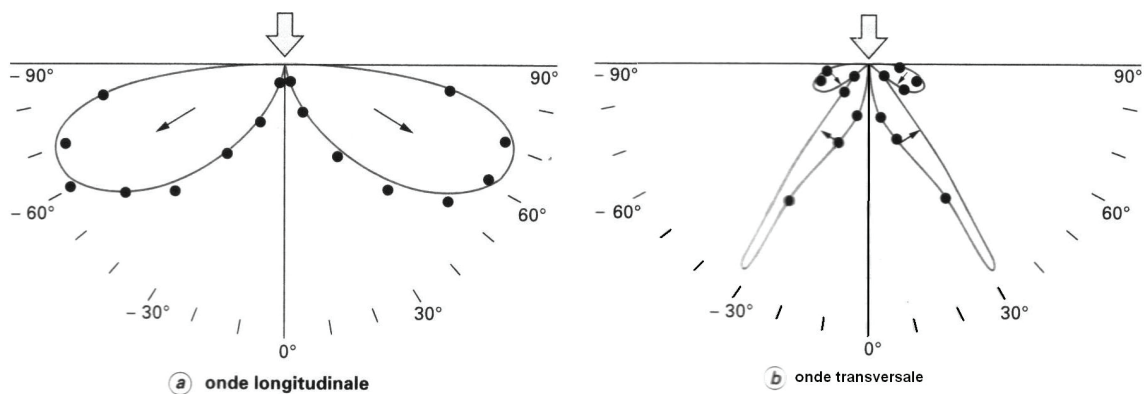


FIGURE 1.13 – Diagrammes de directivité d'une source thermoélastique ponctuelle [Roy].

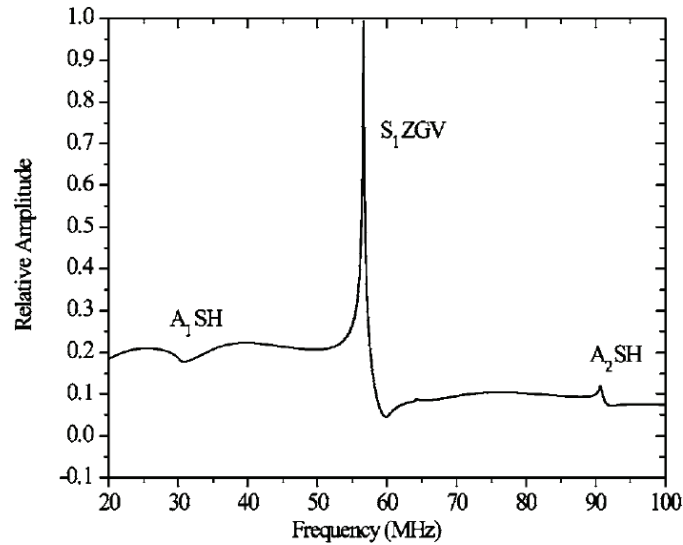
La source employée est un laser Nd :YAG pulsé constitué d'un cristal  $Y_3Al_5O_{12}$  (Grenat d'Aluminium et d'Yttrium) dopé au néodyme, ayant les caractéristiques suivantes :

- **longueur d'onde** : 1064 nm ;
- **durée** : 20 ns, permettant d'engendrer des ondes de fréquence maximale 20 MHz ;
- **énergie incidente** : 4 mJ ;
- **diamètre du spot** : 1 mm.

La durée de l'impulsion laser détermine la largeur de bande de l'excitation : plus l'impulsion est brève, plus haute sera la fréquence maximale des ondes engendrées.

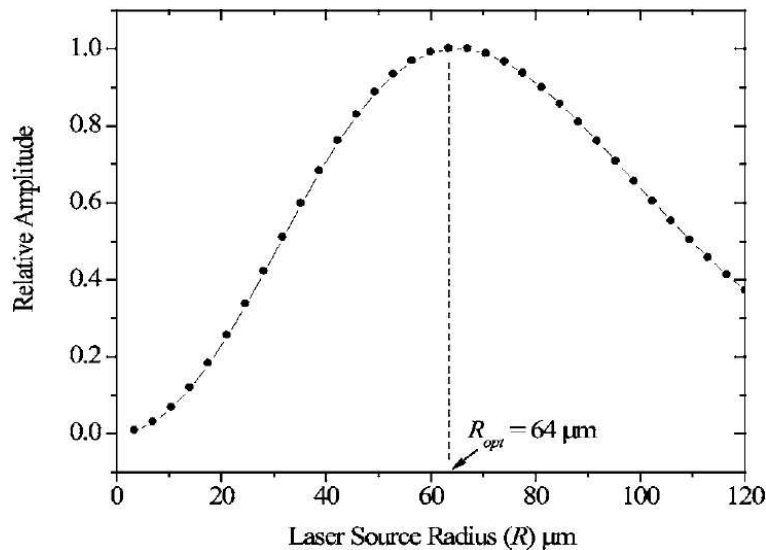
Balogun *et al.* ont simulé la réponse locale en fréquence d'une plaque d'aluminium de 50 microns d'épaisseur à une excitation opérée avec une source laser continue modulée en amplitude, dont ils font varier le diamètre. Le spectre du déplacement normal obtenu est représenté sur la figure 1.14. On aperçoit bien la résonance des modes ZGV  $S_1S_2$  et  $A_2A_3$ .

Sachant que la longueur d'onde d'un mode d'épaisseur est infinie alors que celle d'un mode de Lamb à vitesse de groupe nulle est finie, Balogun *et al.* prédisent que



**FIGURE 1.14** – Spectre du déplacement normal à la surface d’une plaque d’aluminium d’épaisseur  $50 \mu\text{m}$ , pour une excitation laser de rayon  $70 \mu\text{m}$ , simulation [BMP07].

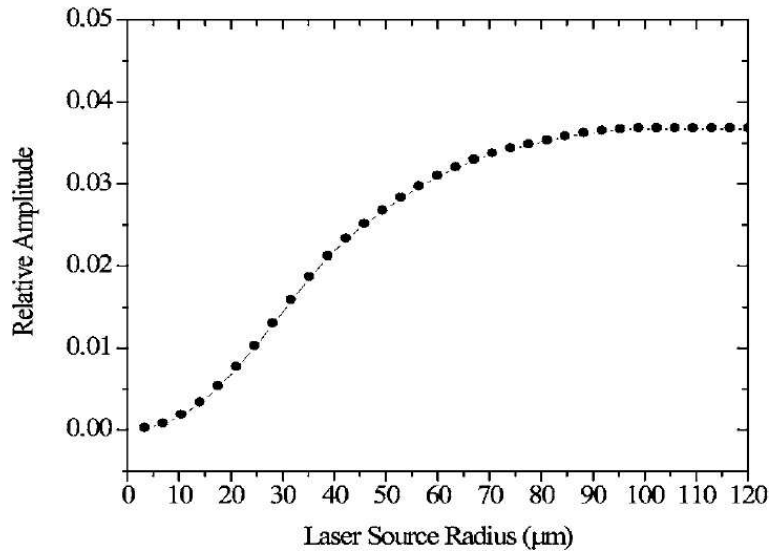
l’efficacité de la génération des modes ZGV dépend de la taille du faisceau d’excitation [BMP07]. Sur la figure 1.15, l’amplitude relative du mode ZGV  $S_1 S_2$  est tracée en fonction du rayon du faisceau source.



**FIGURE 1.15** – Plaque d’aluminium d’épaisseur  $50 \mu\text{m}$ . Variation de l’amplitude de la résonance ZGV  $S_1 S_2$  en fonction du rayon de la source laser [BMP07].

De cette simulation il ressort qu’il faut que le rayon optimal de la source soit égal environ au tiers de la longueur d’onde du mode ZGV à exciter, ici le mode  $S_1 S_2$ . Ou encore que la largeur du spot à mi-hauteur en intensité (FWHM) vaille la moitié de la longueur d’onde, c’est-à-dire le double de l’épaisseur de la plaque. Ceci se comprend aisément lorsque l’on regarde le profil du mode montré sur la figure 1.8. Une source de rayon  $\approx 75 \mu\text{m}$  couvre le lobe principal du déplacement normal à la surface ; si le rayon est plus grand, la génération se fait aussi sur le nœud du déplacement normal, et l’amplitude du mode excité est plus faible.

Sur la figure 1.16, l'amplitude relative du mode d'épaisseur  $A_2$  est tracée en fonction de la taille du spot source. Contrairement à l'amplitude relative du mode ZGV  $S_1S_2$ , celle du mode d'épaisseur  $A_2$ , n'est pas maximale pour une taille optimale du rayon source : plus la source est grande, meilleure est la génération. Cela illustre bien la localité des modes ZGV : avec une source de faible étendue spatiale, des modes ZGV seront préférentiellement engendrés, alors qu'avec une source de taille importante, les modes créés seront principalement des modes d'épaisseur.



**FIGURE 1.16** – Variation de l'amplitude de la résonance d'épaisseur  $A_2$  en fonction du rayon de la source laser [BMP07].

### 1.2.3 Détection optique

Il existe plusieurs types d'appareils permettant une mesure optique des déplacements de la surface de l'échantillon. Néanmoins, dans les paragraphes suivants on ne s'intéressera qu'à la sonde hétérodyne BMI mise au point au laboratoire. L'appareil, représenté sur la figure 1.17, se compose d'un interféromètre du type Mach-Zehnder, d'un modulateur acousto-optique (MAO), d'un analyseur et d'une photodiode. Le montage permet la mesure de l'amplitude absolue de la vibration mécanique normale en régime permanent, sans avoir à asservir la position d'un miroir de référence, comme dans le cas d'un interféromètre de Michelson stabilisé [Roy].

Un interféromètre hétérodyne est un interféromètre dans lequel la fréquence de l'un ou des deux faisceaux est décalée de quelques dizaines de mégahertz, par l'intermédiaire d'un modulateur acousto-optique. De cette manière, la partie alternative du courant fourni par le photodétecteur est modulée en fréquence. Lorsque le déplacement mesuré est très petit devant la longueur d'onde optique, le spectre de la partie alternative du courant est composé d'une raie centrale (fréquence porteuse) et de deux raies latérales de même amplitude. En régime permanent, l'amplitude absolue de la vibration mécanique se déduit du rapport de la hauteur de la raie centrale et de celle des raies latérales. La démodulation est réalisée par l'intermédiaire d'un boîtier électronique, de sorte que le signal de sortie de l'interféromètre repro-

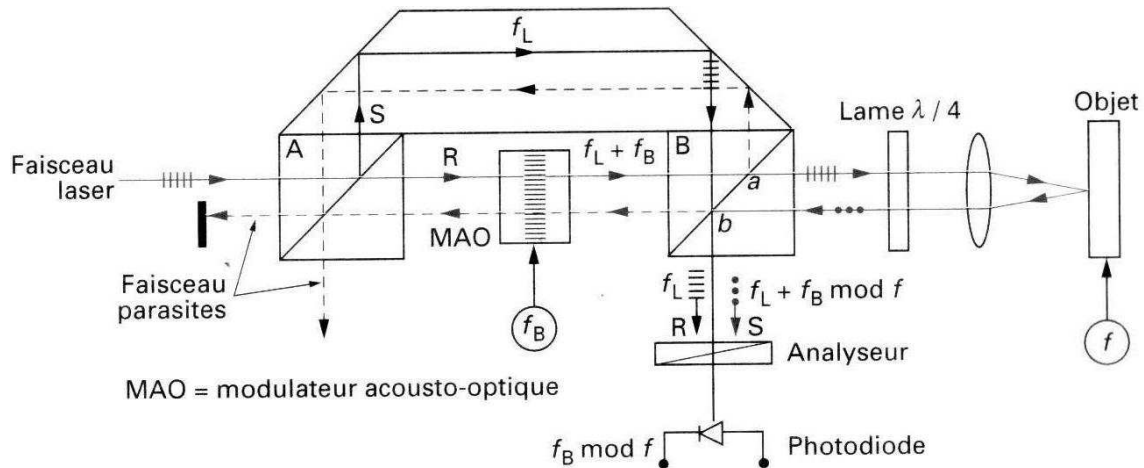


FIGURE 1.17 – Sonde interférométrique hétérodyne, configuration optique compacte [Roy].

duit une image de l'amplitude du déplacement normal de la surface de l'échantillon, avec un facteur de calibration de  $10 \text{ mV}/\text{Å}$ .

L'interféromètre hétérodyne utilisé est équipé d'un laser Nd :YAG continu ayant les caractéristiques suivantes :

- longueur d'onde optique : 532 nm ;
- puissance : 100 mW ;
- bande passante 1 - 45 MHz.

### 1.2.4 Dispositif

Le dispositif expérimental utilisé dans la suite de mes travaux, sauf indication contraire, est représenté sur la figure 1.18 et sur la photo 1.19. Pour exciter et observer un spectre de résonances ZGV, la source et la sonde sont maintenues superposées. Pour tracer des courbes de dispersion, la source est fixe tandis que la sonde est éloignée pas à pas du point source.

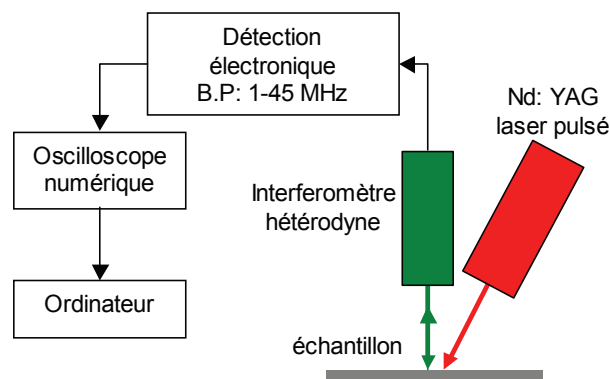


FIGURE 1.18 – Dispositif expérimental.



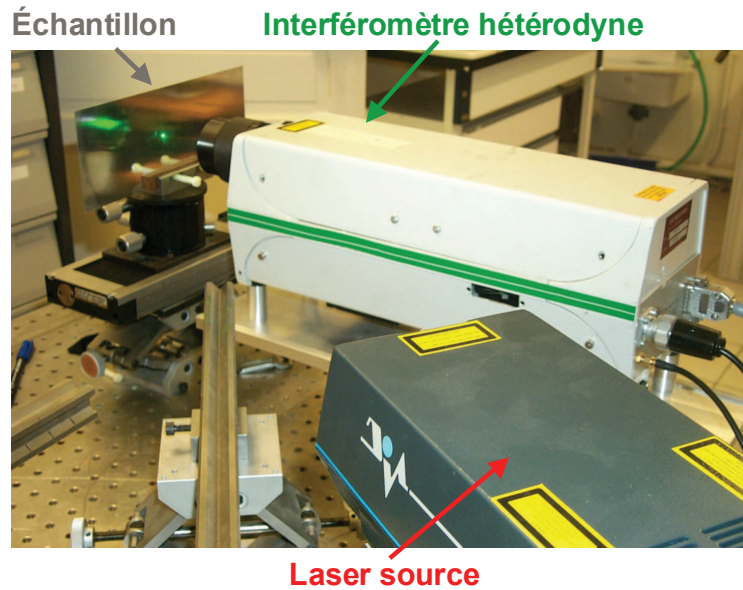


FIGURE 1.19 – Photographie du dispositif expérimental.

## 1.3 Validations expérimentales

Les résonances ZGV ont été mises en évidence récemment, notamment dans les articles [HC03, GP05, PBM05a]. Dans cette section, les résultats théoriques ou numériques des sections 1.1.2 et 1.1.3 sont explorés expérimentalement.

### 1.3.1 Courbes de dispersion expérimentales

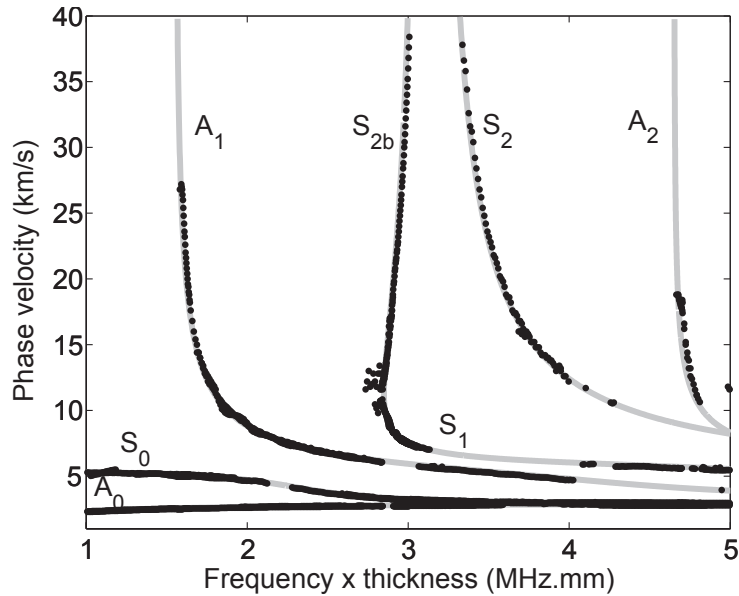
En utilisant les appareils décrits précédemment et en faisant varier la distance entre la source laser et le point de détection de l'interféromètre, il est possible de tracer les courbes de dispersion du milieu testé [GGT03]. Pour chaque distance source-sonde, le déplacement normal  $u(r, t)$  est enregistré. Ensuite une double transformée de Fourier est calculée : la transformée *temporelle*  $|U(r, f)|$  de ces signaux, puis la transformée *spatiale*  $|U(k, f)|$ . Enfin, les maxima de  $|U(k, f)|$  sont extraits. Prada *et al.* ont ainsi relevé les courbes de dispersion des modes de Lamb, affichées sur la figure 1.20, pour une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,49 mm.

Le point ZGV est localisable, à la jonction entre les modes de Lamb  $S_1$  et  $S_{2b}$  ; de même, on remarque des points expérimentaux au voisinage du point ZGV, qui pourraient se rapporter aux branches complexes qui « émanent » du point à vitesse de groupe nulle [Mei65].

### 1.3.2 Mode rétropropagatif et interférences

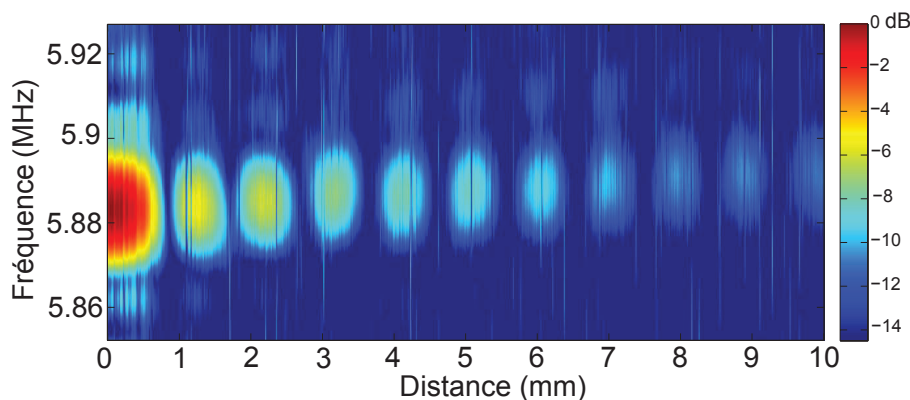
Dans la partie 1.1.3, il a été question de deux ondes ayant la même fréquence mais dont les vecteurs d'onde seraient opposés. Plusieurs expériences tranchent en faveur d'une vitesse de groupe positive ou nulle et d'une vitesse de phase négative pour l'onde rétro-propagative (*backward wave*).





**FIGURE 1.20** – Vitesse de phase obtenue expérimentalement, dans une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,49 mm [PCR08a].

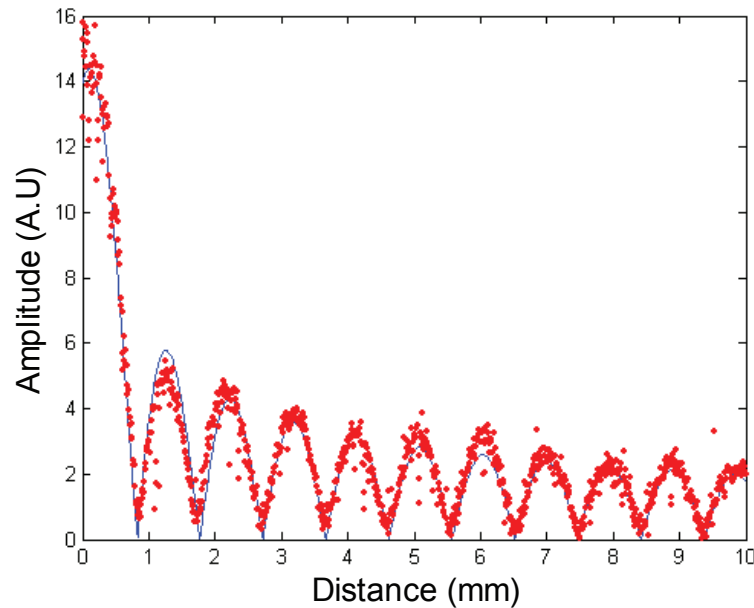
Germano *et al.* ont observé expérimentalement la figure d'interférence produite par la présence de ces deux ondes [GAAB02], ainsi que Prada *et al.* [PCR08a]. La transformée de Fourier temporelle  $|U(r, f)|$  du déplacement normal  $u(r, t)$  est présentée au voisinage de la fréquence ZGV sur la figure 1.21, qui n'est autre qu'une figure d'interférences. Le léger décalage vers le haut des fréquences lorsque l'on s'éloigne du point de génération s'explique facilement : l'acquisition étant de durée finie, en s'écartant de la source, les interférences sont dues à des ondes qui ont une vitesse de groupe très faible mais non nulle, situées de part et d'autre du point ZGV (cf. courbes de dispersion figure 1.4) et dont la fréquence est légèrement plus haute que celle du point ZGV.



**FIGURE 1.21** – Distribution spatiale de l'amplitude du déplacement résultant des interférences de deux ondes contre-propagatives  $S_1$  et  $S_{2b}$  dans une plaque de Duralumin de 0,49 mm d'épaisseur. Le point de génération correspond à la distance 0 mm [PCR08a].

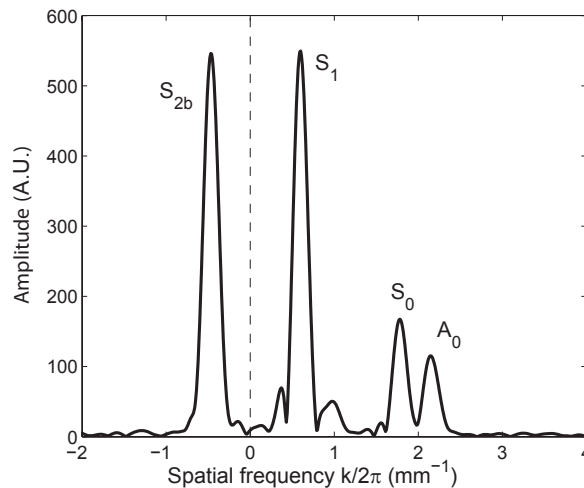
Notons que le profil de l'amplitude de la composante à la fréquence du premier mode ZGV  $f_{S_1 S_2} = 5,89$  MHz, représenté sur la figure 1.22, correspond bien à la

fonction de Bessel à l'ordre 0, comme prévu dans les simulations affichées sur la figure 1.8.



**FIGURE 1.22** – Profil de l'amplitude de la composante du premier mode à la fréquence ZGV  $f_{S_1S_2} = 5,89$  MHz, pour une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,49 mm. La ligne bleue représente la fonction de Bessel d'ordre 0 :  $J_0(kr)$ .

La figure 1.23, qui représente la transformée de Fourier à deux dimensions  $|U(k, f)|$  pour une fréquence juste supérieure à celle de la résonance  $S_1S_2$ , met clairement en évidence l'existence de deux ondes à la même fréquence et dont les nombres d'onde sont quasiment opposés.



**FIGURE 1.23** – Transformée de Fourier à deux dimensions du déplacement normal à 5,894 MHz dans une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,49 mm [PCR08a]. Le nombre d'onde négatif de la branche  $S_{2b}$  est clairement mis en évidence.

Enfin, Bramhavar *et al.* ont réalisé un échantillon pour observer la réfraction négative des ondes à l'interface entre deux régions d'épaisseurs différentes [BPM<sup>+</sup>11].

L'expérience consiste à engendrer des ondes de Lamb à l'extrémité d'une plaque formée de ces deux régions et à observer l'onde transmise après passage de la marche. Les épaisseurs sont calculées de telle sorte qu'à une certaine fréquence bien choisie correspondent dans la zone de génération une partie du mode propagatif  $S_2$  et dans l'autre une partie du mode  $S_{2b}$ , mode rétropropagatif. Après conversion de mode de  $S_2$  à  $S_{2b}$  au passage de la marche, le mode engendré a une vitesse de groupe encore positive, mais sa vitesse de phase (ou son vecteur d'onde) a changé de signe.

### 1.3.3 Acuité de la résonance

La procédure expérimentale est la suivante : les ondes sont excitées en un point de l'échantillon à l'aide d'un laser pulsé et le déplacement normal est enregistré au voisinage de la source au moyen d'un interféromètre hétérodyne. En pratique, des perturbations liées à l'échauffement de l'air au voisinage de la surface de la plaque au point d'excitation imposent de filtrer les basses fréquences jusqu'à 300 kHz, les résonances recherchées se situant bien au-dessus (environ 6 MHz) pour une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,5 mm [PCR08a]. Sur la figure 1.24 est affiché le signal brut obtenu sans filtrage et le signal filtré à l'aide d'un passe-haut à 0,5 MHz (figure 1.25). Sur ce signal filtré, on distingue correctement les composantes de basse fréquence – mode  $A_0$  et mode réfléchi à la fin de l'enregistrement – et les composantes de haute fréquence – modes ZGV – visibles au milieu de l'enregistrement. Enfin, le même signal filtré avec un passe-bande entre 4 et 12 MHz est représenté sur la figure 1.26. Les oscillations de la surface de la plaque aux fréquences ZGV sont clairement visibles.

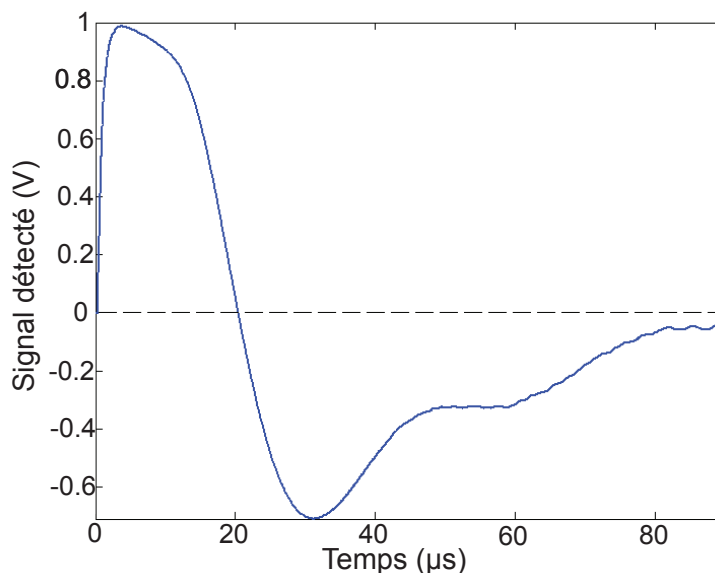


FIGURE 1.24 – Influence du signal thermique dans le signal détecté lorsque l'interféromètre et la source laser coïncident.

En utilisant ce dispositif, Clorennec *et al.* ont détecté dans une plaque de Duralumin d'environ 0,49 mm d'épaisseur des signaux oscillant pendant plusieurs millisecondes pour une excitation durant seulement une vingtaine de nanosecondes

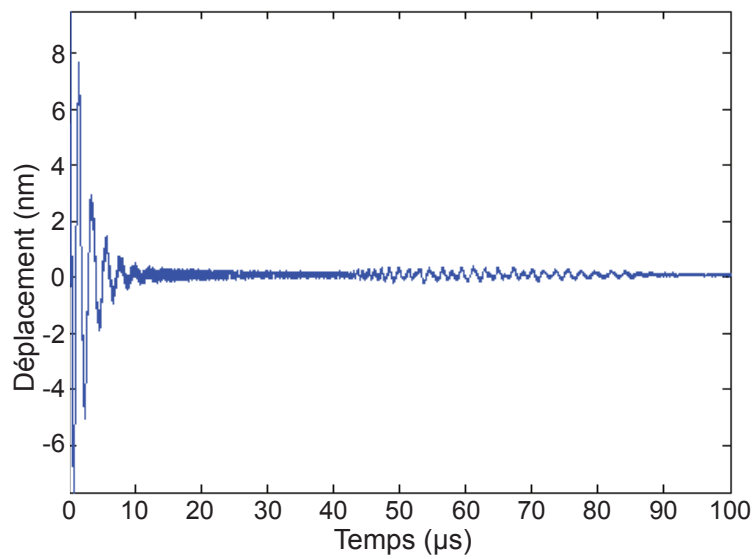


FIGURE 1.25 – Signal obtenu après filtrage passe-haut 0,5 MHz.

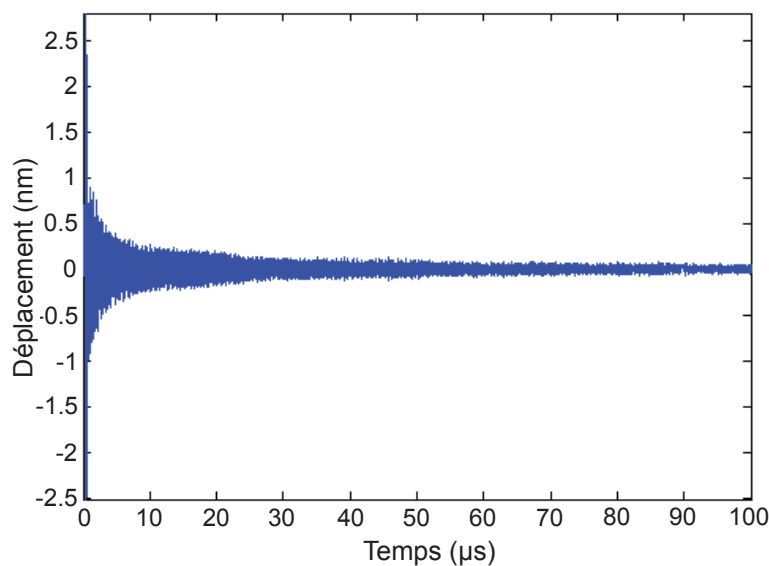
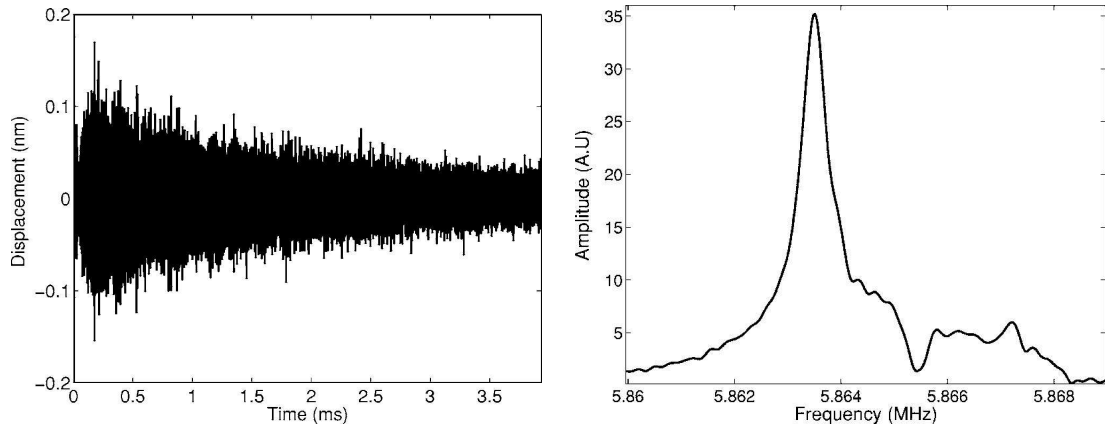


FIGURE 1.26 – Signal obtenu après filtrage de 4 à 12 MHz.

[CPRM06]. Le coefficient de qualité de la résonance a été estimé à 14 700. Ces résultats sont montrés sur la figure 1.27. La valeur très élevée du coefficient de qualité permet d'envisager la mesure de variations très faibles de la fréquence, causées par des variations d'épaisseur [CPRM06] ou la présence de couches minces (chapitre 4).

Examinons de nouveau le déplacement normal donné sur la figure 1.28(a) pour une plaque de 1,5 mm d'épaisseur. En ne sélectionnant que quelques dizaines de microsecondes, on peut observer au début de l'enregistrement des oscillations de basse fréquence, correspondant au mode  $A_0$ . La figure 1.28(b) présente la transformée de Fourier du signal mesuré dans une fenêtre temporelle bien choisie. En dehors du fond continu dû au mode  $A_0$ , chaque pic correspond à un mode ZGV. Leur ampli-

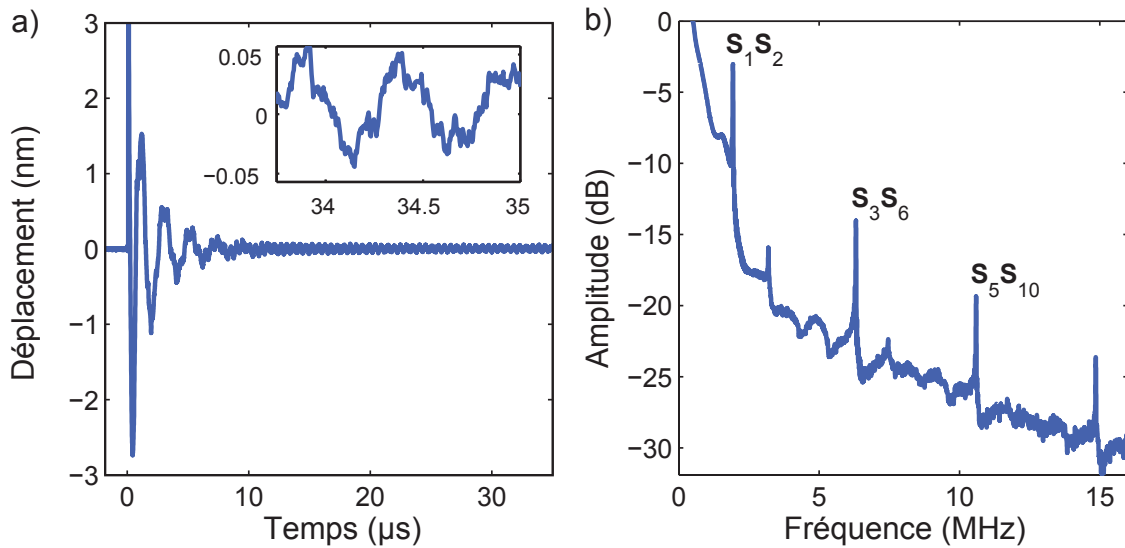


(a) Déplacement normal en fonction du temps.

(b) Spectre correspondant.

**FIGURE 1.27** – Déplacement normal obtenu sur une plaque de Duralumin de 0,49 mm d'épaisseur [CPRM06].

tude décroît, car l'impulsion laser n'excite pas toutes les fréquences avec la même intensité : les basses fréquences sont mieux excitées que les hautes.



**FIGURE 1.28** – Déplacement normal à la surface, mesuré au point d'excitation sur une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,5 mm (a), et sa transformée de Fourier (b).

### 1.3.4 Dépendance du spectre vis-à-vis du coefficient de Poisson

Les calculs montrés dans la section 1.1.2 ont été vérifiés par l'expérience pour deux matériaux différents, la silice ( $\nu = 0,172$ ) et le Duralumin ( $\nu = 0,338$ ) [PCR08a]. Sur la figure 1.29, les spectres acquis expérimentalement sont confrontés aux spectres prédits avec la figure 1.9. Les traits pointillés verts se rapportent aux deux échantillons testés. Les pics ressortant des spectres correspondent bien aux modes ZGV calculés pour le coefficient de Poisson de chaque échantillon, établissant une sorte de signature qui sera utilisée pour la caractérisation du matériau (chapitre 2).

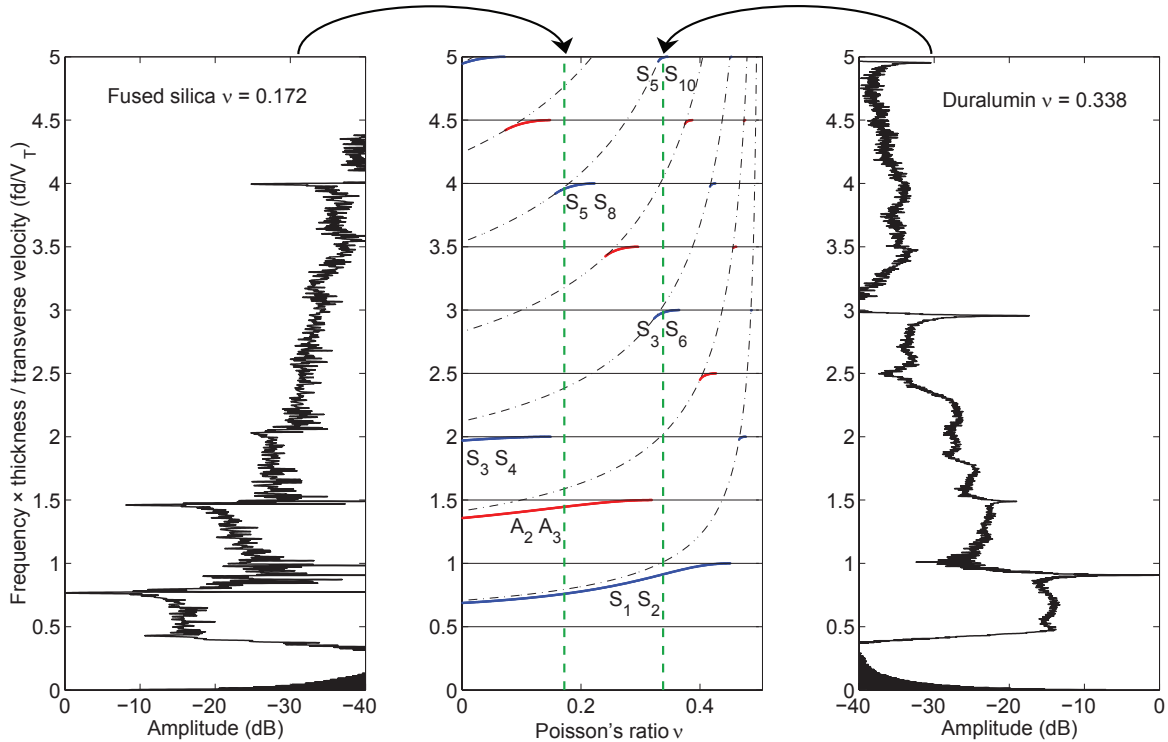
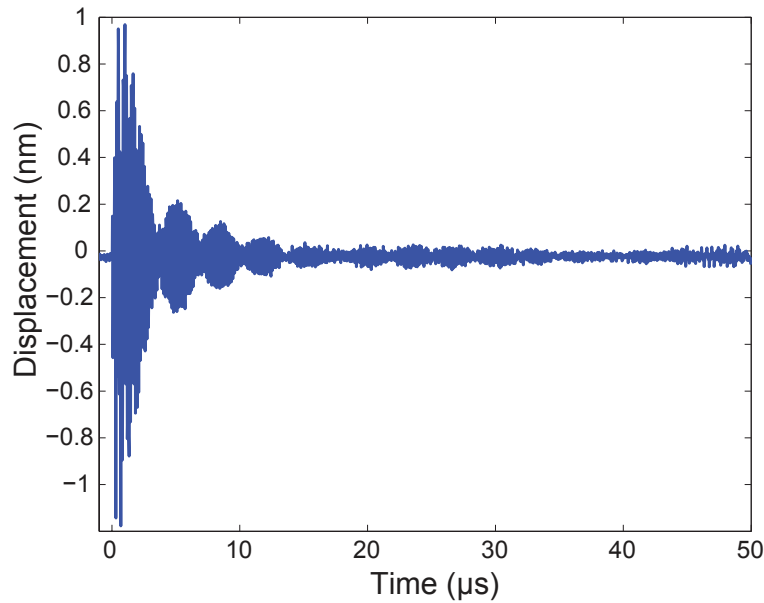


FIGURE 1.29 – Déplacement normal enregistré par la sonde au point de génération, à la surface d'une plaque de silice ( $\nu = 0,17$ ) et de Duralumin ( $\nu = 0,34$ ), pour une excitation ponctuelle [PCR08a].

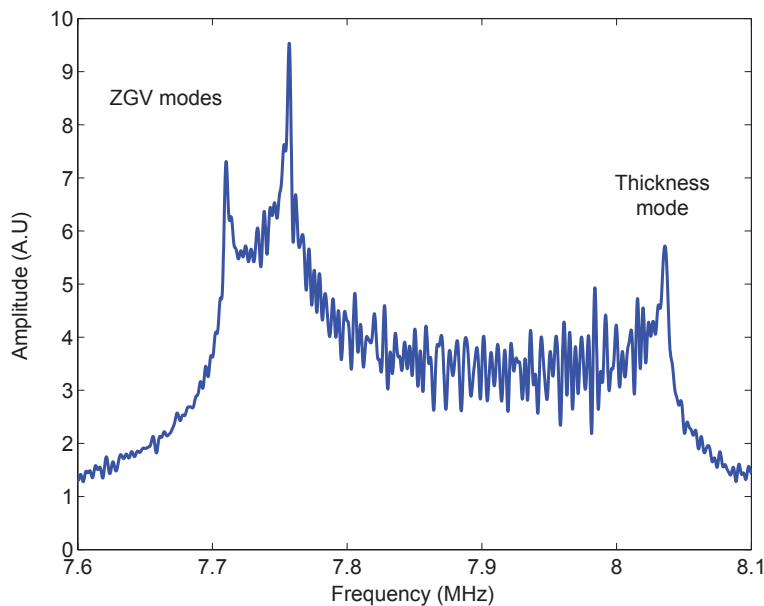
### 1.3.5 Milieux anisotropes

Les modes ZGV ont aussi été observés par des techniques ultrasons laser dans des plaques anisotropes, en particulier par Prada *et al.* sur une plaquette de silicium coupée suivant le plan cristallographique [001] [PCMR09]. Avec le dispositif expérimental déjà présenté, ils ont observé le signal affiché sur la figure 1.30, la source et la sonde étant superposées.

Les battements, non observés pour une plaque isotrope (figure 1.25 par exemple), sont dus à la présence de pics proches dans le spectre. La transformée de Fourier du signal (figure 1.31) autour de la première résonance ZGV, permet d'identifier trois pics. Prada *et al.* ont tracé les courbes de dispersion pour deux directions cristallographiques différentes montrant que pour chacune d'entre elles, la fréquence des modes ZGV était différente. Les pics du spectre expérimental ont été identifiés : les deux premiers correspondent au mode ZGV  $S_1S_2$  dans chacune des deux directions de propagation principales [100] et [110] et le troisième au mode d'épaisseur  $S_2$ .



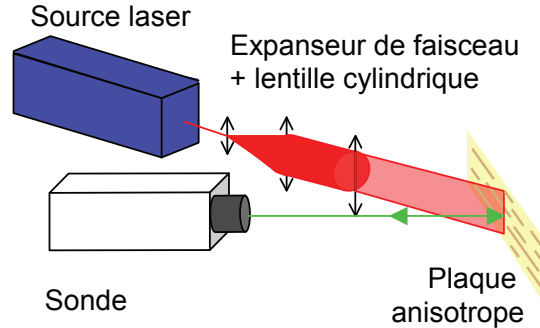
**FIGURE 1.30** – Déplacement normal engendré par l’impulsion laser ponctuelle sur une plaquette de silicium et détecté au même point par la sonde [PCMR09].



**FIGURE 1.31** – Agrandissement du spectre du déplacement normal au voisinage du mode ZGV  $S_1S_2$ , pour une excitation par une source ponctuelle [PCMR09].

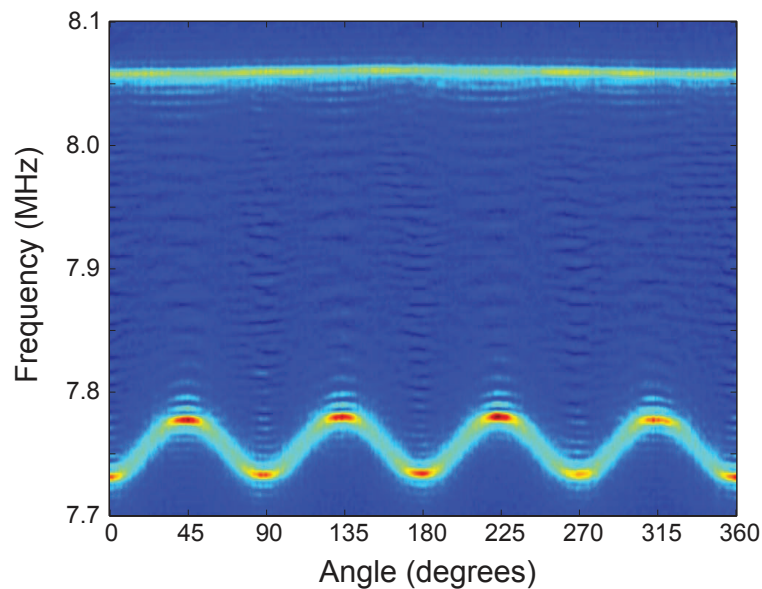
Dans la suite de l’article, la génération des modes de Lamb s’effectue non plus avec un point source mais avec une ligne source orientable, selon le schéma de la figure 1.32. Le diamètre du faisceau non focalisé du laser pulsé étant de 1 mm, un extenseur de faisceau ( $\times 7,5$ ) et une lentille cylindrique de distance focale 200 mm sont utilisés pour élargir le faisceau laser et le focaliser selon une ligne à la surface de l’échantillon. La distribution d’énergie lumineuse est proche d’une gaussienne et la densité de puissance absorbée en dessous du seuil d’ablation. La longueur totale de

la source à  $1/e$  du maximum est égale à 12 mm et sa largeur est estimée à 0,3 mm. En régime thermoélastique, la source est équivalente à un ensemble de dipôles de forces distribués sur la surface perpendiculairement à la ligne. Ce montage sera utilisé dans ma thèse afin de caractériser des matériaux anisotropes (chapitre 2).



**FIGURE 1.32** – Montage utilisé pour examiner un matériau anisotrope : le faisceau est élargi par l'extenseur puis mis en forme de nappe par la lentille cylindrique. La ligne source résultante peut être tournée de manière à l'orienter différemment par rapport à l'axe d'anisotropie du matériau étudié.

Le but de l'expérience utilisant une ligne source est d'étudier le comportement des fréquences de résonance ZGV selon l'orientation de la ligne. Prada *et al.* font donc tourner la ligne de 0 à 360° par pas de 1°. Ils obtiennent le spectre en fonction de l'angle représenté sur la figure 1.33.

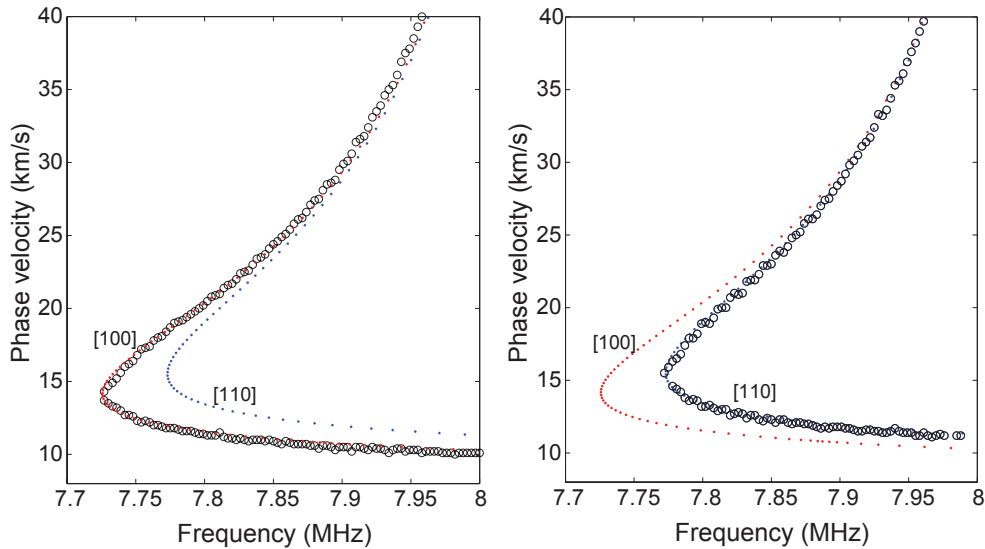


**FIGURE 1.33** – Spectre mesuré pour chaque orientation de la ligne source [PCMR09].

La valeur de la fréquence ZGV obtenue varie de manière sinusoidale (90° de période) avec l'orientation de la ligne source. Ces variations ne peuvent pas être causées par d'éventuelles variations d'épaisseur puisque la fréquence du mode d'épaisseur est constante. Les valeurs minimale et maximale de la fréquence correspondent



uniquement à l'orientation de la ligne, c'est-à-dire à la direction de propagation de l'onde excitée. Pour s'en assurer, les auteurs ont alors mesuré les courbes de dispersion pour l'une et l'autre position. Les courbes expérimentales de la figure 1.34 correspondent bien aux courbes théoriques tracées pour les deux directions de propagation différentes [100] et [110].



**FIGURE 1.34** – Courbes de dispersion obtenues dans le silicium avec une excitation par une ligne source, dans deux positions différentes : (**à gauche**) avec la ligne source perpendiculaire à la direction [100], (**à droite**) perpendiculaire à la direction [110]. Les cercles indiquent les points expérimentaux, les croix les courbes théoriques [PCMR09].

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre introductif, après avoir présenté succinctement les modes guidés dans les plaques, nous avons vu les propriétés remarquables des modes à vitesse de groupe nulle : résonances très fines, longueur d'onde finie par opposition aux modes d'épaisseur, présence au point ZGV de deux ondes à vitesses de phase opposées... Les conditions d'existence de ces modes ont été exposées ainsi que leurs liens avec les modes d'épaisseur, permettant de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de ces résonances.

La suite du chapitre a permis de montrer que le dispositif ultrasons laser est approprié à l'étude de ces résonances. Après une présentation détaillée des appareils permettant la génération d'ondes élastiques guidées – laser pulsé – et la détection du déplacement normal à la surface de l'échantillon – interféromètre hétérodyne – les validations expérimentales des propriétés ont été exposées. Ainsi, la dépendance du spectre des résonances vis-à-vis du coefficient de Poisson trouvée numériquement a été confirmée expérimentalement, tout comme les considérations portant sur la coïncidence d'ondes progressives et rétropropagatives dans la plaque. Le cas de matériaux anisotropes a été lui aussi abordé, montrant que moyennant quelques adaptations, les considérations sur les propriétés des modes ZGV étaient encore valables dans ces matériaux.

---

## Caractérisation de plaques et de tubes

---

LES STRUCTURES en forme de plaques sont présentes dans des domaines et à des échelles très divers : les murs et poutres dans le génie civil, les vitres, les tôles du fuselage dans l'aviation, les couches fines de peinture, etc... Une grande variété de cylindres est utilisée dans l'industrie comme conduits pour gaz ou liquides (eau, pétrole, produits chimiques...). Leurs propriétés géométriques et mécaniques sont des paramètres cruciaux pour l'intégrité de la structure. Par exemple, les variations de son épaisseur (augmentée par des dépôts ou diminuée par la corrosion) peuvent perturber leur utilisation (réduction de débit ou risque de fuite).

Les méthodes les plus répandues en contrôle non destructif (CND) sont la radiographie, les courants de Foucault et les techniques utilisant les ultrasons. Durant les dernières décennies, de nombreuses méthodes de CND par ultrasons ont été développées [KK90]. Le contrôle non destructif par ultrasons a pour but de sonder un échantillon afin d'en mesurer différentes grandeurs, tant géométriques (épaisseur de paroi, taille des éventuels défauts, etc...) que physiques (modules élastiques, densité, atténuation des ondes longitudinale et transversale, coefficient de Poisson,...)

La méthode proposée ici exploite les résonances locales de la structure qui apparaissent à des fréquences pour lesquelles la vitesse de groupe de certains modes de Lamb s'annule. En ces points particuliers de leurs courbes de dispersion, l'énergie acoustique de ces modes est piégée dans la zone source sans aucun transfert au milieu adjacent [HC03]. La résonance locale qui en résulte est sensible à la géométrie et aux propriétés du matériau [CPR07].

Dans un premier temps nous verrons les principales méthodes permettant de caractériser mécaniquement des plaques et particulièrement celle utilisant les modes ZGV exposés au premier chapitre. Ensuite, la question de la résolution latérale de ce genre de mesures sera examinée. Enfin, cette technique sera appliquée à l'étude de tubes anisotropes.

### 2.1 Plaques homogènes et isotropes

Les méthodes acoustiques de contrôle non destructif peuvent faire appel à des ondes de surface afin d'explorer la partie superficielle des pièces, comme en mi-

croscopie acoustique [YB95] ou à des ondes de volume, comme la méthode *Impact Echo*, reposant sur les réflexions multiples des ondes de volume à l'intérieur de l'épaisseur de la pièce à sonder [SC86]. On peut encore trouver d'autres techniques originales par exemple dans l'article de Lavrentyev *et al.* [LR97], où les coefficients de réflexion et de transmission de l'échantillon d'aluminium immergé dans l'eau sont mesurés à différentes fréquences, ensuite le problème inverse est résolu de manière à trouver la valeur des coefficients de Lamé, de la densité, de l'épaisseur et de l'atténuation des ondes longitudinales et transversales. D'autres auteurs s'appuient sur les ondes de Lamb, engendrées uniquement dans les plaques ou les parois des cylindres. Ainsi, les modes de Lamb ont été utilisés pour détecter des défauts dans les plaques [AC92], ou dans des pipe-lines [LAC98]; la relation de dispersion du mode de flexion  $A_0$  permet à Ing *et al.* de déterminer l'épaisseur d'une plaque [IELF10] à partir du bruit ambiant. Comparés aux ondes de volume, ces modes guidés conviennent davantage à une inspection sur de longues distances pour des plaques ou des cylindres à paroi fine. Dans ce dernier cas, les ondes propagatives guidées axialement et circonférentiellement doivent être distinguées [CLJ04].

Les techniques conventionnelles par ultrasons nécessitent un milieu couplant (liquide, gel ou caoutchouc) afin de permettre la transmission des ultrasons à l'intérieur de la pièce à examiner [Lyn89]. Des techniques sans contact employant des EMATs [DEP01] ou des transducteurs aériens [SFHF97] ont été développées. Elles sont limitées, pour la première par la nécessité pour la pièce à tester d'être métallique, et pour la seconde par la mauvaise adaptation d'impédance entre le transducteur et l'air qui diminue l'énergie transmise à la plaque. Les techniques ultrasons laser éliminent la question du couplage dans la génération et la détection des ondes élastiques et permettent un balayage rapide de l'échantillon. En général, les ondes élastiques sont engendrées par un laser (pulsé) et détectées par une sonde optique (hétérodyne) [DEMP87,SD90]. Des sources de formes variées et en particulier de petites dimensions sont disponibles. La durée de l'impulsion laser peut être courte et les ondes élastiques excitées peuvent être détectées localement, même si la surface est incurvée. De plus, les bandes passantes d'émission et de détection peuvent excéder 20 MHz, assurant ainsi des résolutions temporelle et spatiale élevées. Il a été montré que ces techniques sont un outil efficace pour étudier les modes de Lamb dispersifs et que certaines propriétés des matériaux peuvent être extraites du spectre de dispersion relevé [GGT03].

La caractérisation de plaques par ondes de Lamb excitées et observées par un dispositif ultrasons laser peut se faire de différentes manières, par exemple par identification des modes de plaque de basse fréquence [DEMP87] : la vitesse de plaque, qui dépend uniquement de  $\lambda$ ,  $\mu$  et  $\rho$ , est ainsi estimée. La vitesse de groupe du mode  $A_0$ , proportionnelle à la vitesse de plaque, à la fréquence et à l'épaisseur de la plaque, est ensuite mesurée : l'épaisseur peut être ainsi déduite. Dans l'article [GGT03], les déplacements sont mesurés à la surface, puis les courbes de dispersion  $V_\phi(f)$  sont calculées. Les caractéristiques sont obtenues en ajustant les paramètres de manière à minimiser l'écart entre les courbes de dispersion calculées et les courbes de dispersion simulées. Ces techniques ne sont pas locales, puisqu'elles nécessitent des mesures en différents points de la surface.

Une autre méthode de caractérisation utilise les résonances de la plaque. Les déplacements sont mesurés sur la surface, puis la transformée de Fourier est calculée et les pics du spectre de résonance sont identifiés. La fréquence des pics peut correspondre aux ondes de Lamb longitudinales [GP05], aux ondes de volume transversales [DEP01, DLR06], à certains modes de Lamb [CPRM06].

### 2.1.1 Détermination du coefficient de Poisson par les résonances ZGV

L'utilisation d'un dispositif ultrasons laser est a priori intéressante en contrôle non destructif, puisque ne nécessitant pas de contact avec l'échantillon. Les résonances mécaniques de la pièce à examiner sont très peu atténuées, ce qui autorise des méthodes tirant parti des résonances. Si les deux premières résonances ZGV  $S_1S_2$  et  $A_2A_3$  sont présentes, le coefficient de Poisson peut être déterminé. En effet, les fréquences des deux premières résonances à vitesse de groupe nulle peuvent se mettre sous la forme [CPR07] :

$$f_1 = \beta_1 \frac{V_L}{2d}, \text{ avec } \beta_1 < 1 \quad (2.1)$$

$$f_2 = \beta_2 \frac{3V_T}{2d}, \text{ avec } \beta_2 \leq 1 \quad (2.2)$$

Les coefficients  $\beta_1$  et  $\beta_2$  dépendent uniquement de  $\nu$  (figure 1.7). Si ces deux résonances  $S_1S_2$  et  $A_2A_3$  sont détectées, le coefficient de Poisson peut être trouvé directement, car le rapport de ces deux fréquences est une fonction bijective qui ne dépend que de  $\nu$  :

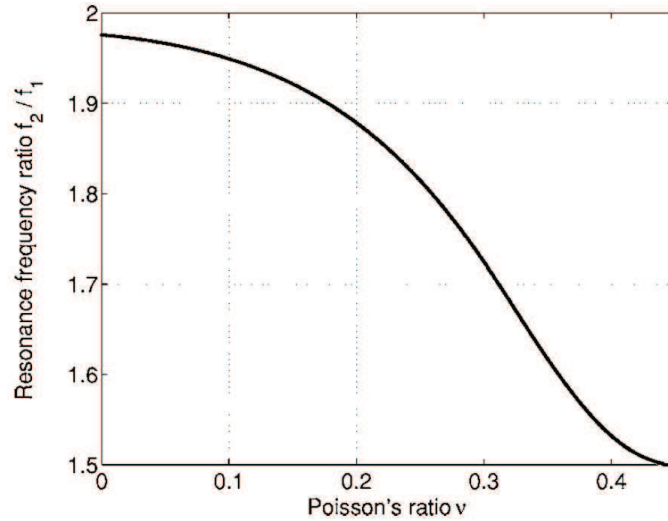
$$\frac{f_2}{f_1} = 3 \frac{V_T \beta_2}{V_L \beta_1} = 3 \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}} \frac{\beta_2(\nu)}{\beta_1(\nu)} \quad (2.3)$$

Cette fonction est tracée sur la figure 2.1.

Une fois la mesure locale de  $\nu$  réalisée, il est facile de remonter à l'épaisseur ou aux vitesses de l'échantillon à partir des équations 2.1 ou 2.2. Dans l'article [CPR07], Clorennec *et al.* ont ainsi estimé les vitesses et le coefficient de Poisson de huit matériaux différents.

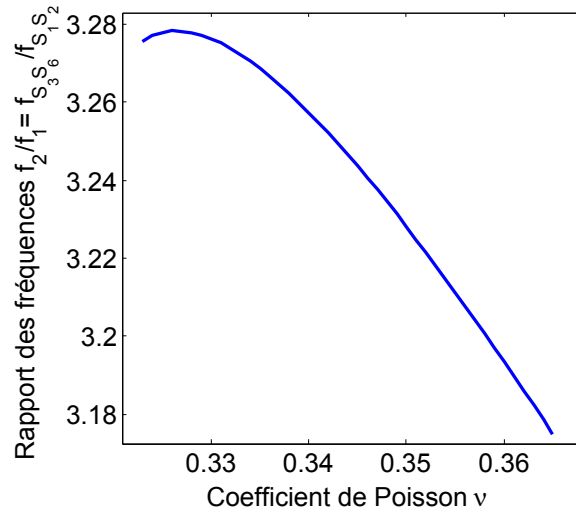
### 2.1.2 Extension au cas des autres harmoniques

La détermination du coefficient de Poisson et des vitesses donnée dans l'article [CPR07] convient tant que les deux premiers modes ZGV  $S_1S_2$  et  $A_2A_3$  sont décelables dans le spectre, ce qui revient à limiter la plage de coefficients de Poisson de  $\nu = 0$  à  $\nu = 0,31$  [Neg87]. Passé cette limite, le mode  $A_2A_3$  n'existe plus en tant que tel, rejoignant le mode d'épaisseur  $A_3$  plus difficilement excité et détecté avec notre dispositif puisque transversal (cf figure 1.6). Cependant on remarque que le spectre de résonance des modes de Lamb dans le Duralumin (figure 1.28) peut présenter une résonance à la fréquence du mode d'épaisseur  $A_3$  qui permet encore d'identifier le coefficient de Poisson du Duralumin, proche de la limite  $\nu = 0,31$ . De toute



**FIGURE 2.1** – Rapport des fréquences des modes ZGV  $A_2A_3$  et  $S_1S_2$  en fonction du coefficient de Poisson, tiré de [CPR07].

manière, il est possible de prolonger la détermination du coefficient de Poisson jusqu'à  $\nu = 0,365$  en utilisant le mode  $S_3S_6$ , dont la fréquence est environ triple de celle du mode  $S_1S_2$  et qui existe de  $\nu = 0,323$  à  $\nu = 0,365$ . Sur cette même figure, on voit bien une résonance à cette fréquence, preuve que l'on a dépassé la valeur  $\nu = 0,31$  [PCR08a].



**FIGURE 2.2** – Rapport des fréquences des modes  $S_3S_6$  et  $S_1S_2$  en fonction du coefficient de Poisson.

Le rapport des fréquences  $f_2/f_1$  pour le couple  $S_1S_2-S_3S_6$ , présenté sur la figure 2.2, n'est pas univoque comme dans le cas du couple  $S_1S_2-A_2A_3$ , figure 2.1 [CPR07]. Cependant, de  $\nu = 0,323$  à  $\nu = 0,326$ , l'information donnée par le rapport  $f_{S_3S_6}/f_{S_1S_2}$  est déjà fournie par le rapport  $f_{A_2A_3}/f_{S_1S_2}$  (figure 2.1) mais la partie de  $\nu = 0,326$  à  $\nu = 0,365$ , bijective, permet la détermination précise de  $\nu$  dans le cas de spectres ne comportant pas de pic de résonance du mode d'épaisseur  $A_3$ .

### 2.1.3 Mesure de variations d'épaisseur

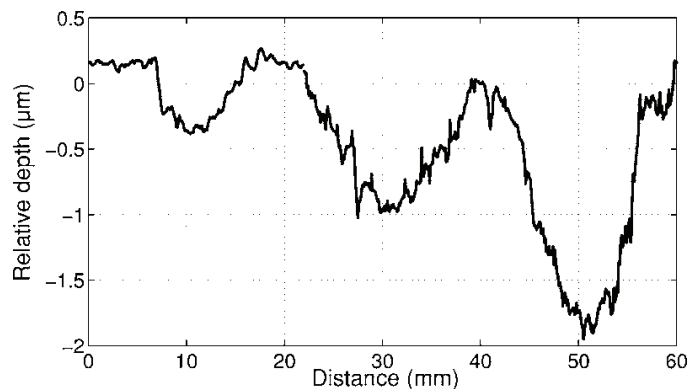
Notons que le coefficient de Poisson peut être obtenu directement des mesures de fréquences, alors que l'évaluation des vitesses requiert la connaissance de l'épaisseur et vice-versa. Mais comme le produit fréquence-épaisseur  $f_{ZGV}d$  est constant pour un matériau et un mode donnés, les variations d'épaisseur d'une plaque peuvent être déduites sans la connaissance du matériau ou des vitesses ; la variation de fréquence est l'image de la variation d'épaisseur, selon l'équation :

$$\Delta d = -d \frac{\Delta f_{ZGV}}{f_{ZGV}} \quad (2.4)$$

Comme la grandeur finalement mesurée est l'épaisseur, il est possible d'avoir accès à des variations d'épaisseur sur l'envers de l'échantillon, sans avoir à placer le dispositif de ce côté-là.

Dans l'article [CPRM06], Clorenec *et al.* mesurent les variations d'épaisseur d'une plaque de Duralumin de  $100 \times 150 \times 0,49 \text{ mm}^3$  à l'aide des résonances locales ZGV excitées à l'aide d'un dispositif ultrasons laser. Trois gouttes d'acide orthophosphorique ont été déposées sur l'échantillon pendant respectivement 10, 20 et 30 minutes. Les auteurs supposent la vitesse de corrosion égale à  $0,05 \mu\text{m}/\text{min}$  ; la plaque doit donc présenter des dépressions de profondeur  $0,5 \mu\text{m}$ ,  $1 \mu\text{m}$  et  $1,5 \mu\text{m}$  environ. En utilisant le dispositif expérimental déjà présenté, ils ont mesuré point par point l'amplitude du déplacement normal le long d'une ligne traversant la zone d'intérêt, avant et après corrosion. La transformée de Fourier de chaque signal est calculée et l'épaisseur déduite selon l'équation 2.4.

Sur la figure 2.3 est représentée pour la zone testée la différence d'épaisseur avant/après corrosion. Avec cette méthode, la profondeur des trous est évaluée avec une précision de 0,02% à  $0,5 \mu\text{m}$ ,  $1 \mu\text{m}$  et  $1,8 \mu\text{m}$  au lieu de  $0,5 \mu\text{m}$ ,  $1 \mu\text{m}$  et  $1,5 \mu\text{m}$  attendus [CPRM06].



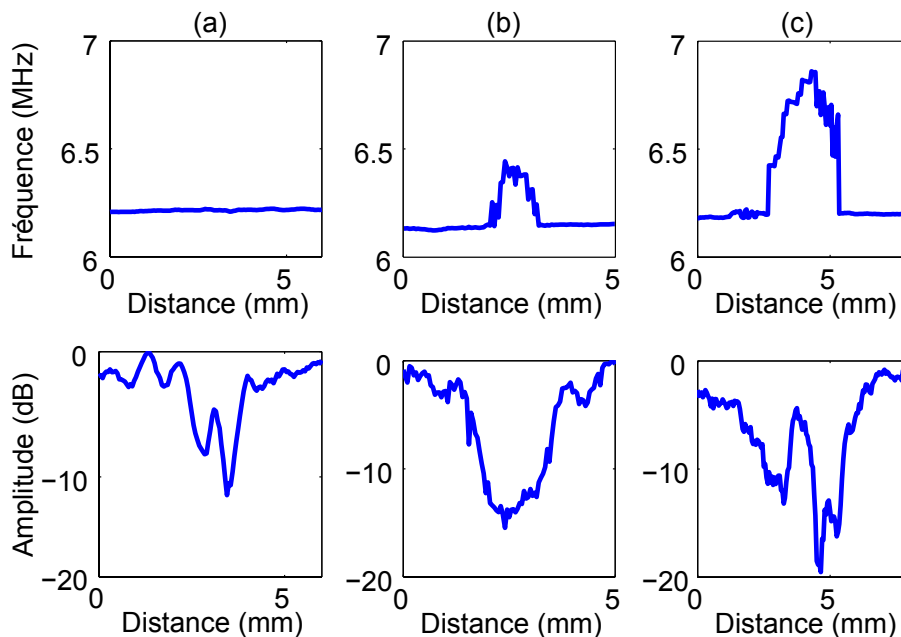
**FIGURE 2.3** – Variations d'épaisseur d'une plaque de Duralumin après corrosion par une solution acide. Les trous ont une profondeur attendue de  $0,5 \mu\text{m}$ ,  $1 \mu\text{m}$  et  $1,5 \mu\text{m}$ . [CPRM06].

## 2.2 Mesure d'épaisseur et résolution latérale

La question de la résolution latérale est importante pour la caractérisation de plaques ou de couches fines ; il est nécessaire de bien connaître à partir de quelle distance on peut détecter des défauts tels qu'une variation brusque d'épaisseur ou de propriétés mécaniques et à partir de quelle taille ce défaut peut être correctement estimé. Nous avons mené plusieurs expériences pour mieux appréhender cette résolution latérale.

### 2.2.1 Détection d'une rainure

Une première expérience a été menée sur une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,5 mm sur laquelle sont gravées trois rainures de profondeur moyenne 30  $\mu\text{m}$  et de largeur 2 mm, 1 mm et 200  $\mu\text{m}$ . Le but de l'expérience est de détecter et si possible d'estimer la largeur et la profondeur des trois rainures en utilisant le mode  $S_1S_2$ . La valeur de la fréquence du mode résonnant excité à l'endroit de la rainure n'est pas correcte excepté pour la rainure de 2 mm de large, mais en revanche, la localisation est bonne (figure 2.4) dans tous les cas. On peut même deviner la rainure la plus fine par la valeur relativement basse de l'amplitude. Rappelons que la longueur d'onde du mode  $S_1S_2$  est d'environ 2 mm.



**FIGURE 2.4** – Fréquence de la résonance ZGV  $S_1S_2$  **en haut** et amplitude de la résonance en dB **en bas**, au voisinage d'une rainure de largeur 0,2 mm (a), 1 mm (b) et 2 mm (c). Les différences de niveau de fond en fréquence s'expliquent par la variabilité de l'épaisseur de la plaque et non par la présence des rainures.

### 2.2.2 Caractérisation de marches

Une seconde mesure a été réalisée sur une plaque de Duralumin d'épaisseur 1 mm, afin de caractériser en épaisseur une série de 5 marches de 15 mm × 10 mm et de profondeur environ 0,1 mm usinées sur la plaque (figure 2.5).



FIGURE 2.5 – Plaque de Duralumin présentant une série de 5 marches de 15 mm × 10 mm et de profondeur environ 0,1 mm.

Le montage utilisé est le même que dans la section précédente, hormis le laser source dont les caractéristiques sont les suivantes :

- longueur d'onde : 1064 nm ;
- durée de l'impulsion : 1,5 ns ;
- énergie incidente : 450  $\mu$ J ;
- diamètre du spot : 1 mm.

Ce laser est préféré à celui présenté au premier chapitre à cause de sa cadence de tir (100 Hz) qui permet d'effectuer des mesures cinq fois plus rapidement.

Un balayage est effectué sur une ligne de 90 mm englobant la série de marches. Le mode  $S_1S_2$  est le seul qui soit correctement excité et la carte d'épaisseur est présentée sur la figure 2.6.

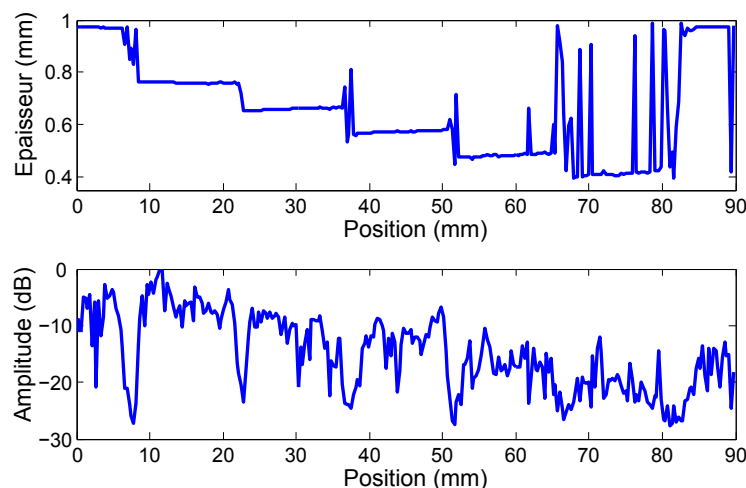


FIGURE 2.6 – Carte de l'épaisseur en mm de l'échantillon déduite de la fréquence ZGV  $S_1S_2$ .

On voit clairement la position des transitions, pour lesquelles l'amplitude du mode ZGV est basse (entre -20 et -30 dB). Elles ont une largeur de près de deux fois l'épaisseur de la plaque. La hauteur des marches (0,21 mm, 0,10 mm, 0,09 mm,



0,09 mm, 0,07 mm) correspond assez bien aux valeurs attendues, excepté pour la première qui est trop importante. Toutefois, ces valeurs correspondent probablement à la réalité ; en revanche, le profil réel n'est peut-être pas le profil attendu à cause de l'imperfection de l'usinage robotisé utilisé pour cet échantillon.

Pour voir comment varient les transitions avec la hauteur des marches, on simule la réponse locale de plusieurs plaques de Duralumin d'épaisseur 1 mm présentant une marche de 20, 40, 60, 80 et 100  $\mu\text{m}$ , en utilisant un code de différences finies en deux dimensions. La fréquence des modes  $S_1S_2$  et  $S_3S_6$  est affichée sur la figure 2.7.

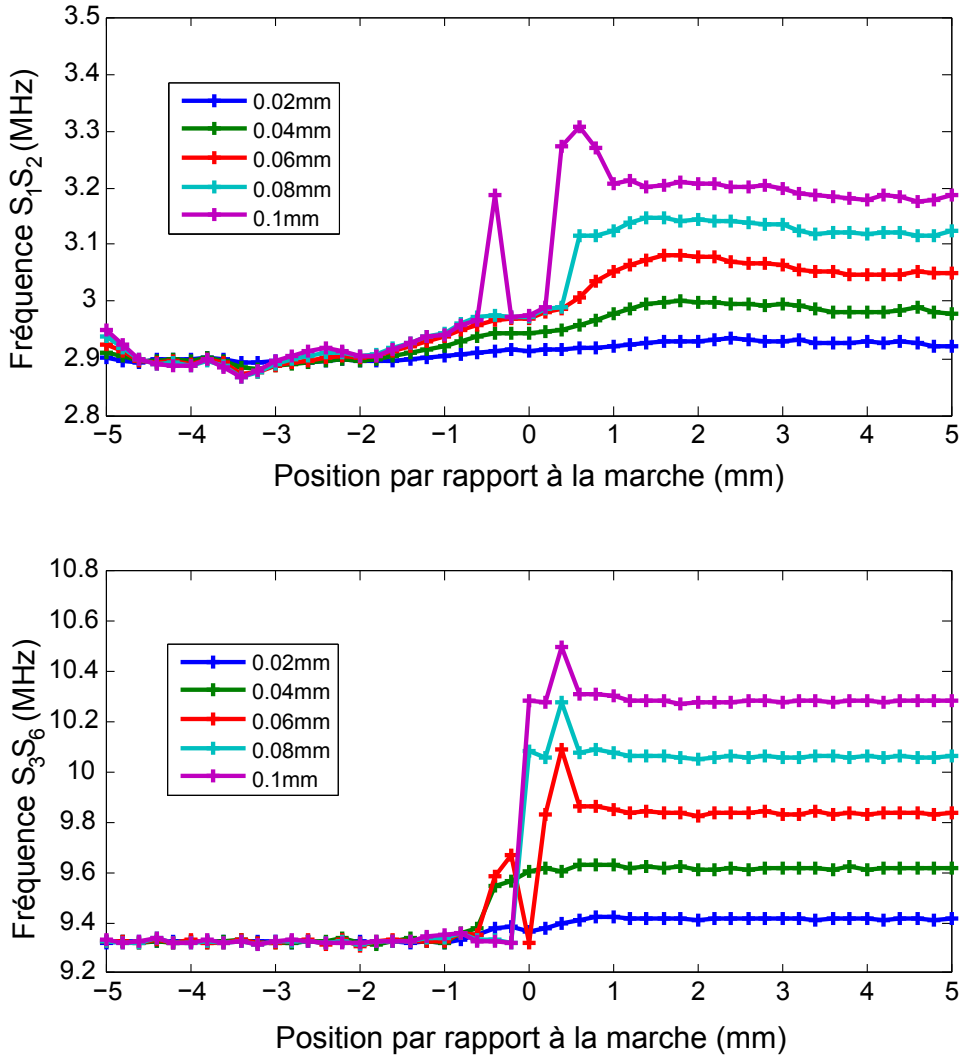


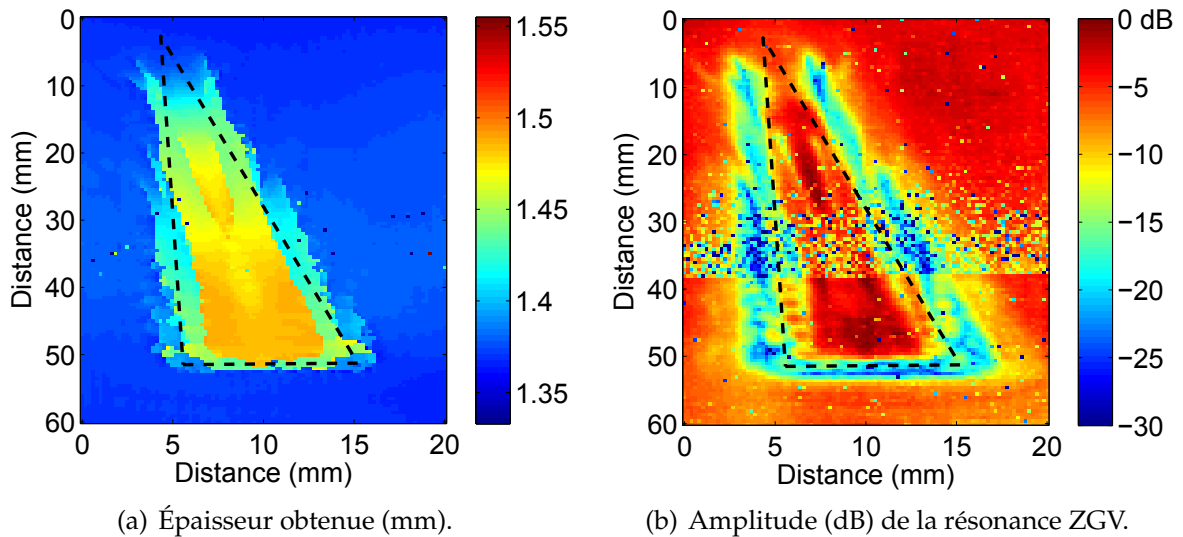
FIGURE 2.7 – Fréquences obtenues pour différentes profondeurs de marches.

Les oscillations présentes avant la marche pour le mode  $S_1S_2$  sont probablement dues à la présence d'un bord à proximité. D'une manière générale, la transition est plus rapide et les zones plus plates avec le mode  $S_3S_6$  qu'avec le mode  $S_1S_2$ . Par conséquent, les mesures suivantes seront réalisées avec le laser présenté au premier chapitre, permettant une bonne excitation des modes ZGV d'ordre plus élevé.

### 2.2.3 Caractérisation d'une surépaisseur triangulaire

L'échantillon est une plaque de Duralumin de  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 1,50\text{ mm}$  usinée de manière à présenter en son centre une surépaisseur de  $120\text{ }\mu\text{m}$  en forme de triangle rectangle de dimensions  $9,6\text{ mm} \times 48,9\text{ mm}$ . La pièce est ainsi composée de deux zones d'épaisseurs différentes, à savoir  $1,50$  et  $1,38\text{ mm}$ . L'objectif est de confirmer la distance de passage d'une fréquence ZGV à l'autre et de voir à partir de quelle largeur les épaisseurs sont correctement estimées. Dans les expériences la source et la sonde décrites dans le chapitre 1 sont superposées. Le spécimen à examiner est monté sur une platine assurant la translation de la pièce dans deux dimensions.

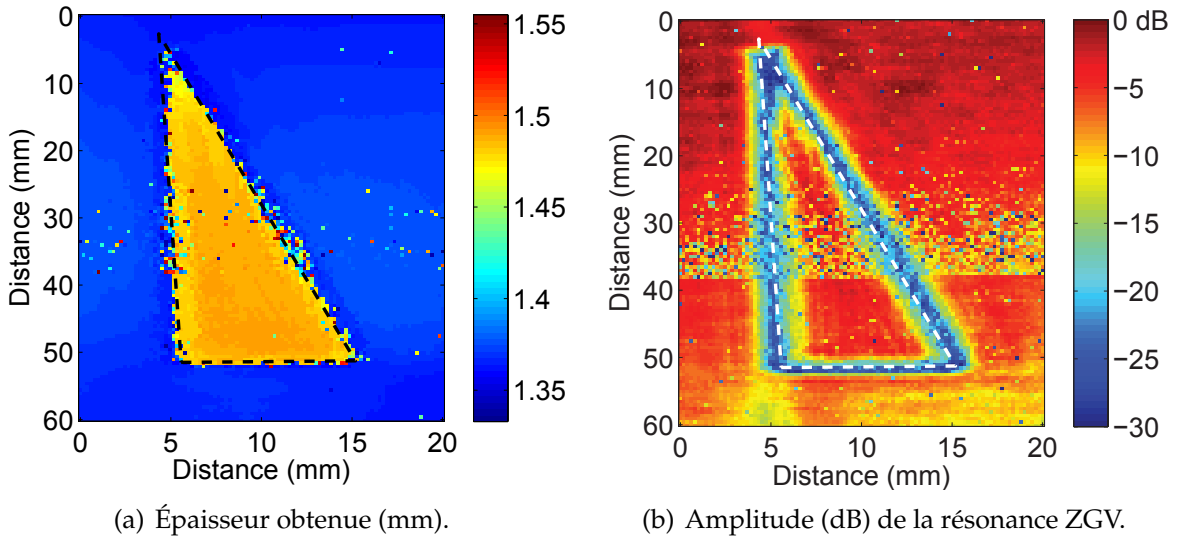
L'épaisseur obtenue à partir de la fréquence du mode ZGV  $S_1S_2$  et l'amplitude de pic de résonance à cette fréquence sont tracées sur la figure 2.8 respectivement à gauche et à droite. Les mêmes images sont représentées figure 2.9 pour le mode  $S_3S_6$ .



**FIGURE 2.8** – Carte d'épaisseur obtenue à partir de la résonance ZGV  $S_1S_2$ . Les traits pointillés figurent l'emplacement du triangle.

L'amplitude du mode  $S_3S_6$  permet de restituer le contour du triangle mieux que celle du mode  $S_1S_2$ . De même, l'épaisseur des deux zones est mieux mesurée par le second mode. Remarquons aussi le comportement des modes au voisinage d'un sommet : dans le cas du premier mode, on ne détecte que très mal la pointe ; en revanche, des sortes de lobes apparaissent de part et d'autre de chaque sommet du triangle, dont les valeurs fréquentielles sont comprises entre celles correspondant aux deux épaisseurs. Pour le second mode, rien de tel. Les figures 2.8 et 2.9 correspondent à une durée de traitement de  $35\text{ }\mu\text{s}$ , mais les résultats obtenus sont sensiblement les mêmes lors du traitement sur une durée plus longue, hormis le coefficient de qualité des résonances qui croît.

Nous allons étudier les causes de cette supériorité du mode  $S_3S_6$  par rapport au mode  $S_1S_2$  dans la caractérisation de cette surépaisseur.



**FIGURE 2.9** – Carte d'épaisseur obtenue à partir de la résonance ZGV  $S_3S_6$ . Les traits pointillés figurent l'emplacement du triangle.

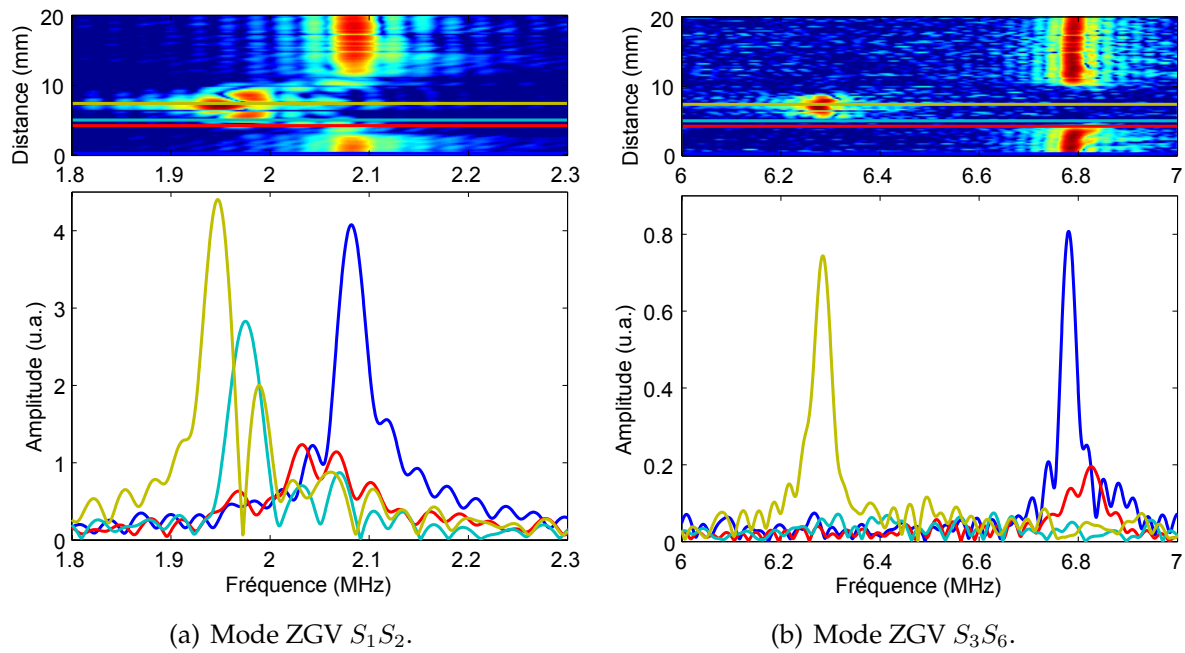
La différence de comportement des deux modes est peut-être due aux différences de longueurs d'onde, consignées dans le tableau 2.1. Comme les longueurs d'onde de l'un et l'autre mode sont très supérieures à la taille des obstacles – moins de 5 mm – et en particulier pour les pointes – moins de 1 mm – la différence entre la longueur d'onde des modes  $S_1S_2$  et  $S_3S_6$  ne peut expliquer à elle seule la meilleure résolution obtenue avec le mode  $S_3S_6$ .

**TABLE 2.1** – Produits fréquence  $\times$  épaisseur et longueurs d'onde correspondant aux modes ZGV  $S_1S_2$  et  $S_3S_6$ .

	$fd$ (MHz.mm)	$\lambda_{\text{épais}}$ (mm)	$\lambda_{\text{fin}}$ (mm)
$S_1S_2$	2,867	5,9	5,4
$S_3S_6$	9,370	4,9	4,5

Deux autres raisons permettent de mieux en rendre compte. Tout d'abord le fait que les modes sont mal engendrés lorsque le point source est proche ou à cheval sur la marche ; les figures 2.8 b et 2.9 b le prouvent. Ensuite, la distance entre les pics de résonance diffère selon les modes : ainsi, plus le mode est à basse fréquence, plus ces deux résonances sont proches. De plus, à durée de traitement égale, le mode de plus basse fréquence aura une largeur de pic plus importante qu'un mode de plus haute fréquence. Le fait que la durée de traitement n'influe que très peu sur les figures exposées dans cette partie semble indiquer que l'effet de la largeur du pic est négligeable devant celui dû à l'éloignement des pics. Les spectres de résonance calculés dans les intervalles [1,8 ; 2,3] MHz et [6 ; 7] MHz pour une ligne de mesure correspondant à une largeur de bossage de 4,5 mm sont représentés sur la figure 2.10.

Pour les points situés à la frontière, les spectres semblent se chevaucher pour  $S_1S_2$  mais pas pour  $S_3S_6$ . Le phénomène est encore présent si l'on traite la résonance avec une durée trois fois plus grande, bien que les pics soient plus fins. L'existence



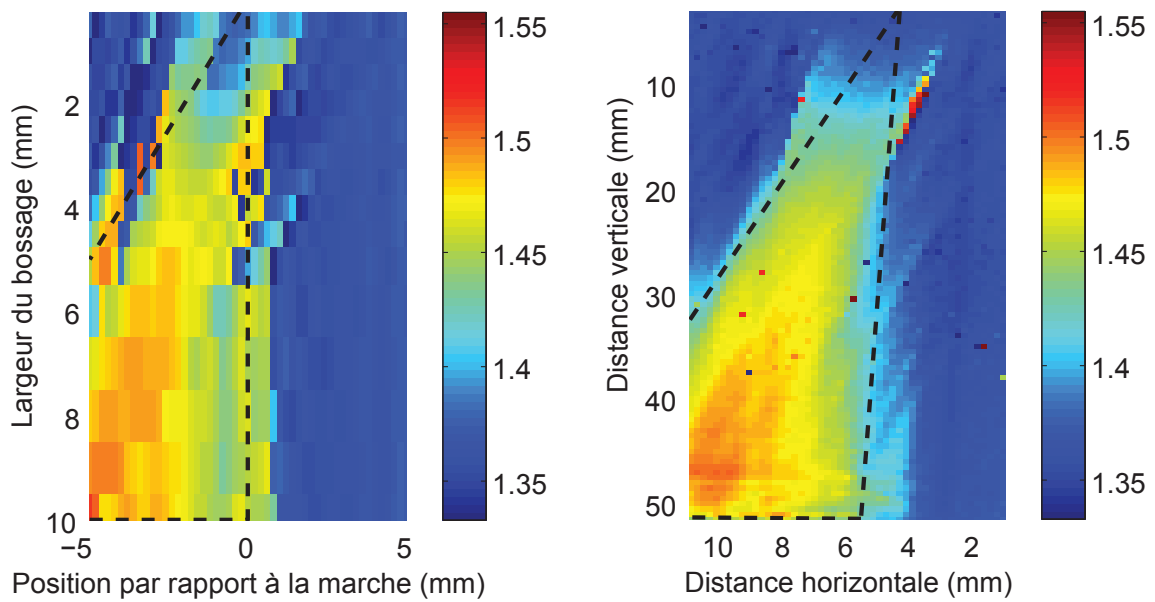
**FIGURE 2.10** – Spectre du déplacement normal pour un bossage de 4,5 mm. La ligne bleue correspond à la distance 0 mm.

des marches intermédiaires pourrait être expliquée en partie par la génération moins efficace des modes ZGV au voisinage de la marche et un possible recouvrement des lobes secondaires.

Enfin, plusieurs simulations ont été réalisées afin de mieux comprendre comment se fait le passage d'une marche entre deux plateaux d'épaisseur supposée constante. La génération d'ondes élastiques par le laser pulsé est simulée dans une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,38 mm présentant une bosse d'épaisseur 120  $\mu\text{m}$  et de largeur variable de 0,5 à 10 mm. Aux deux extrémités, les bords sont supposés absorbants.

La largeur totale simulée est de 10 mm, le centre de la zone étant situé à la frontière entre les deux plateaux. Pour des raisons de temps de calcul, seules les six premières microsecondes ont été reproduites. Les données issues de la simulation, présentées et comparées aux données expérimentales sur la figure 2.11 pour  $S_1S_2$  et 2.12 pour  $S_3S_6$ , nous confortent quant à la validité de l'expérience.

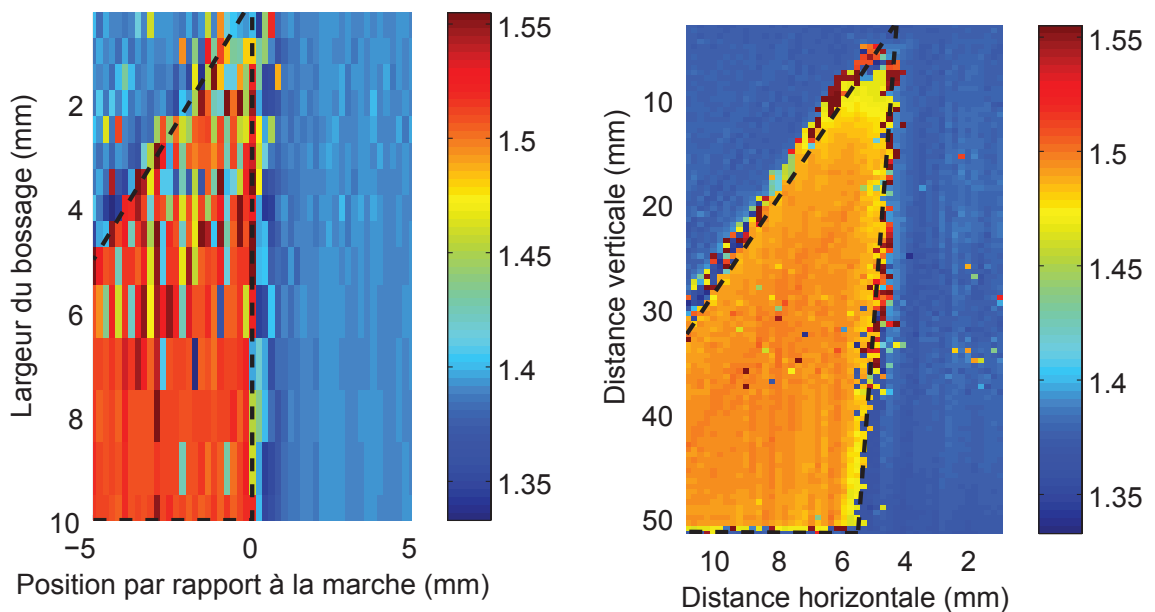
Pour le mode ZGV  $S_1S_2$ , les deux zones pour lesquelles la fréquence est inférieure à la valeur correspondant à une plaque fine apparaissent bien de part et d'autre de la pointe supérieure du triangle et les variations d'épaisseur dans la région proche du contour du triangle sont conformes à l'expérience. La valeur simulée de l'épaisseur diffère légèrement de celle déduite des mesures, pour une raison inconnue, peut-être des vitesses mal estimées. Il est intéressant de constater la présence de lignes obliques parallèles à l'hypoténuse du triangle, dans la partie de droite de la figure, dans la simulation et la mesure.



(a) Carte d'épaisseur simulée (mm).

(b) Carte d'épaisseur (mm) obtenue expérimentalement, pour une même durée de traitement.

**FIGURE 2.11** – Comparaison des résultats de manipulation et de simulation pour la résonance ZGV  $S_1S_2$ . Les traits pointillés délimitent l'emplacement de la frontière.



(a) Carte d'épaisseur simulée (mm).

(b) Carte d'épaisseur (mm) obtenue expérimentalement, pour une même durée de traitement.

**FIGURE 2.12** – Comparaison des résultats de manipulation et de simulation pour la résonance ZGV  $S_3S_6$ . Les traits pointillés délimitent l'emplacement de la frontière.

Pour le mode  $S_3S_6$ , l'accord entre simulation et expérience est moins bon. Les stries verticales observées sont probablement dues à des interférences des ondes ré-

fléchies sur les bords de la marche qui, au lieu de former un angle entre eux comme dans la réalité, sont parallèles puisque la simulation est faite en deux dimensions. Notons que ces stries apparaissent aussi sur la carte expérimentale, mais de manière moins marquée.

En résumé, on peut noter que la transition pour une marche de ce type est d'environ deux épaisseurs de plaque pour le mode  $S_1S_2$  et d'à peu près une épaisseur pour le mode  $S_3S_6$  : il faut cette distance pour retrouver à la fois un signal d'amplitude optimale et une valeur de l'épaisseur stable, quasi-constante dans le cas de notre expérience. Il s'ensuit qu'une variation d'épaisseur ne peut être correctement caractérisée si sa dimension est inférieure à deux épaisseurs pour  $S_1S_2$  et à une épaisseur pour  $S_3S_6$ . Pour la mesure d'épaisseur on préférera utiliser le mode  $S_3S_6$  afin d'avoir des contours plus nets et une meilleure estimation. Néanmoins, pour des applications de détection, l'utilisation de l'un ou l'autre mode est possible : le contour de la surépaisseur est obtenu en prenant le minimum de l'amplitude du mode ZGV. Si le mode  $S_3S_6$  n'est pas détecté (à cause de la taille de la source ou du matériau par exemple), le mode  $S_1S_2$  permet tout de même de mettre en évidence une irrégularité dans l'épaisseur.

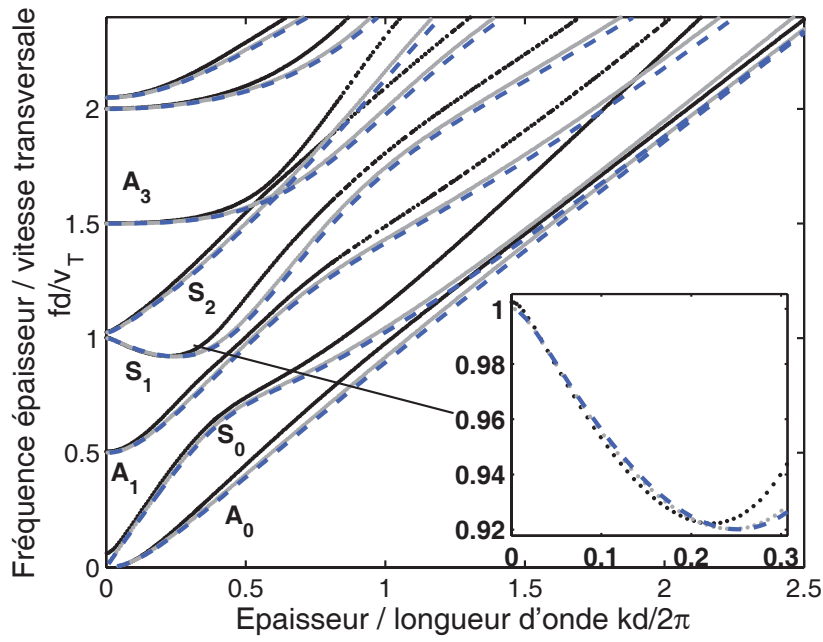
## 2.3 Modes ZGV dans un tube

Comme les ondes élastiques guidées par la coque d'un cylindre creux sont semblables à des ondes de Lamb, les modes à vitesse de groupe nulle existent aussi sur des surfaces cylindriques [Mei65, SH91, CPR07]. Une étude numérique a été conduite avec le logiciel *Disperse* [PL05] afin d'apprécier l'influence de la courbure sur les fréquences de résonance ZGV. Dans le cas d'un tube, la propagation axiale et la propagation circonférentielle doivent être distinguées. Les courbes de dispersion des ondes guidées circonférentielles et axiales ont été calculées pour un matériau de coefficient de Poisson  $\nu = 0,34$  pour différents rapports entre le rayon externe  $b$  et l'épaisseur de la coque  $d$ . La courbure entraîne des changements significatifs en particulier pour les modes  $A_0$  et  $S_0$  (par exemple figure 2.13 pour les ondes circonférentielles).

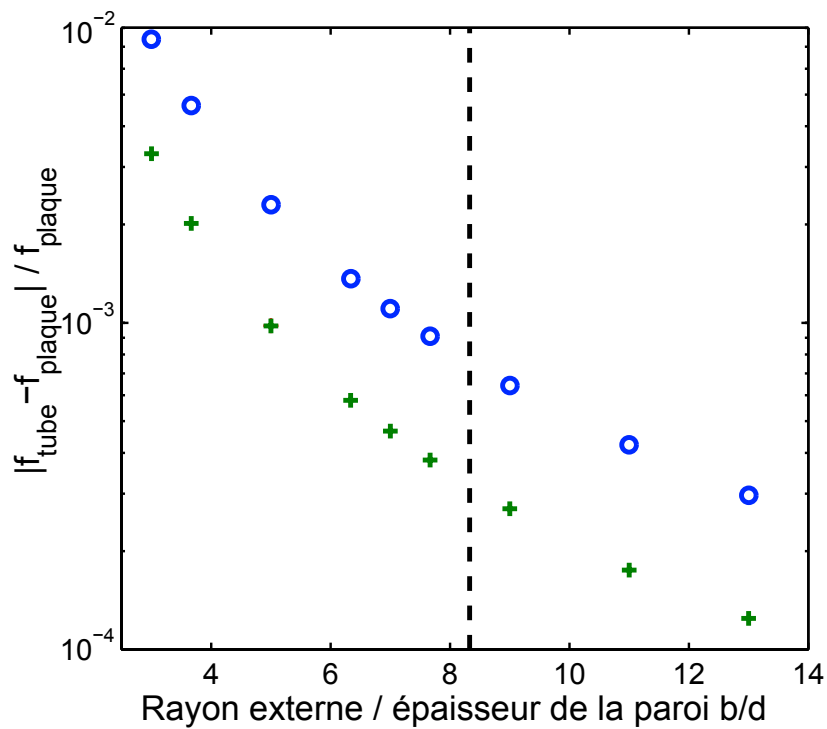
Cependant, pour les modes axiaux comme circonférentiels, les fréquences de résonance d'épaisseur et ZGV ne sont quasiment pas modifiées par la courbure. La différence relative entre les fréquences ZGV  $S_1S_2$  pour un tube et pour une plaque est tracée sur la figure 2.14 en fonction du rapport  $b/d$ . Dans notre cas –  $\nu = 0,34$ , avec  $b = 4,75$  mm et  $d = 0,57$  mm ( $b/d = 8,33$ ) – la différence relative est plus faible que 0,1% pour les modes circonférentiels et plus petite que 0,05% pour les ondes axiales. En prenant en compte les variations d'épaisseur et la précision de la mesure de fréquence (0,2%), la courbure n'affecte pas les fréquences de résonance ZGV. La technique ZGV proposée est encore valable dans le cas de cylindres creux fins.

### 2.3.1 Tube anisotrope

Dans le cas d'une plaque anisotrope, il a été vu que les résonances ZGV excitées par une ligne source laser sur une plaquette de silicium dépendaient de l'orientation de la ligne [PCMR09]. Nous appliquons cette méthode à un tube de zirca-

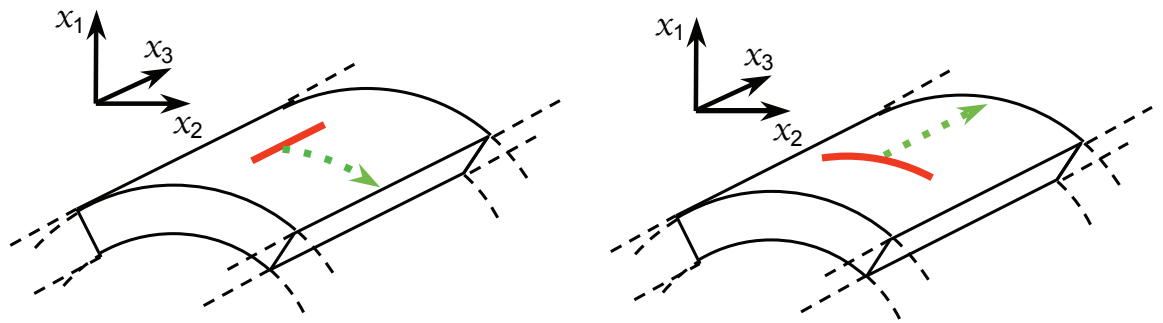


**FIGURE 2.13** – Courbes de dispersion calculées pour un matériau dont le coefficient de Poisson  $\nu$  vaut 0,34, pour les modes de Lamb dans une plaque d'épaisseur  $d$  (ligne tiretée) et pour les ondes circulatoires guidées dans un cylindre creux de rayon externe  $b = 5d$  (points noirs) et  $b = 21d$  (points gris).



**FIGURE 2.14** – Différence relative entre les fréquences ZGV  $S_1 S_2$  dans un tube et dans une plaque en fonction du rapport  $b/d$ , pour les ondes guidées circulatoires (o) et pour les ondes guidées axiales (+).





(a) Ligne source parallèle à l'axe du cylindre. (b) Ligne source perpendiculaire à l'axe du cylindre.

**FIGURE 2.15** – Positions de la ligne source (en rouge) par rapport à l'axe du cylindre. La flèche en pointillés verts indique les positions accessibles par le point sonde.

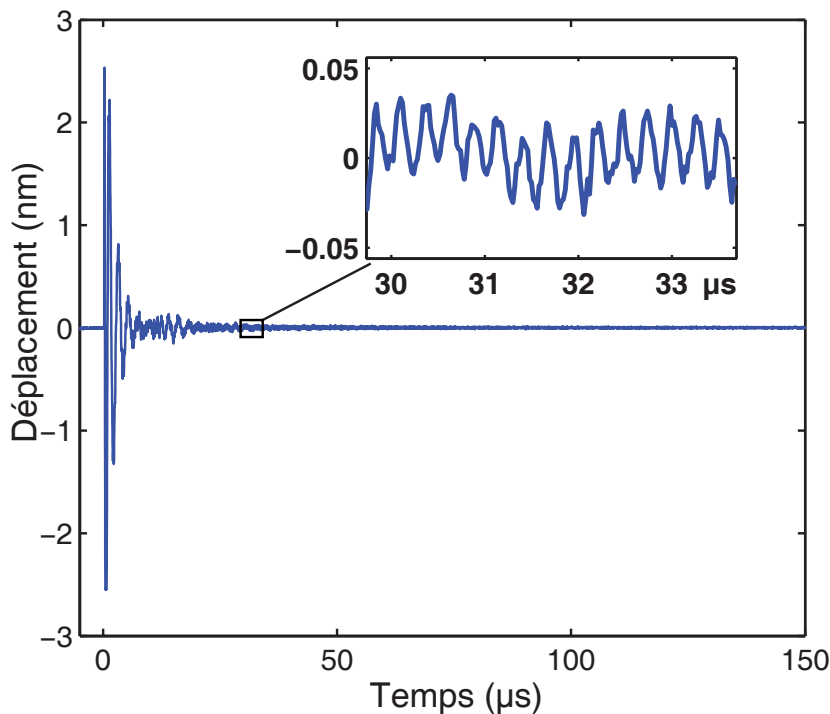
loy. Le zircaloy est un alliage de zirconium contenant en masse approximativement 1,5 % d'étain, 0,2 % de fer, 0,1 % de chrome, utilisé dans l'industrie nucléaire pour la fabrication de gaines de combustible. Sous l'effet de l'irradiation, la concentration d'hydrogène s'accroît dans ces tubes cylindriques, augmentant ainsi leur fragilité [HH94]. La connaissance des propriétés élastiques de ces gaines permettrait d'en évaluer le vieillissement et de prévenir les accidents. L'objectif de cette section est de montrer que les modes ZGV peuvent être utilisés pour révéler l'anisotropie et pour mesurer les constantes élastiques d'un tube de zircaloy. Nous utilisons la même procédure pour nous assurer que l'écart entre les résonances axiale et circonférentielle est causé par l'anisotropie du matériau et non pas par la courbure. Le dispositif expérimental est le même que celui de la figure 1.32.

L'échantillon est un cylindre creux (longueur 160 mm, rayon externe 4,75 mm, épaisseur de la paroi 0,57 mm) fait d'un alliage de zirconium (densité  $\rho = 6,61 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ ). Trois mesures ont été réalisées au même point sur une génératrice du cylindre, la première avec un point source, la seconde avec la ligne source parallèle à l'axe du cylindre [Fig. 2.15(a)] et la dernière avec la ligne source perpendiculaire à cet axe [Fig. 2.15(b)]. Le diamètre du faisceau non focalisé du laser pulsé étant de 1 mm, un expanseur de faisceau ( $\times 7,5$ ) et une lentille cylindrique de longueur focale 250 mm sont utilisés pour élargir le faisceau et le focaliser selon une ligne à la surface de l'échantillon. La distribution d'énergie lumineuse est proche d'une gaussienne et la densité de puissance absorbée reste en dessous du seuil d'ablation. La longueur totale de la source à  $1/e$  du maximum est égale à 10 mm et sa largeur estimée à 0,3 mm. En régime thermoélastique, la source est équivalente à un ensemble de dipôles de forces distribuées sur la surface perpendiculairement à la ligne.

Lorsque l'angle entre la ligne source et l'axe du cylindre vaut  $0$  ou  $90^\circ$ , les ondes guidées excitées sont respectivement circonférentielles ou axiales. Lorsque cet angle est entre  $0$  et  $90^\circ$ , la ligne source engendre des ondes ayant des composantes circonférentielles et axiales, et leur première fréquence de résonance ZGV est située entre les deux fréquences extrêmes correspondant aux positions des figures 2.15(a) et 2.15(b). Lorsque l'excitation est ponctuelle, des ondes sont engendrées dans toutes



les directions de propagation même si l'on distingue davantage les directions correspondant aux ondes circonférentielles et axiales, qui sont plus intenses.

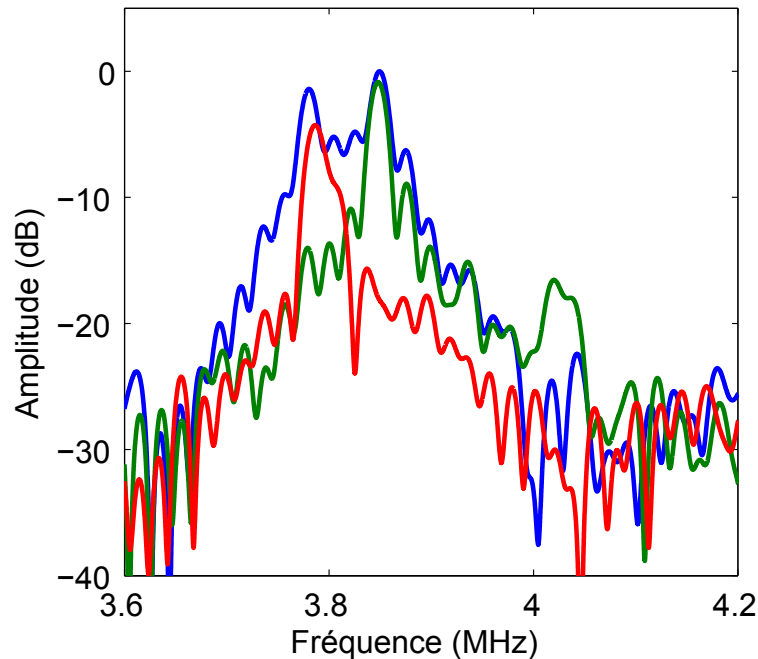


**FIGURE 2.16** – Déplacement normal (nm) enregistré au centre de la ligne source parallèle à l’axe du cylindre.

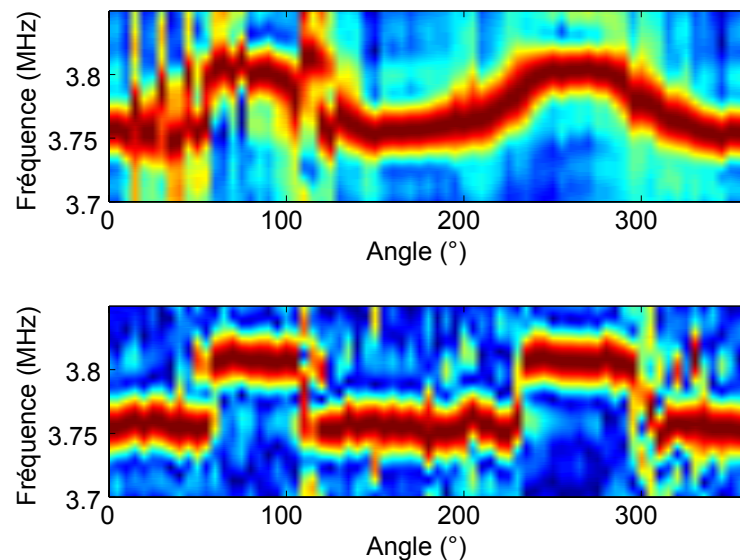
Un signal temporel typique est représenté sur la figure 2.16, pour une ligne source parallèle à l’axe du cylindre [Fig. 2.15(a)]. Comme pour la plaque, les oscillations des dix premières microsecondes sont causées par le déplacement mécanique important associé aux composantes de basse fréquence du mode de Lamb  $A_0$  [CPRM06]. Dans l’encart, on peut observer que la queue à faible amplitude pour  $t > 20 \mu s$  n’est pas du bruit mais une oscillation cohérente de haute fréquence due aux modes ZGV.

Sur la figure 2.17 est représenté le spectre, autour de la première fréquence ZGV, des signaux correspondant aux trois excitations suivantes : point source, ligne parallèle à l’axe du cylindre, ligne perpendiculaire à ce même axe.

Puis on a fait varier l’angle entre la ligne et l’axe du cylindre de 0 à 270°. Sur la figure 2.18 sont représentés deux spectres calculés pour la même durée mais à des temps différents, en fonction de cet angle. Lorsque l’on traite le début du signal, on obtient un signal proche d’une sinusoïde (haut de la figure 2.18). Lorsque la fin du signal est analysée, on obtient un signal beaucoup plus carré (bas de la figure 2.18) : il n’y a plus de fréquence intermédiaire, la fréquence correspond soit aux ondes axiales, soit aux ondes circonférentielles. Ce comportement se rencontre également dans le cas de la plaquette de silicium étudiée dans la référence [PCMR09].



**FIGURE 2.17** – Spectre du déplacement normal enregistré avec un point source (en bleu), une ligne source parallèle à l'axe du cylindre (en vert) et perpendiculaire (en rouge).

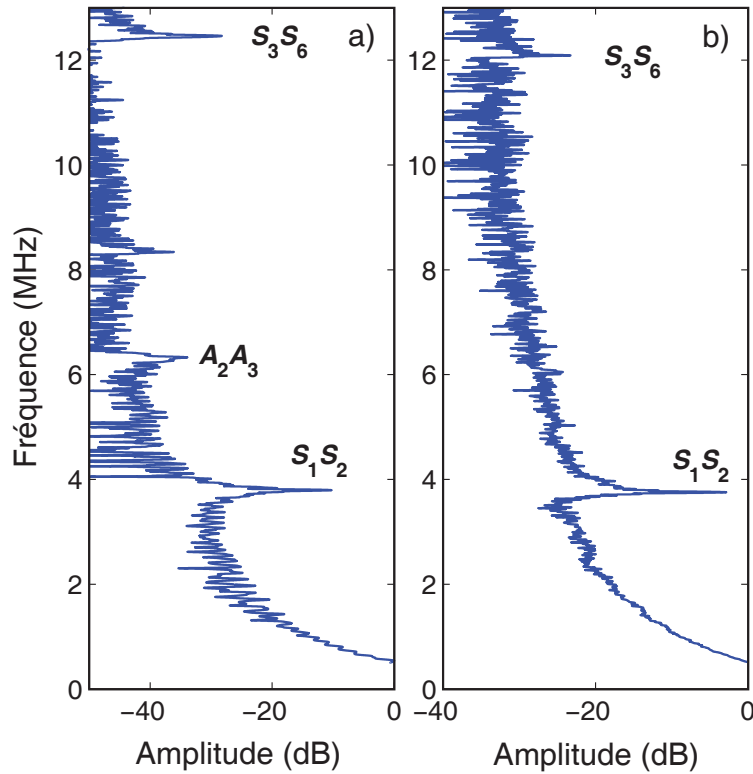


**FIGURE 2.18** – Spectre de la première fréquence de résonance ZGV en fonction de l'orientation de la ligne source par rapport à l'axe du cylindre. **En haut**, traitement de 1 à 31  $\mu\text{s}$ , **en bas** de 45 à 75  $\mu\text{s}$ .

### 2.3.2 Modèle isotrope

Récemment, Yeh *et al.* ont publié un article sur la caractérisation des propriétés mécaniques d'un tube de zircaloy à l'aide des techniques ultrasons laser [YY11]. Supposant le matériau isotrope, ils ont utilisé l'algorithme *simplex* pour extraire les propriétés mécaniques des courbes de dispersion des ondes guidées. Ils ont trouvé que le coefficient de Poisson dépendait de façon significative de la direction de propagation. Nous en déduisons que la différence entre les courbes de dispersion

axiales et circonférentielles n'est probablement pas due à la géométrie cylindrique mais à l'anisotropie du matériau. Intéressons-nous donc maintenant en détail aux spectres correspondant aux deux positions extrêmes ( $0^\circ$  et  $90^\circ$ ) de la ligne source. Le spectre de chaque signal est montré sur la figure 2.19.



**FIGURE 2.19** – Spectre des résonances pour une ligne source (a) parallèle, (b) perpendiculaire à l'axe du cylindre.

Lorsque la ligne est parallèle à l'axe du cylindre, elle engendre des ondes circonférentielles et quatre résonances apparaissent entre 0 et 13 MHz [Fig. 2.19(a)]. La méthode, présentée au début du chapitre (section 2.1.1) et dans l'article [CPR07] pour une plaque isotrope, permet d'extraire le triplet ( $\rho$ ,  $V_L$  et  $V_T$ ) avec une bonne précision. L'incertitude de la mesure (0,5% pour le coefficient de Poisson et 1% pour les vitesses des ondes de volume) est limitée par le coefficient de qualité des résonances ( $\approx 300$ ), les variations d'épaisseur de la paroi ( $\approx 0,1\%$ ) et l'effet de la courbure ( $\approx 0,1\%$ ). En utilisant les deux premières résonances, correspondant aux modes ZGV  $S_1S_2$  et  $A_2A_3$ , on peut déterminer  $\nu_1 = 0,327$  puis

$$V_{L1} = 4740 \text{ m/s}, \quad V_{T1} = 2405 \text{ m/s}. \quad (2.5)$$

Dans la configuration engendrant des ondes axiales, seulement deux résonances émergent clairement dans le spectre [Fig. 2.19(b)]. Elles correspondent aux modes ZGV  $S_1S_2$  et  $S_3S_6$ . La méthode décrite au paragraphe 2.1.2 appliquée à ces modes donne  $\nu_2 = 0,353$  et

$$V_{L2} = 4830 \text{ m/s}, \quad V_{T2} = 2300 \text{ m/s}. \quad (2.6)$$

En conclusion, les mesures ZGV et leur interprétation dans le cadre d'un comportement isotrope du matériau conduisent à donner deux valeurs relativement éloignées au coefficient de Poisson de l'alliage de Zirconium. Ce résultat n'est pas satisfaisant : nous développons dans la section qui suit un modèle transverse isotrope. Les cinq constantes élastiques de ce modèle ont été extraites des résonances ZGV et des spectres de dispersion des ondes circonférentielles et axiales mesurés à l'aide du dispositif ultrasons laser. Notons aussi que le coefficient de Poisson  $\nu_2$  obtenu dans la configuration permettant d'engendrer des ondes axiales est très différent de celui obtenu par Yeh *et al.* ( $\nu = 0,312$ ) [YY11].

### 2.3.3 Modèle transverse isotrope

Dans ce modèle et étant donné les coordonnées cartésiennes  $(x_1, x_2, x_3)$  avec l'axe  $x_3$  parallèle à l'axe du cylindre, l'échantillon est supposé isotrope dans le plan  $(x_1, x_2)$ . Dans la théorie linéaire de l'élasticité, les propriétés mécaniques des milieux anisotropes sont décrites par le tenseur des rigidités  $c_{ijkl}$ . En utilisant la notation de Voigt, elles sont représentées par une matrice symétrique  $6 \times 6$  :  $c_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta = 1$  à 6). Pour un milieu transverse isotrope, le nombre de constantes élastiques indépendantes se réduit à cinq :

$$c_{11}, c_{13}, c_{33}, c_{44} \text{ et } c_{66}$$

Les autres constantes élastiques sont reliées à ces coefficients ou sont nulles :

$$c_{22} = c_{11}, c_{23} = c_{13}, c_{55} = c_{44}, c_{12} = c_{11} - 2c_{66}. \quad (2.7)$$

Le faisceau laser peut être focalisé selon une ligne parallèle ou perpendiculaire à l'axe du cylindre  $x_3$  (Fig. 2.15). En supposant la distribution de l'énergie absorbée symétrique, deux ondes peuvent être excitées par la source thermoélastique avec des polarisations orthogonales dans le plan sagittal, plan perpendiculaire à la ligne source en son centre.

L'analyse classique de la propagation des ondes élastiques dans un cristal de symétrie hexagonale montre que quatre vitesses de phase sont impliquées [RD96]. Dans la première configuration [Fig. 2.15(a)] et à cause de la nature transverse isotrope du matériau, les vitesses pour les deux modes de volume sont les mêmes quelle que soit la direction de propagation le long de la surface  $x_1$  ou dans l'épaisseur de la paroi  $x_2$  :

- $V_{L\perp} = (c_{11}/\rho)^{1/2}$  pour le mode longitudinal,
- $V_{T\perp} = (c_{66}/\rho)^{1/2}$  pour le mode transverse dont la polarisation est perpendiculaire à l'axe du cylindre  $x_3$ .

Dans la seconde configuration [Fig. 2.15(b)] et à cause de l'anisotropie, les vitesses des modes longitudinaux sont différentes :

- $V_{L//} = (c_{33}/\rho)^{1/2}$  pour celui qui se propage le long de l'axe du cylindre  $x_3$ ,
- $V_{L\perp} = (c_{11}/\rho)^{1/2}$  pour celui qui se propage dans l'épaisseur de la paroi selon l'axe  $x_1$ .

Pour le mode transversal, la vitesse de phase est donnée par :

- $V_T = (c_{44}/\rho)^{1/2}$  quelle que soit la polarisation, parallèle or perpendiculaire à l'axe du cylindre.

Par conséquent, quatre constantes sur les cinq du modèle transverse isotrope peuvent être déterminées à partir de ces mesures de vitesse. Puisque l'épaisseur est connue, les vitesses peuvent être déduites des fréquences de résonance ZGV. Dans le cas transverse isotrope et pour une ligne source parallèle à  $x_3$ , des ondes de Lamb circonférentielles sont excitées dans le plan transverse isotrope et les constantes  $c_{11}$  et  $c_{66}$  peuvent ainsi être déduites des vitesses extraites  $V_{L\perp}$  et  $V_{T\perp}$ . Dans la seconde configuration, des ondes de Lamb axiales sont engendrées. L'analyse est plus compliquée puisque deux modes longitudinaux sont impliqués, de sorte que la vitesse  $V_{L2}$  extraite à partir des fréquences de résonance ZGV est une combinaison de  $V_{L\perp}$  et  $V_{L//}$ .

L'objectif de la section suivante est de déterminer les cinq constantes élastiques du modèle transverse isotrope. Pour un si grand nombre de paramètres un processus d'inversion, basé par exemple sur l'algorithme *simplex*, n'est pas immédiat. Nous proposons donc une procédure plus simple : quatre des cinq constantes sont directement extraites des fréquences de résonance ZGV et seule la dernière  $c_{13}$  est déduite des courbes de dispersion mesurées.

### 2.3.4 Détermination des constantes

Il résulte de l'analyse précédente que les résonances d'épaisseur sont indépendantes de  $c_{13}$ . Elles dépendent seulement des quatre constantes élastiques  $c_{11}$ ,  $c_{66}$ ,  $c_{33}$  et  $c_{44}$ . Par conséquent, les fréquences de résonance ZGV sont à peu près indépendantes de  $c_{13}$ . Par exemple, des simulations indiquent qu'une variation de 10% de  $c_{13}$  décale la fréquence de résonance ZGV  $S_1S_2$  de seulement 0,5%. En conséquence,  $c_{11}$ ,  $c_{66}$ ,  $c_{33}$  et  $c_{44}$  sont déterminées à partir des mesures de résonance ZGV et  $c_{13}$  est estimé en ajustant les courbes de dispersion théoriques et expérimentales. Les courbes théoriques pour un matériau transverse isotrope sont calculées avec le logiciel *Disperse*, tandis que les courbes expérimentales sont mesurées à l'aide du dispositif ultrasons laser : le déplacement normal est enregistré pour chaque position de la sonde, déplacée perpendiculairement à la ligne source maintenue fixe. La transformée de Fourier rapide (FFT) des B-scans obtenus est effectuée selon deux dimensions, temps et distance. Les maxima sont alors extraits afin de tracer les différentes courbes de dispersion dans les deux directions de propagation. Comme le milieu est isotrope dans le plan  $(x_1, x_2)$ , les vitesses  $V_{L1}$  et  $V_{T1}$  obtenues dans la configuration circonférentielle (équation 2.5) sont égales à  $V_{L//}$  and  $V_{T\perp}$ . Alors, d'après les valeurs expérimentales :

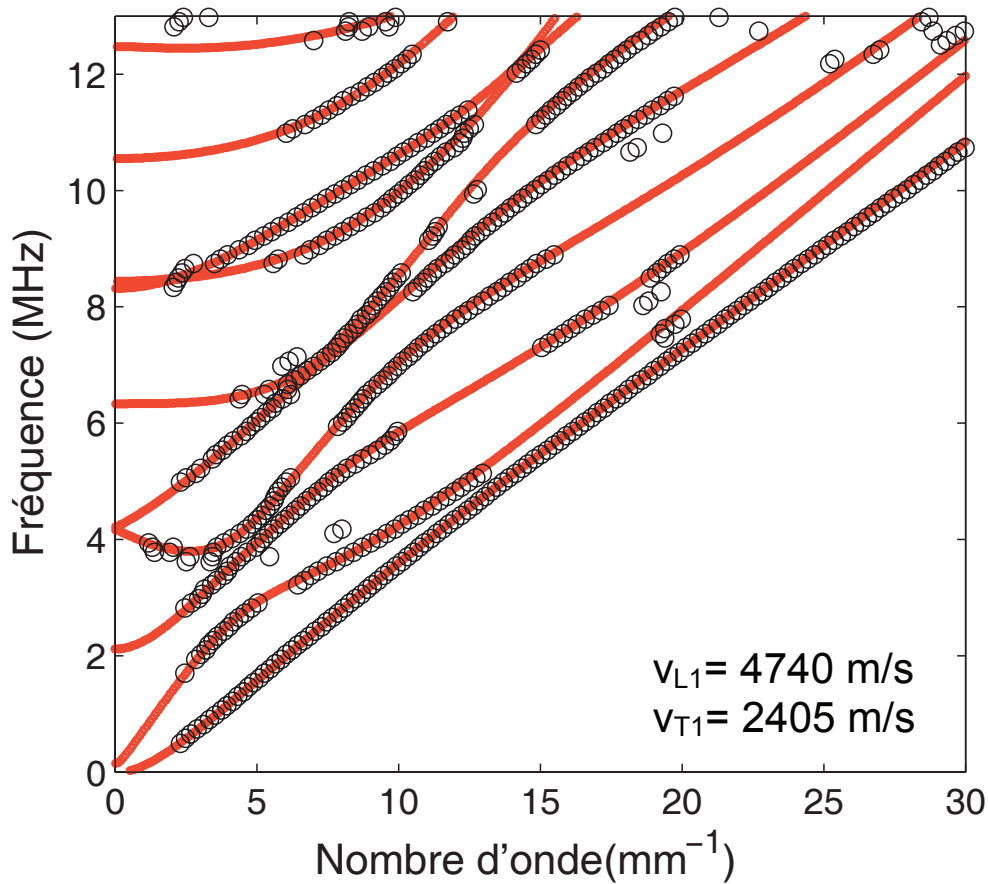
$$c_{11} = \rho(V_{L1})^2 = 148 \text{ GPa}, \quad (2.8)$$

$$c_{66} = \rho(V_{T1})^2 = 38 \text{ GPa}, \quad (2.9)$$

et

$$c_{12} = c_{11} - 2c_{66} = 72 \text{ GPa}. \quad (2.10)$$

Dans la direction circonférentielle, les courbes de dispersion sont identiques à celles calculées dans le cas isotrope (fig 2.20).



**FIGURE 2.20** – Superposition des points expérimentaux (o) et des courbes de dispersion (lignes rouges) calculées pour des ondes guidées circonférentielles.

Les constantes  $c_{33}$  et  $c_{44}$  sont déduites des mesures de résonance ZGV effectuées dans la configuration axiale (équation 2.6). Pour simplifier le problème, on suppose que la vitesse de l'onde longitudinale de volume  $V_{L//}$  est égale à la vitesse  $V_{L2}$  mesurée par la résonance ZGV, de telle sorte que :

$$c_{33} = \rho(V_{L2})^2 = 154 \text{ GPa.} \quad (2.11)$$

$c_{44}$  est obtenue à partir de la vitesse de l'onde transverse de volume  $V_T$ , égale à  $V_{T2}$  :

$$c_{44} = \rho(V_{T2})^2 = 35 \text{ GPa.} \quad (2.12)$$

Ces valeurs ont été utilisées comme données initiales pour le calcul des courbes de dispersion des ondes guidées axiales. Étant donné que les rigidités  $c_{13}$  et  $c_{12}$  sont égales dans le cas isotrope, la valeur initiale de  $c_{13}$  a été choisie à 72 GPa. Il apparaît sur la figure 2.21 que les courbes calculées sont légèrement au dessus des courbes expérimentales. Un ensemble de spectres de dispersion a été calculé en faisant varier la valeur de  $c_{13}$ . Le meilleur ajustement a été obtenu pour  $c_{13} = 78$  GPa. Les courbes

correspondantes, tracées sur la figure 2.22, sont bien superposées aux courbes expérimentales. Le tenseur des rigidités du zircaloy est donné dans le tableau 2.2.

$c_{11}$	$c_{12}$	$c_{33}$	$c_{13}$	$c_{44}$
$149 \pm 3$	$72 \pm 2$	$154 \pm 3$	$78 \pm 2$	$35 \pm 1$

TABLE 2.2 – Constantes élastiques en GPa, pour le tube de zircaloy, supposé transverse isotrope.

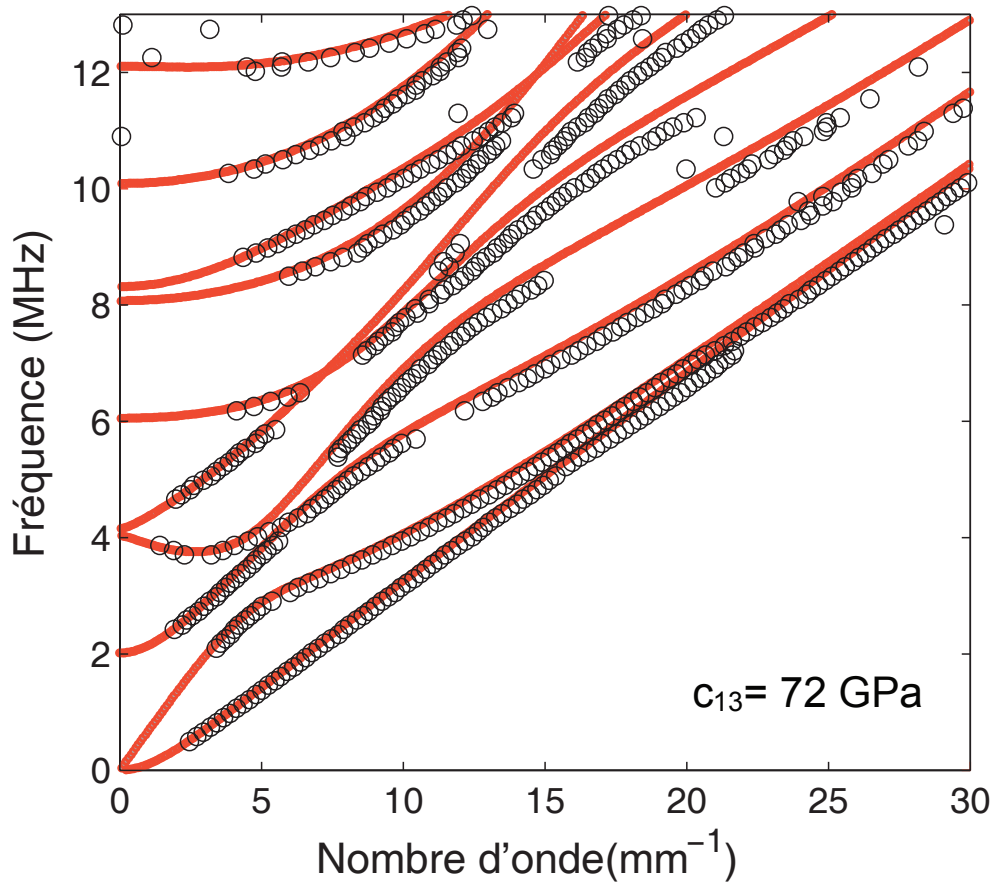
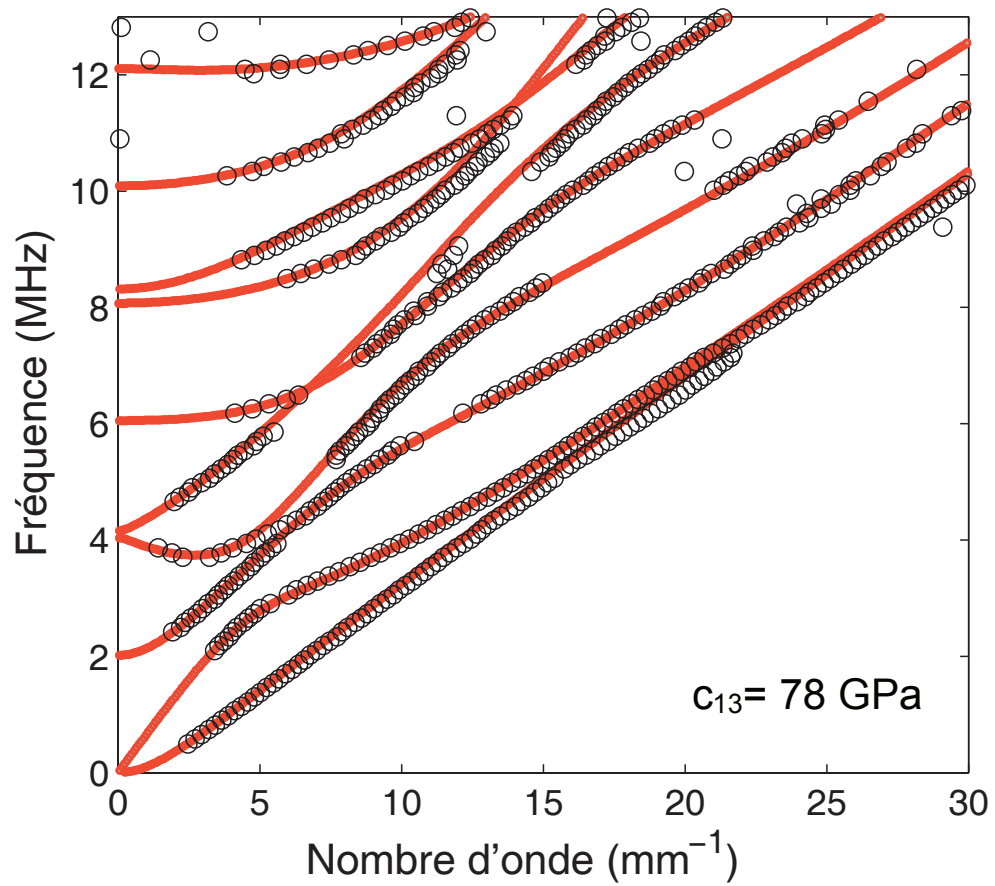


FIGURE 2.21 – Modèle transverse isotrope. Superposition des points expérimentaux (o) et des courbes de dispersion (lignes rouges) calculées pour des ondes guidées axiales et pour  $c_{13} = 72 \text{ GPa}$ .





**FIGURE 2.22** – Modèle transverse isotrope. Superposition des points expérimentaux (o) et des courbes de dispersion (lignes rouges) calculées pour des ondes guidées axiales et pour  $c_{13} = 78 \text{ GPa}$ .



## 2.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, les résonances des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle ont été utilisées pour caractériser efficacement le coefficient de Poisson de plaques ou de tubes et d'en mesurer l'épaisseur et éventuellement les vitesses.

Dans une première partie, différentes méthodes de mesures utilisées en CND par ultrasons ont été évoquées et parmi elles, les procédés utilisant modes ZGV ont été exposés. Il a été vu que, pour une grande gamme de matériaux isotropes, le coefficient de Poisson pouvait être déduit du spectre des résonances ZGV et que la mesure des variations de fréquence ZGV permettait l'estimation des variations d'épaisseur d'une plaque homogène.

Ensuite, nous avons examiné la résolution latérale en épaisseur. Une rainure de largeur 1 mm a été détectée avec le mode  $S_1S_2$ , dont la longueur d'onde valait environ 2 mm. En utilisant le même mode ZGV, des marches de hauteur 0,1 mm ont été mesurées et la transition d'une fréquence ZGV à une autre a été estimée au double de l'épaisseur de la plaque. Enfin, une surépaisseur en forme de triangle présentant aussi bien des parties larges (10 mm) que fines a été caractérisée expérimentalement. Nous avons constaté que le mode  $S_1S_2$  ne permettait pas la mesure précise de l'épaisseur de la pièce au voisinage d'une variation rapide d'épaisseur, la transition entre les deux zones d'épaisseur différente se faisant sur une distance d'environ le double de l'épaisseur. Cependant, l'observation de l'amplitude de ce mode permet la détection des défauts fins (<1 mm). Par contre, le mode ZGV suivant,  $S_3S_6$ , permet une mesure bien plus précise et de l'épaisseur, et du contour précis de la pièce : la distance de transition est d'une épaisseur environ.

Dans la dernière partie, on a adapté la méthode ZGV à un autre type de géométrie, à savoir à des tubes. Les ondes élastiques guidées se propageant dans un cylindre creux de Zircaloy ont été considérées théoriquement ; il a été vérifié que pour les dimensions des tubes en question, l'influence de la courbure sur la fréquence des modes ZGV était suffisamment faible pour permettre l'application de la méthode de caractérisation ZGV développée pour des plaques. A l'aide d'une ligne source laser, les modes de Lamb à vitesse de groupe nulle ont ensuite été observés dans les configurations axiale et circonférentielle. Les valeurs du coefficient de Poisson déduites des deux configurations à partir des fréquences de résonance ZGV diffèrent fortement. Il a été montré que la différence n'était pas due à la géométrie du tube mais à l'anisotropie de son matériau. Puisque le modèle isotrope ne permettait pas de rendre compte correctement du comportement des ondes élastiques guidées dans les tubes de Zircaloy, un modèle transverse isotrope a été adopté. Quatre des cinq constantes élastiques du modèle ont été directement extraites des fréquences de résonance ZGV. La dernière a été déduite des spectres de dispersion mesurées à l'aide de la technique ultrasons laser. Pour les ondes guidées se propageant dans les directions axiale et circonférentielle, un bon accord a été obtenu entre les courbes de dispersion théoriques et expérimentales. Pour des études ultérieures, ce jeu de constantes élastiques peut servir de données initiales pour une procédure numérique d'inversion.

---

## Plaque de dimensions finies : modes ZGV et résonance de bord

---

LES MODES DE LAMB exposés au premier chapitre concernent des structures en forme de plaque infinie dont l'épaisseur est supposée constante. En réalité aucune plaque n'a une extension infinie. Il est donc important de comprendre et d'observer les phénomènes mis en jeu près du bord. Nous y retrouverons la résonance liée aux modes à vitesse de groupe nulle et nous y observerons une autre résonance, localisée aux bords. Cette résonance a fait l'objet de nombreux travaux dès les années 1950 et son exploration permet d'étudier un des facteurs qui limite les applications des méthodes ZGV, la proximité d'un bord. L'étude des résonances engendrées au voisinage du bord avec le dispositif laser ultrasons permet d'approfondir les mécanismes entrant dans la création du mode de bord et son interaction avec les différents modes à vitesse de groupe nulle. Dans un premier temps, les aspects théoriques seront rappelés, avant l'étude expérimentale exposée en seconde partie.

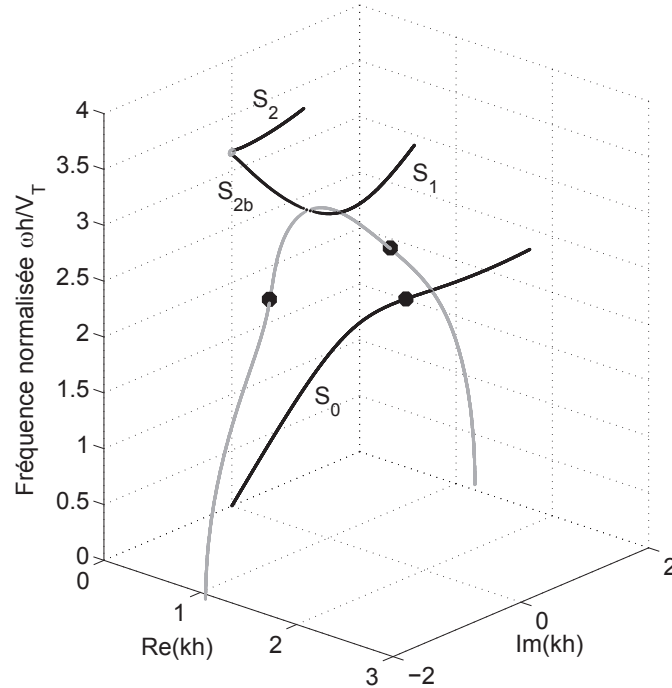
### 3.1 Analyse

Lorsque l'on essaie de générer des modes ZGV très près des bords d'une plaque, la fréquence de la résonance obtenue est sensiblement (près de 20%) plus basse que la fréquence ZGV attendue. Ce phénomène de résonance a été découvert aux extrémités d'un disque circulaire épais [Sha56] en 1956, à l'extrémité libre d'une tige cylindrique [Oli57] en 1957 et sur les contours d'une plaque rectangulaire [Ono58]. Ce « mode de bord » existe dans une bande de fréquences étroite autour de la fréquence de résonance et le déplacement mécanique est confiné dans une petite zone proche du bord libre.

#### 3.1.1 Origines du mode de bord

Dans une plaque, seul le mode fondamental symétrique de Lamb  $S_0$  peut se propager à la fréquence de résonance du bord, qui est plus faible que la fréquence minimale de la branche  $S_1$ . Cependant, le changement de direction de propagation implique un changement de signe pour une composante de la contrainte mais pas pour l'autre. Il en résulte que les conditions de bord libre imposées aux limites de

la plaque ne peuvent être remplies uniquement par la superposition des modes  $S_0$  incidents et réfléchis. En résolvant l'équation de Rayleigh-Lamb pour des nombres d'onde complexes, Mindlin et Medick ont découvert deux branches complexes en plus de la branche réelle du mode  $S_1$  [MM59]. Ces branches partent du point ZGV du mode  $S_1$  (figure 3.1).



**FIGURE 3.1** – Courbes de dispersion de modes de Lamb complexes dans une plaque de Duralumin d'épaisseur  $d = 2h$ . Les points (●) indiquent la fréquence de résonance de bord.

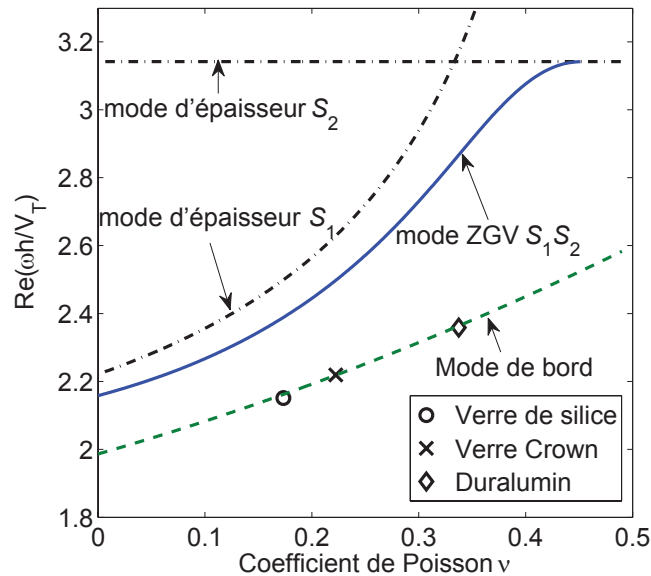
On a expliqué comment les modes complexes permettent de satisfaire aux conditions aux limites sur le bord [Ono58]. Selon Gazis and Mindlin [GM60], le mode  $S_0$  doit être couplé aux branches complexes de l'équation de dispersion. Pour une tige cylindrique, McNiven a développé une approche similaire, mettant en relief le lien théorique entre résonance de bord et modes ZGV [McN61].

### 3.1.2 Fréquence du mode de bord

La première analyse de la résonance de bord, basée sur l'approximation de Mindlin au 2<sup>ème</sup> ordre, ne met en jeu que les deux premières branches complexes [MM59]. Si le remarquable accroissement du déplacement du bout de la plaque est bien expliqué, la concordance avec les résultats expérimentaux est uniquement qualitative pour la fréquence de résonance du bord. Généralement, le mode de bord est dû aux interférences au bout d'une plaque entre les modes incidents et diffractés, réels et complexes. De plus, le mode de bord correspond à une fréquence complexe et son amplitude présente un taux de décroissance en fonction du temps qui dépend de la valeur complexe de cette fréquence. Récemment Vincent Pagneux a présenté une étude numérique montrant que cette fréquence devenait réelle pour deux valeurs  $\nu_1 = 0$  et  $\nu_2 = 0,2248$  du coefficient de Poisson  $\nu$  [Pag06]. Il propose une formule qui est une bonne approximation de cette partie réelle  $\Omega_R$  :

$$Re[\Omega_R] = 0,652\nu^2 + 0,898\nu + 1,9866 \quad (3.1)$$

Les variations de la partie réelle des fréquences de résonance normalisées  $\Omega = \omega h/V_T$  par rapport au coefficient de Poisson sont tracées sur la figure 3.2 pour les modes de bords, ZGV et d'épaisseur. Ce graphique confirme que, pour des matériaux usuels, la fréquence de résonance du bord est plus basse que celle des modes ZGV. Les points expérimentaux sont très proches des valeurs théoriques.



**FIGURE 3.2** – Partie réelle de la fréquence de résonance normalisée  $\omega h/V_T$  en fonction du coefficient de Poisson  $\nu$ , pour le mode de bord (tiretés), le mode ZGV  $S_1S_2$  (traits pleins) et les modes d'épaisseur  $S_1, S_2$  (ligne tiret-pointe). Fréquences de résonance de bord mesurées : verre de silice ( $\circ$ ), verre crown ( $\times$ ), Duralumin ( $\diamond$ ).

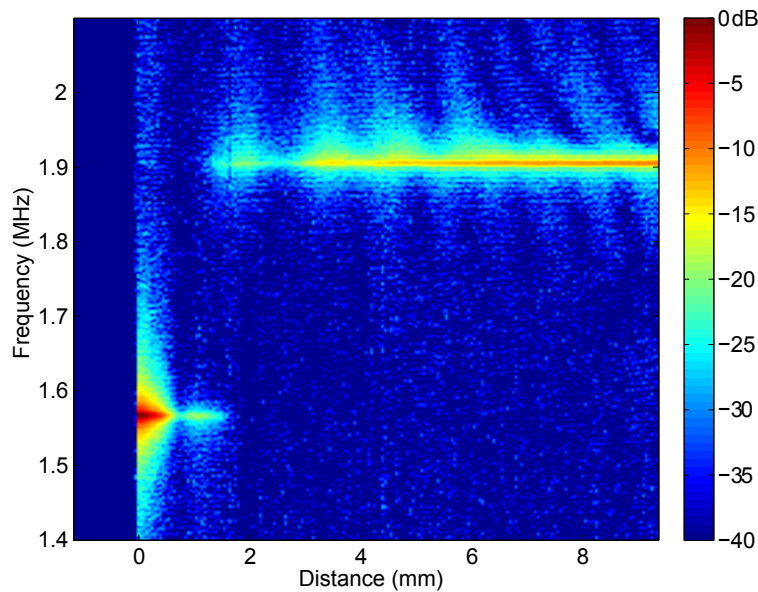
## 3.2 Exploration de la résonance de bord

Dans les premières expériences sur le mode de bord, la résonance était mesurée à l'aide d'un transducteur piézoélectrique en contact [Sha56]. Puis une excitation par transducteur avec une détection sans contact par laser ont été utilisées par Le Clezio *et al.* [LCPC<sup>+</sup>03] dans le cas de plaques et Ratassepp *et al.* [RKC<sup>+</sup>08] pour des tubes. Dans le paragraphe suivant, les techniques ultrasons laser ont été employées pour éviter toute atténuation des résonances de la plaque par un contact mécanique. Le dispositif expérimental est le même qu'au chapitre 1 (figure 1.18).

### 3.2.1 Observation des résonances de bord et ZGV

Une première expérience a été réalisée sur une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,5 mm. Les modes guidés sont engendrés et détectés au même point avec le dispositif présenté sur la figure 1.18. Le déplacement normal  $u(r, t)$  est enregistré durant 390  $\mu$ s à une fréquence d'échantillonnage de 25 MHz, sur une distance de 10 mm par

pas de  $50 \mu\text{m}$ . La transformée de Fourier temporelle  $U(r, f)$  du déplacement normal, calculée entre 1,4 MHz et 2,1 MHz, est représentée sur la figure 3.3.



**FIGURE 3.3** – Distribution spatiale du spectre du déplacement normal pour la plaque de Duralumin. Le bord de la plaque se situe à 0 mm.

Deux lignes horizontales sont visibles sur ce *B-scan* : la plus haute correspond à la fréquence de résonance du mode ZGV  $S_1S_2$ . La plus basse, située près du bord de la plaque, correspond à une résonance de bord, près de 20% plus basse que la fréquence ZGV. On aurait pu imaginer que la fréquence ZGV décroisse progressivement vers la fréquence de la résonance de bord, mais il n'en est rien. L'amplitude de la résonance ZGV s'annule à une distance d'une épaisseur du bord. La transition entre résonance ZGV et résonance de bord est abrupte : les deux modes ne coexistent pas.

### 3.2.2 Mesure de résonances locales

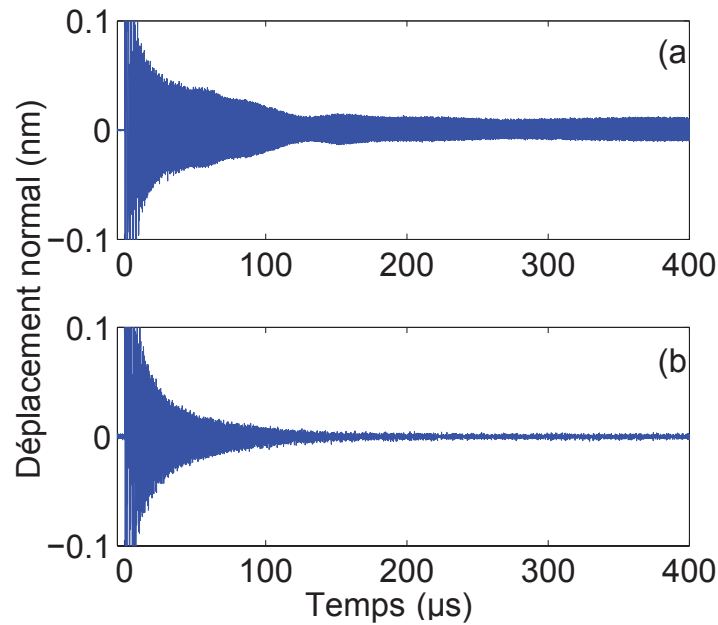
Les fréquences de résonance des modes de bord et ZGV et leur décroissance ont été mesurées dans trois échantillons différents : une plaque carrée de Duralumin de 150 mm de côté et d'épaisseur 1,51 mm, une plaque carrée de verre crown de 49 mm de côté et d'épaisseur 1,57 mm et une plaque de verre de silice de dimensions  $15 \times 20 \times 1,09 \text{ mm}^3$ .

La première expérience a été menée sur la plaque de Duralumin. Les paramètres du matériau, déterminés d'après la méthode exposée en [CPR07] avec une erreur relative de moins de 0,1%, sont les suivants :

$$V_L = 6361 \text{ m/s}, V_T = 3134 \text{ m/s}, \nu = 0,3397 \quad (3.2)$$

Les déplacements normaux mesurés quand la source et la détection sont superposés au milieu et sur le bord de la plaque sont représentés sur les figures 3.4 (a) et (b) respectivement. Le graphe du haut correspond à la résonance ZGV  $S_1S_2$  et

la seconde à la résonance de bord. Bien que les amplitudes soient comparables, les temps de décroissance des deux signaux sont très différents.



**FIGURE 3.4** – Déplacements normaux mesurés lorsque la source et la sonde sont superposées (a) au milieu, (b) près du bord de la plaque de Duralumin.

Les valeurs numériques des fréquences et des coefficients de qualité des résonances mesurées et prédites sont données dans le tableau 3.1.

**TABLE 3.1** – Fréquences et facteurs de qualité des résonances de bord et ZGV, mesurées et prévues pour trois échantillons d'épaisseur  $d$ .

Matériau	Résonance	$f_{pred}$ (MHz)	$f_{mes}$ (MHz)	$Q_{mes}$
Duralumin ( $d = 1,51$ mm)	ZGV	1,905	1,901	4200
	Bord	1,568	1,566	250
verre crown ( $d = 1,57$ mm)	ZGV	1,738	1,738	1000
	Bord	1,544	1,545	650
verre de silice ( $d = 1,09$ mm)	ZGV	2,640	2,626	590
	Bord	2,389	2,378	330

Le coefficient de qualité théorique est défini comme le rapport  $Q = |Re[\Omega]/2Im[\Omega]|$  et la valeur expérimentale est déduite du temps de décroissance du déplacement normal. Avec une différence plus faible que 0,2%, l'accord entre les fréquences de résonance théoriques et expérimentales est très bon. La diminution rapide du déplacement au bord de la plaque (figure 3.4 b) est liée à la partie imaginaire de la fréquence de résonance de bord. Pour le Duralumin ( $\nu = 0,34$ ), les valeurs calculées avec l'équation (9) de la référence [Pag06] :

$$Re[\Omega] = 2,367 \quad \text{et} \quad Im[\Omega] = -3,35 \times 10^{-3} \quad (3.3)$$

conduisent à un coefficient de qualité théorique  $Q_{th} = 350$ . La valeur expérimentale ( $Q_{mes} = 250$ ) est plus basse. Cette différence peut être due à de petites irrégularités géométriques sur le chant de la plaque qui élargissent le pic de résonance. En pratique, le coefficient de qualité ( $Q = 4200$ ) de la résonance ZGV est limité par des variations locales de l'épaisseur.

Des mesures semblables ont été effectuées sur les échantillons de verre crown et de verre de silice. Pour le verre crown, les paramètres suivants ont été obtenus :  $V_L = 5744$  m/s,  $V_T = 3432$  m/s et  $\nu = 0,2224$ . Cette valeur du coefficient de Poisson est très proche de la seconde valeur  $\nu_2 = 0,2248$  pour laquelle la fréquence de résonance devient réelle. A supposer qu'il n'y ait pas d'atténuation intrinsèque au matériau, la partie imaginaire trouvée par Pagneux [Pag06] est très petite comparée à la partie réelle :

$$Re[\Omega] = 2,219 \quad \text{et} \quad Im[\Omega] = -0,45 \times 10^{-6} \quad (3.4)$$

et le coefficient de qualité théorique de la résonance de bord dépasse  $10^6$ . En pratique, cette valeur est limitée par le rapport signal à bruit, l'atténuation du matériau et le couplage avec l'air. Néanmoins, le coefficient de qualité mesuré pour la résonance de bord,  $Q_{mes} = 650$ , est plus important que dans le Duralumin, ce qui concorde avec les prédictions théoriques.

Pour l'échantillon de silice fondue, les paramètres mesurés sont les suivants

$$V_L = 6032 \text{ m/s}, V_T = 3792 \text{ m/s}, \text{ et } \nu = 0,1733 \quad (3.5)$$

Pour cette plaque le coefficient de qualité de la résonance ZGV est plus faible que prévu, ce qui peut être imputé à un défaut dans le parallélisme des faces. Le facteur de qualité du mode de bord est entre ceux du Duralumin et du verre crown, ce qui est conforme à la théorie.

### 3.2.3 Excitation par le chant

Le dispositif expérimental a été modifié pour mesurer les profils d'amplitude du mode de bord. La source laser a été tournée à  $90^\circ$  afin d'exciter le chant de la plaque, tandis que l'interféromètre mesure encore le déplacement normal à la surface de la plaque, le long d'une ligne perpendiculaire au chant (figure 3.5). L'excitation est alors symétrique et permet des mesures plus précises car le signal thermique dû à l'échauffement de l'air au voisinage de l'impulsion laser ne les perturbe pas.

#### Excitation directe

Selon le schéma de la figure 3.6, l'impulsion laser engendre directement la résonance de bord qui dure près de  $130 \mu\text{s}$ , ainsi qu'un mode  $S_{-0}$  transitoire se propageant vers le bord opposé de la plaque. Cette notation  $S_{-0}$  suit l'orientation de l'axe choisie par Le Clézio *et al.* [LCPC+03]. L'amplitude du déplacement normal en fonction de la fréquence et de la distance de propagation est calculée par une transformée de Fourier temporelle pour cette durée et représentée sur la figure 3.6.

Près du bord, le profil présente deux nœuds correspondant aux interférences du mode  $S_{-0}$  avec les modes évanescents. A une distance supérieure à 4 mm du bord,

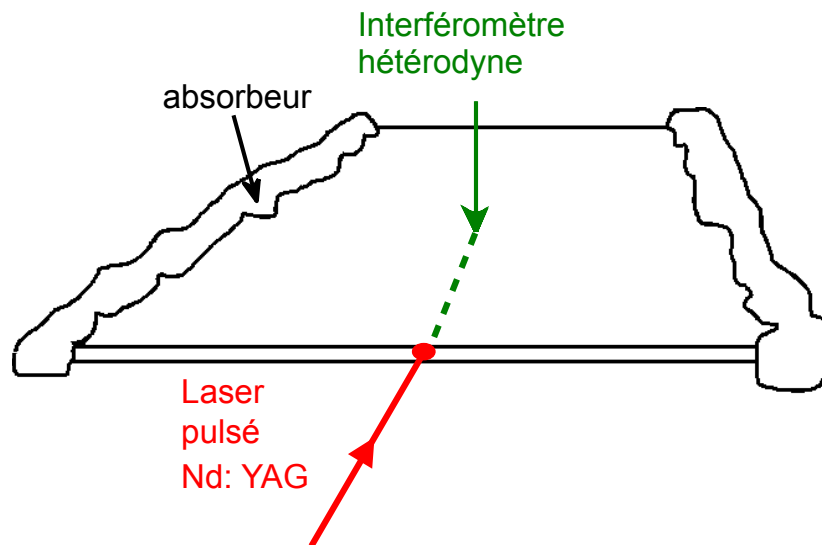


FIGURE 3.5 – Dispositif expérimental.

les modes évanescents disparaissent et le niveau reste constant à cause du mode propagatif  $S_{-0}$  qui est entretenu par la résonance. Ce phénomène a été décrit par Gazis et Mindlin comme suit : "*the energy that is temporarily trapped at the edge will gradually leak into the interior of the plate as an extensional wave*" [GM60].

### Excitation indirecte

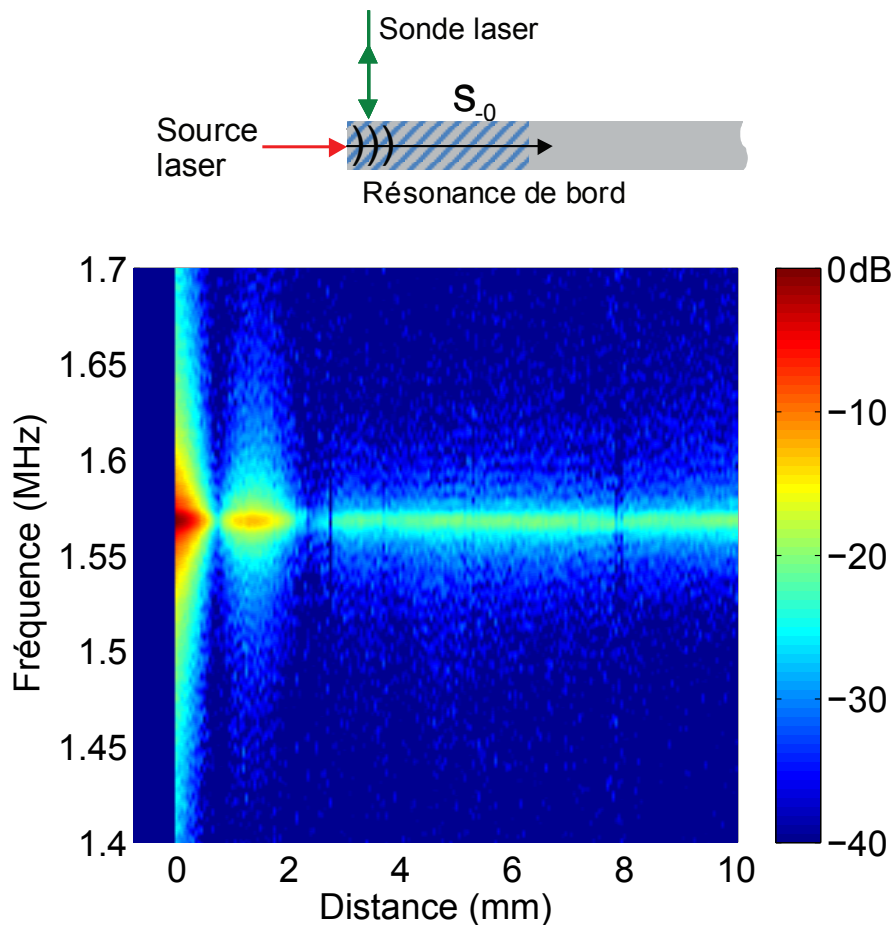
La résonance est excitée une seconde fois par la réflexion du mode  $S_{-0}$  sur le bord opposé suivant le schéma présenté sur la figure 3.7.

Ce mode  $S_0$  réfléchi revient dans la région d'observation après  $150 \mu\text{s}$  et excite simultanément la résonance de bord et interfère avec le mode  $S_{-0}$ . Comme la plaque est assez large et le facteur de qualité suffisamment petit, il est certain que la première résonance disparaît avant que le mode  $S_0$  réfléchi n'atteigne le premier bord, engendrant une seconde résonance. Cette seconde excitation est similaire à celle opérée à l'aide d'un transducteur placé sur le bord opposé, comme dans l'étude expérimentale menée par Le Clézio *et al.* dans des plaques [LCPC<sup>+</sup>03] ou Ratasepp *et al.* pour des tubes [RKC<sup>+</sup>08]. Par conséquent il est intéressant d'analyser le profil pour le comparer à des prédictions théoriques.

### Profils d'amplitude

Les profils d'amplitude ont été calculés en fonction de la fréquence dans le second intervalle temporel, de  $160 \mu\text{s}$  à  $400 \mu\text{s}$ . Dans ce cas, après les deux premiers nœuds, d'autres nœuds apparaissent régulièrement, dus aux interférences entre les modes incident et réfléchi  $S_0$  et  $S_{-0}$ . Sur la figure 3.8, les deux profils obtenus à la fréquence de résonance sont comparés au profil théorique calculé par Le Clézio *et al.* pour  $\nu = 0,33$  [LCPC<sup>+</sup>03].



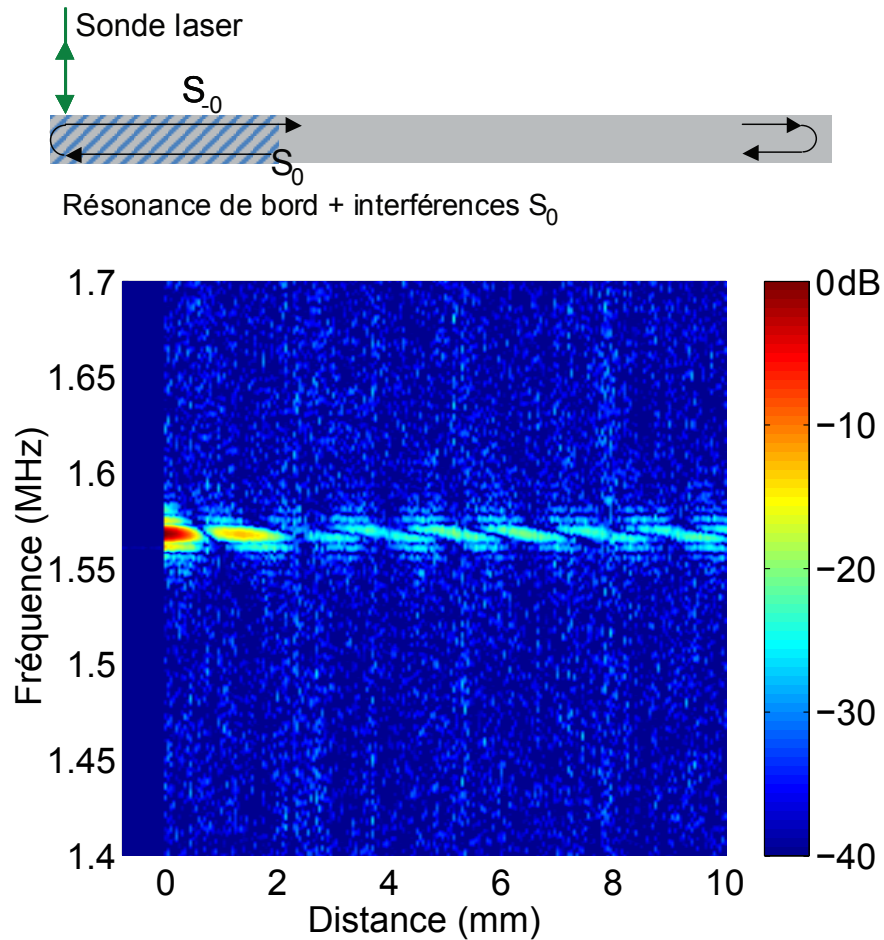


**FIGURE 3.6** – En haut, schéma de l’excitation directe par le laser pulsé. En bas, spectre de la résonance de bord en fonction de la distance au bord de la plaque de Duralumin.

Le profil obtenu après excitation par  $S_0$  (o) concorde assez bien avec la théorie (ligne tiretée). Le profil obtenu après excitation par une impulsion brève (×) correspond assez bien près du bord tandis que plus loin, comme prévu, il n’y a pas de figure d’interférences : l’amplitude du mode  $S_0$  est au niveau maximal des interférences précédemment observées.

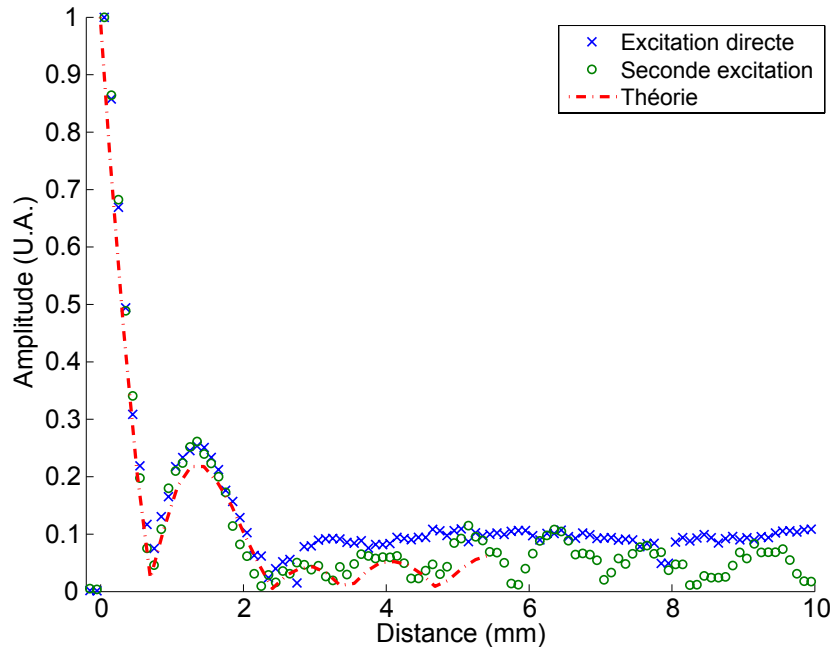
### Modes participant à la résonance de bord

Pour confirmer quels modes propagatifs contribuent à la résonance de bord, le spectre spatial a été calculé par transformée de Fourier du champ mesuré sur une distance de 10 mm. Sur la figure 3.8, l’amplitude du déplacement mécanique à la fréquence de résonance du bord est tracée pour des nombres d’ondes réels. Pour la première fenêtre temporelle (ligne pleine), il est clair que le mode  $S_{-0}$  domine tous les autres modes à cette fréquence, ce qui confirme le fait que la résonance de bord entretient le mode propagatif. Ce comportement s’oppose à celui des modes ZGV qui sont uniquement associés à des modes non propagatifs. Ceci est cohérent avec le coefficient de qualité relativement bas du mode de bord. Lors de la génération par le mode  $S_0$ , c’est-à-dire pendant la seconde fenêtre temporelle, la contribution

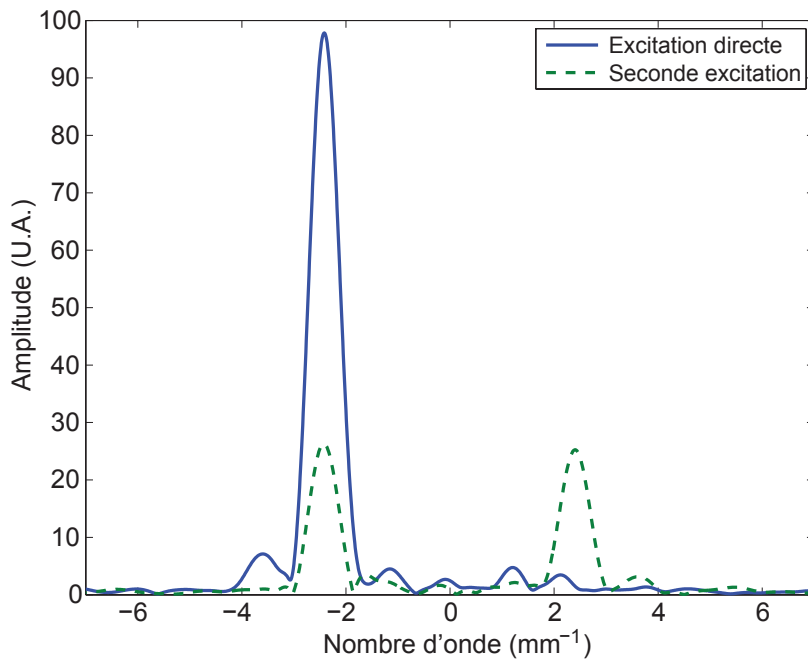


**FIGURE 3.7** – En haut, schéma de la seconde excitation par le mode  $S_0$  se propageant vers le bord. En bas, spectre de la résonance de bord en fonction de la distance au bord de la plaque de Duralumin.

des modes de Lamb symétriques  $S_0$  incident et  $S_{-0}$  réfléchi domine avec la même amplitude. Cette analyse confirme que  $S_0$  est le seul mode propagatif à contribuer à la résonance de bord.



**FIGURE 3.8** – Profils de la résonance de bord : excitation directe ( $\times$ ), seconde excitation (o) comparés aux prédictions théoriques de Le Clézio *et al.* (ligne pointillée).



**FIGURE 3.9** – Transformée de Fourier à deux dimensions du déplacement normal à la fréquence de résonance de bord pour l'excitation directe par la source laser (ligne pleine) et pour la seconde excitation par le mode  $S_0$  réfléchi sur le bord opposé (ligne pointillée).

### 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux résonances engendrées à faible distance du bord.

Nous avons montré que la génération de modes ZGV dans une plaque était possible jusqu'à une épaisseur du bord : plus près du bord, la résonance excitée est une résonance de bord, étudiée amplement dans la littérature. Le premier mode ZGV peut être observé sans changement de fréquence jusqu'à la distance d'une épaisseur de plaque du bord. Lorsque le point de génération s'approche du bord, la résonance ZGV disparaît tandis que le mode de bord apparaît à une fréquence plus basse. Le passage du premier mode ZGV au mode de bord est abrupt.

Les fréquences de résonance relevées pour le Duralumin, le verre crown et le verre de silice concordent bien avec les valeurs théoriques ; la dépendance de la fréquence vis-à-vis du coefficient de Poisson a été validée pour ces différents matériaux. Cette résonance a aussi été excitée d'une manière particulière non étudiée dans la littérature, à savoir par une brève impulsion d'énergie déposée sur le chant de la plaque à l'aide d'un laser pulsé Nd :YAG. La résonance de bord a été engendrée et la distribution spatiale du mode déterminée en balayant la surface à l'aide de la sonde. Le profil expérimental obtenu coïncide bien avec le profil théorique trouvé dans la littérature. Grâce à ces mesures, nous avons apporté un éclairage nouveau sur la nature de la résonance de bord et la manière dont cette résonance entretenait le mode  $S_0$ .



---

## Caractérisation de couches

---

LES REVÊTEMENTS sont utilisés communément dans les processus industriels pour protéger certaines surfaces contre des environnements hostiles tels que les milieux corrosifs, les hautes températures, les forces de friction. Des techniques variées utilisant les ultrasons ont ainsi été mises en œuvre durant les dernières décennies afin de caractériser le matériau déposé.

Les mesures peuvent être conduites à l'aide d'ondes de volume, *bulk acoustic waves* (BAW), comme en microscopie acoustique [YB95] ou en acoustique picoseconde [GMTH88,MRD08]. Dans les deux cas, les ondes se propagent perpendiculairement à l'interface entre la couche et le substrat. Un inconvénient du premier procédé est la nécessité d'un contact mécanique avec la pièce à examiner alors qu'une mesure sans contact est préférable. De plus, des mesures précises requièrent des fréquences élevées, dans la gamme du gigahertz, ce qui limite la longueur de pénétration dans l'échantillon. C'est pourquoi en microscopie acoustique comme en acoustique picoseconde l'expérimentation est généralement effectuée sur la face recouverte par la couche [Eve02,RP05].

L'estimation de l'épaisseur de couches fines déposées sur une plaque peut être réalisée à fréquence moins élevée, en tirant parti des ondes acoustiques guidées par la structure. La génération et la détection sans contact de ces ondes élastiques sont souvent effectuées par un dispositif ultrasons laser, *Laser Based Ultrasonic techniques* (LBU), comparable à celui utilisé dans les chapitres précédents. Les ondes de Rayleigh, guidées par la surface recouverte, tout comme les ondes de Lamb, qui se propagent le long d'une structure en forme de plaque, sont efficaces en CND [Chi97,DETP93]. La variation de la vitesse des ondes de Rayleigh ou la sensibilité des courbes de dispersion des modes de Lamb est souvent employée pour mesurer l'épaisseur de la couche [LJO<sup>+</sup>10,LC01,HTR01,PKYS95].

Il est connu que les méthodes exploitant des résonances sont très précises. La plus connue est la microbalance à quartz, *Quartz Crystal Microbalance* (QCM). L'épaisseur d'un film déposé peut être déterminée en mesurant la diminution  $\Delta f$  de la fréquence d'oscillation d'un cristal de quartz. la masse déposée  $\Delta m$  obéit à la loi suivante :

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta \tau}{\tau} = -\frac{\Delta f}{f}, \quad (4.1)$$

où  $m$  est la masse surfacique du cristal de quartz,  $\tau = 1/f$  sa période d'oscillation.  $\Delta m$  est la masse surfacique de la couche déposée. Cette relation fondamentale, valable tant que  $\Delta m/m$  vaut moins de quelques pourcents, indique que la décroissance de la fréquence est indépendante de toutes les propriétés mécaniques du matériau déposé excepté sa masse. C'est la justification à l'origine de l'emploi de microbalances à quartz en tant que système de mesure de la masse [Ben84]. Le principal inconvénient du QCM est que la détermination de la masse ne peut se faire que lors du processus de dépôt et non directement sur la plaque.

Récemment, des transducteurs électromagnéto-acoustiques (EMAT) à large bande ont été utilisés pour mesurer l'épaisseur (11  $\mu\text{m}$ ) d'un revêtement polymère sur une feuille d'aluminium relativement fine (220  $\mu\text{m}$ ) [DLR06]. Dans cette technique sans contact utilisant les résonances, le substrat doit être électriquement conducteur et la résolution spatiale est limitée par les dimensions latérales ( $> 1$  cm) de l'EMAT. Dans ces deux techniques (QCM et EMAT), la résonance d'épaisseur en question est due aux réflexions multiples des ondes de volume longitudinales et transversales entre les faces supérieures et inférieures de la plaque.

Le but de cette étude est d'appliquer la méthode ultrasons laser et les résonances ZGV à des échantillons non homogènes constitués d'une plaque recouverte d'une couche mince et de déterminer les caractéristiques mécaniques du film. Le cas étudié ici est composé d'une couche mince d'or (épaisseur  $< 1$   $\mu\text{m}$ ) déposée sur une plaque épaisse isotrope de Duralumin (épaisseur  $\approx 1,5$  mm).

Le problème sera abordé d'un point de vue théorique et numérique dans un premier temps, avec une analyse du lien entre les fréquences de résonance ZGV, l'épaisseur d'une couche mince et ses propriétés mécaniques. Dans un second temps l'influence de la température sera estimée, avant la présentation et l'analyse des résultats des expériences sur les films minces dans la dernière partie.

## 4.1 Relation entre fréquence ZGV et épaisseur des couches

Dans cette partie nous montrons que pour de faibles épaisseurs de couche, la relation entre la fréquence ZGV et l'épaisseur de la couche déposée peut être linéarisée. Il apparaît que le coefficient de proportionnalité dépend des propriétés des matériaux de la couche et du substrat.

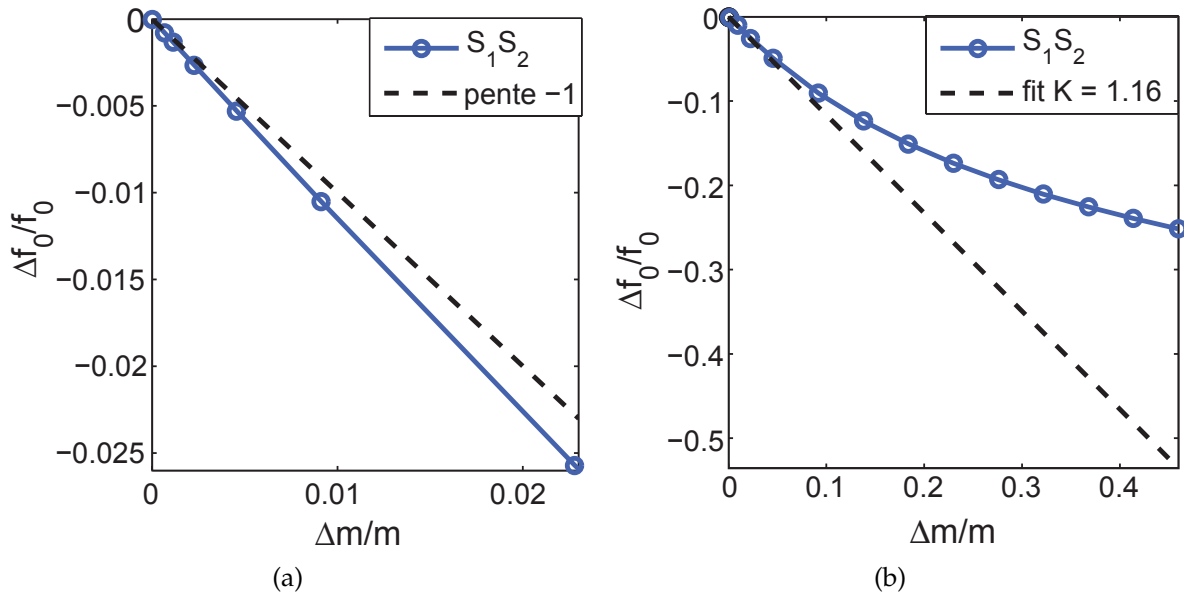
### 4.1.1 Linéarisation

la méthode des éléments finis semi-analytiques (SAFE) a été utilisée pour calculer les courbes de dispersion des ondes de Lamb dans la structure bicouche [LTOW91]. L'épaisseur du substrat est discrétisée en 200 éléments et la couche en 20. Le pas en fréquence est de 1 kHz, interpolé de manière à obtenir un pas final de 50 Hz. Les variations  $\Delta f_0$  de la fréquence de résonance ZGV  $f_0$  en fonction de

l'épaisseur de la couche ont été déterminées pour une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,5 mm recouverte d'une fine couche d'or. La figure 4.1 (a) montre que pour le mode ZGV  $S_1S_2$ , la variation de fréquence relative  $\Delta f_0/f_0$  est proportionnelle à la variation relative de masse :

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = -K \frac{\Delta m}{m}, \quad (4.2)$$

où  $\Delta m = \rho_2 d_2$  avec  $\rho_2$  et  $d_2$  étant respectivement la densité et l'épaisseur de la couche déposée.



**FIGURE 4.1** – Couche d'or sur plaque de Duralumin. Variation relative de la fréquence de résonance  $\Delta f_0/f_0$  du mode ZGV  $S_1S_2$  en fonction de  $\Delta m/m$ , (a) pour un chargement relatif de masse jusqu'à 2%, (b) pour un chargement relatif de masse jusqu'à 45%

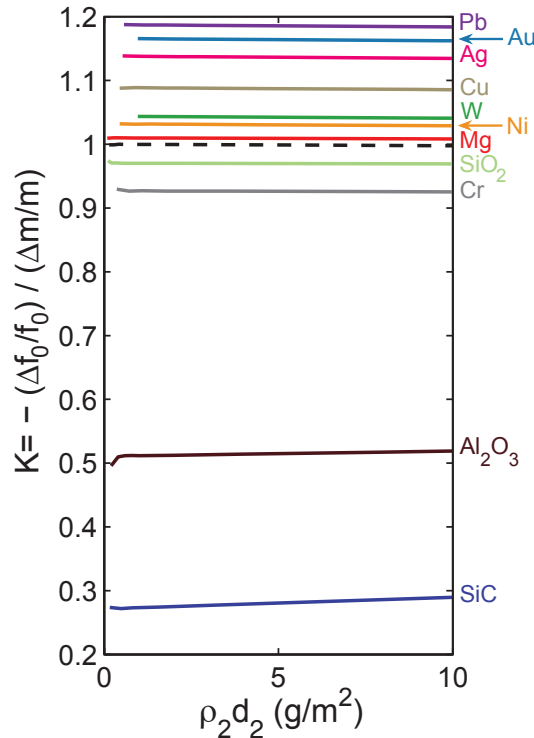
L'équation 4.2 est similaire à celle (4.1) établie pour la microbalance à quartz. Cependant deux différences majeures existent : la constante  $K$  ne vaut pas l'unité, même pour des couches très fines, et sa valeur dépend des deux matériaux constituant la structure bicouche. Pour le couple or (couche) sur Duralumin (substrat),  $K$  vaut 1,16. La relation linéaire présentée plus haut est satisfaisante pour une charge relative en masse ( $\Delta m/m$ ) jusqu'à 2%, pour laquelle la déviation vaut environ 3%. L'erreur augmente radicalement pour des charges relatives plus grandes que 10% [Fig. 4.1(b)].

#### 4.1.2 Calcul pour différents couples substrat/couche

Le facteur  $K$ , c'est-à-dire le coefficient de proportionnalité entre la décroissance relative de la fréquence et la charge relative de masse, a été calculé pour un grand nombre de matériaux déposés sur une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,5 mm. La gamme de variation (entre 0,3 et 1,2) montre une grande dépendance du facteur  $K$  vis-à-vis des paramètres mécaniques de la couche. La figure 4.2 montre que pour la



majorité des matériaux de la couche et à part quelques petites fluctuations dues à des erreurs numériques, le coefficient  $K$  est constant dans la plage de masse surfacique explorée :  $\Delta m = \rho_2 d_2 < 10 \text{ g.m}^{-2}$ .



**FIGURE 4.2** – Facteur de proportionnalité  $K = -(\Delta f_0/f_0)/(\Delta m/m)$  en fonction du chargement de masse ( $\rho_2 d_2$ ) pour différents matériaux déposés sur une plaque de Duralumin d'épaisseur  $d_1 = 1,5 \text{ mm}$ , pour le mode ZGV  $S_1 S_2$ .

L'épaisseur limite correspondante est de  $0,5 \mu\text{m}$  pour une couche d'or ( $1,5 \mu\text{m}$  pour une couche de chrome). A condition que les paramètres de matériaux du substrat et de la couche  $d_1$ ,  $\rho_1$  et  $\rho_2$  soient connus, l'épaisseur de la couche  $d_2$  peut alors être déterminée à partir des données expérimentales ( $f_0$  et  $\Delta f_0$ ) en utilisant l'équation 4.3 :

$$d_2 = -\frac{1}{K} \frac{\rho_1 d_1}{\rho_2} \frac{\Delta f_0}{f_0} \quad (4.3)$$

Les facteurs  $K$  et les paramètres des matériaux utilisés dans les simulations numériques sont donnés dans le tableau 4.1.

La déviation par rapport au comportement de la balance à quartz ( $K = 1$ ) est très importante pour les couches de carbure de silicium ( $K = 0,27$ ) ou d'alumine ( $K = 0,51$ ). Ces matériaux sont caractérisés par des vitesses bien plus importantes que celles du substrat. Ces couches « rapides » augmentent la fréquence de résonance ZGV, tandis que le chargement de masse diminue à la fois la fréquence des résonances d'épaisseur et ZGV. Les deux effets se compensent partiellement. Pour des couches « lentes » comme l'or ou l'argent, ayant des vitesses plus petites que celles du substrat, les deux effets s'ajoutent. Par conséquent le coefficient  $K$  est plus grand que l'unité. Cet effet mécanique n'existe pas dans le cas d'un cristal de quartz

**TABLE 4.1** – Facteur de proportionnalité  $K$  entre la diminution relative de fréquence du mode ZGV ( $-\Delta f_0/f_0$ ) et le chargement relatif de masse ( $\Delta m/m$ ), calculé pour des couches de différents matériaux déposés sur une plaque de Duralumin. Les paramètres des matériaux sont tirés de la référence [Bri92].

Matériau	$\rho_2$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$V_L$ (m.s <sup>-1</sup> )	$V_T$ (m.s <sup>-1</sup> )	$K$
Carbure de silicium	3 210	12 099	7 485	0,27
Alumine	3 970	10 822	6 163	0,51
Chrome	7 194	6 608	4 005	0,93
Verre de silice	2 150	5 968	3 764	0,97
Duralumin	2 795	6 398	3 122	1,00
Magnésium	1 738	5 823	3 163	1,01
Nickel	8 907	5 608	2 929	1,03
Tungstène	19 254	5 221	2 887	1,04
Cuivre	8 933	4 759	2 325	1,09
Argent	10 500	3 704	1 698	1,14
Or	19 281	3 240	1 200	1,16
Plomb	11 343	2 160	700	1,19

tant que la couche est située sur la région antinodale du déplacement mécanique. Comme le déplacement à la fréquence de résonance ZGV n'est pas uniforme sur la surface de la plaque [BMP07], cet argument ne s'applique pas aux modes ZGV, quelle que soit l'épaisseur de la couche.

A partir des considérations précédentes, un comportement « anormal » peut être attendu dans le cas d'une couche très dure sur un substrat relativement mou. Par exemple, pour une couche de carbure de silicium déposée sur une plaque de cuivre, les simulations réalisées avec les paramètres donnés dans le tableau 4.1 conduisent à une valeur négative ( $K = -0,47$ ) pour le facteur de proportionnalité. Dans ce cas, l'effet mécanique l'emporte sur l'effet de la masse et le dépôt augmente la fréquence de résonance ZGV. Il serait intéressant de vérifier expérimentalement cette prédiction inattendue.

### 4.1.3 Cas des autres harmoniques

Pour les autres modes ZGV ( $S_3S_6$  et  $S_5S_{10}$ ), le facteur  $K$  s'approche de l'unité quand l'ordre du mode augmente. Ce comportement est cohérent avec le fait que la fréquence de résonance ZGV se rapproche de la fréquence du mode d'épaisseur. La figure 4.3 permet de comparer la variation de fréquence des modes ZGV  $S_1S_2$  et  $S_3S_6$  en présence d'une couche fine. Pour le mode  $S_3S_6$ , la partie linéaire est beaucoup plus proche de la pente  $-1$  quel que soit le matériau de la couche mince. En effet, les valeurs du facteur  $K$  pour ce mode se situent entre 0,9 et 1,03 contre 0,3 et 1,2 pour le mode  $S_1S_2$ . Le comportement se rapproche de celui du résonateur en quartz vibrant en cisaillement d'épaisseur.

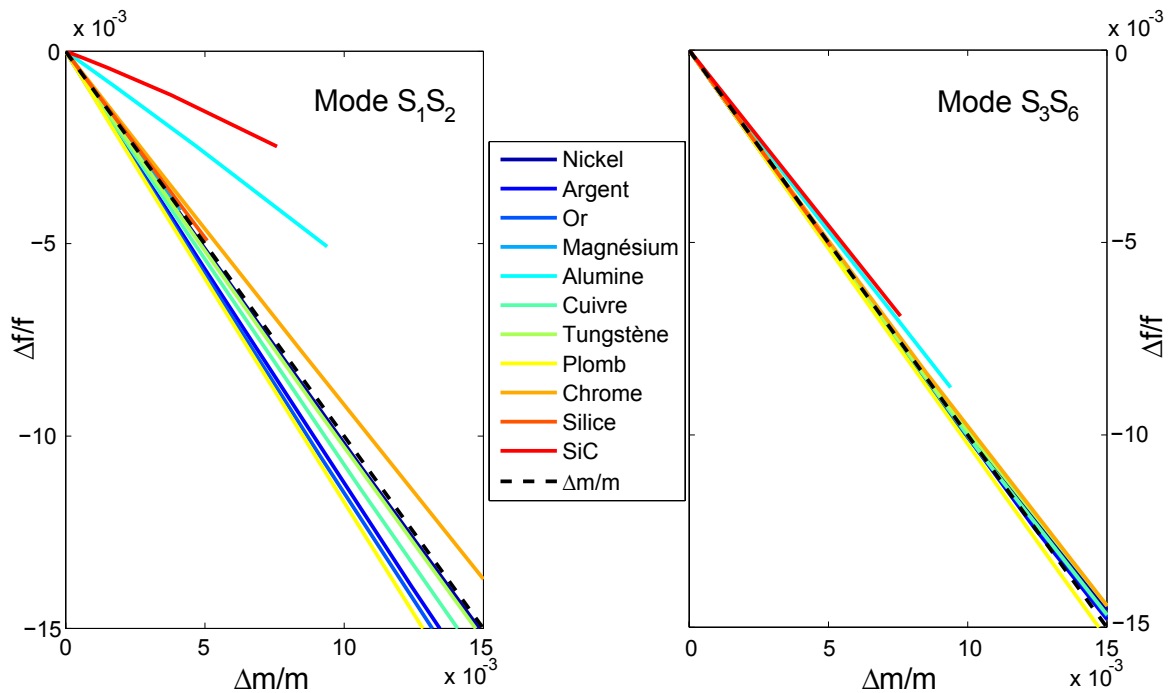


FIGURE 4.3 – Différence de comportement entre les modes  $S_1S_2$  (à gauche) et  $S_3S_6$  (à droite) lors d'un chargement de masse.

## 4.2 Influence de la température

Etant donné que les fréquences ZGV dépendent de l'épaisseur et des vitesses locales du matériau, qui sont fonction de la température, il est naturel de s'intéresser à la variation de la fréquence des modes ZGV en fonction de la température. Dans la section suivante, on s'intéresse donc dans un premier temps à l'effet expérimental de la température sur les différentes résonances ZGV puis aux variations calculées à l'aide d'un modèle simple.

### 4.2.1 Décalage des fréquences

Afin d'observer une éventuelle modification des pics ZGV, l'expérience suivante est menée selon le dispositif de la figure 1.18 : la génération et la détection, superposées sur l'échantillon, sont fixes. Un thermocouple est maintenu en contact thermique avec l'échantillon, en l'occurrence une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,5 mm. Le déplacement normal est enregistré au cours du temps, tandis que la température de la pièce est modifiée lentement à l'aide d'un climatiseur. Sur le premier point, la température a varié de 19°C à 23,5°C. Afin de s'assurer que le comportement en fréquence est semblable pour tous les points de la plaque, l'expérience est répétée en un autre point de l'échantillon et pour une température évoluant entre 19,8°C et 23,8°C. La figure 4.4 présente la variation de fréquence des modes ZGV  $S_1S_2$ ,  $S_3S_6$  et  $S_5S_{10}$  en fonction de la température, pour deux points de l'échantillon.

Comme l'épaisseur de la plaque n'est pas uniforme, les fréquences de résonance des deux points pris à la même température sont légèrement différentes. Les fréquences de résonance évoluent linéairement avec la température et les pentes ne dé-

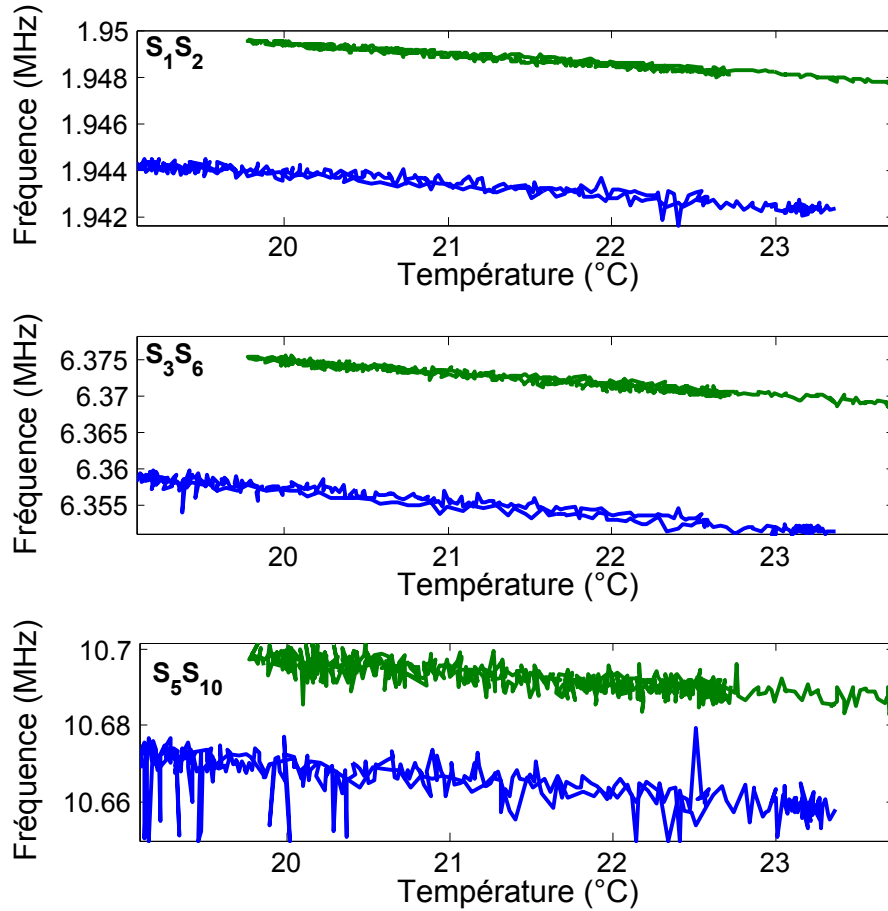


FIGURE 4.4 – Fréquences obtenues pour les trois premiers modes ZGV ( $S_1S_2$ ,  $S_3S_6$ , et  $S_5S_{10}$ ) en deux points différents (lignes bleue et verte) en faisant varier la température.

pendent pas du point de mesure. Un décalage de 1 K induit un décalage de 0,43 kHz pour la résonance  $S_1S_2$ , 1,6 kHz pour la résonance  $S_3S_6$  et 2,5 kHz pour la résonance  $S_5S_{10}$ . Sur la figure 4.5 sont affichées les variations de fréquence du mode  $S_1S_2$  au cours du temps en un point et la valeur correspondante calculée en considérant la relation  $\Delta f_{ZGV} = \Delta T \times 4,3 \cdot 10^{-4}$ , pour  $f_{ZGV}$  en MHz et  $\Delta T$  en K, entre les variations de température et de fréquence.

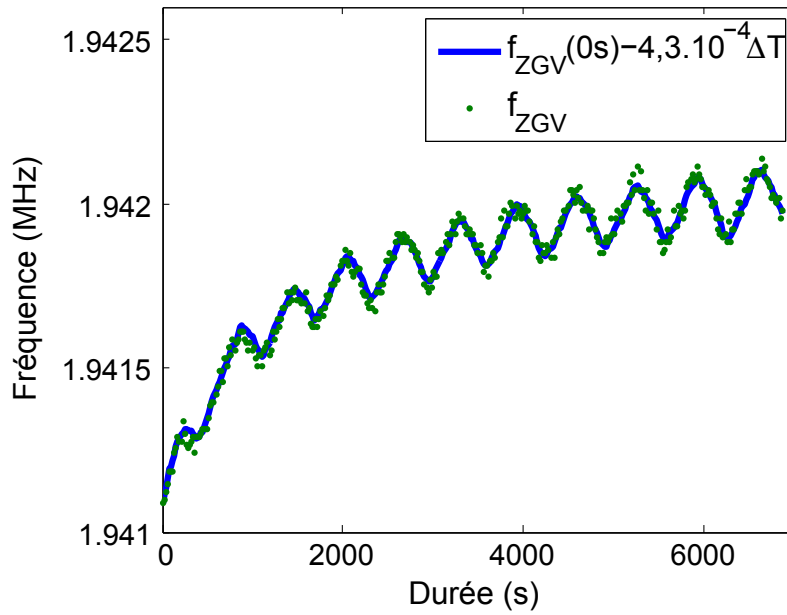
## 4.2.2 Modèle de prédiction

Afin de prédire la variation de la fréquence ZGV, sachant que

$$f_{ZGV} = \beta(\nu) \frac{V_L}{2d}$$

il faut prendre en compte les différents phénomènes mis en jeu :

- la dilatation selon l'épaisseur de la plaque ;
- la modification des vitesses du matériau ;
- la modification du coefficient de Poisson consécutive à la modification des vitesses ;
- la modification du coefficient  $\beta(\nu)$ .



**FIGURE 4.5** – Fréquence de résonance du mode ZGV  $S_1S_2$  dans une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,5 mm (points verts) et fréquence calculée à partir de la relation  $\Delta f_{ZGV} = \Delta T \times 4,3 \cdot 10^{-4}$  (ligne bleue), la température évoluant en fonction du temps.

Pour l'étude suivante, les valeurs sont tirées de l'article de Balogun *et al.* [BMP07] pour de l'aluminium pur, le Duralumin étant un alliage d'aluminium dont les propriétés en sont proches. Compte tenu des relations suivantes :

$$d = d_0(1 + \alpha_T \Delta T) \quad (4.4)$$

$$\nu = (E - 2\mu)/2\mu \quad (4.5)$$

$$E = 79,6 - 0,034(T_0 + \Delta T) \quad (4.6)$$

$$\mu = 30,1 - 0,014(T_0 + \Delta T) \quad (4.7)$$

$$V_T = \sqrt{\mu/\rho} \quad (4.8)$$

$$V_L = V_T \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{(1-2\nu)}} \quad (4.9)$$

avec  $d_0 = 1,5$  mm l'épaisseur de la plaque à  $T_0 \approx 297$  K,  $\rho = 2700$  kg.m<sup>-3</sup> la masse volumique,  $\alpha_T = 2,210 \times 10^{-5}$  K<sup>-1</sup> le coefficient de dilatation linéaire de l'aluminium. Le comportement de  $\beta$  en fonction de  $\nu$  est connu (figure 1.7(a)). La variation totale peut s'écrire :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \beta}{\beta} + \frac{\Delta V_L}{V_L} - \frac{\Delta d}{d} \quad (4.10)$$

où  $\Delta \beta/\beta = 7,4 \times 10^{-3}$  % est la variation relative du coefficient  $\beta$ ,  $\Delta V_L/V_L = 1,1 \times 10^{-2}$  % celle de la vitesse longitudinale,  $\Delta d/d = -2,2 \times 10^{-3}$  % celle de l'épaisseur.

La pente totale obtenue est de -0,39 kHz/K, pente cohérente avec la valeur de -0,43 kHz/K déduite des mesures pour le mode ZGV  $S_1S_2$ . L'écart peut être dû au fait

que les constantes élastiques du Duralumin ne varient pas exactement de la même manière que celles de l'aluminium.

## 4.3 Résultats expérimentaux

L'expérience est menée avec le dispositif de la figure 1.18, la source et la sonde étant superposées. Les échantillons sont placés sur une platine motorisée et les mesures sont effectuées sur la face nue.

### 4.3.1 Profils expérimentaux

La première expérience a été réalisée sur une plaque de Duralumin de dimensions  $150 \times 150 \times 1,5 \text{ mm}^3$  recouverte d'une couche d'environ 500 nm d'or déposé dans d'un bâti de dépôt sous vide PVD (Physical Vapor Deposition). Au profilomètre optique (Wyko NT9100 Optical Profiling System), la marche a été estimée entre 460 et 570 nm, suivant les essais.

Les spectres correspondant à un point du substrat vierge et un autre à un point de la zone couverte d'or, pour les modes  $S_1S_2$  et  $S_7S_{14}$  sont montrés sur la figure 4.6. On observe bien un écart de fréquence entre le point « métallisé » et le point « vierge », plus important que les variations éventuelles d'épaisseur de la plaque. Cet écart est encore présent et accentué pour les composantes de plus haute fréquence, comme on peut le voir sur la figure 4.6 pour le mode  $S_7S_{14}$ .

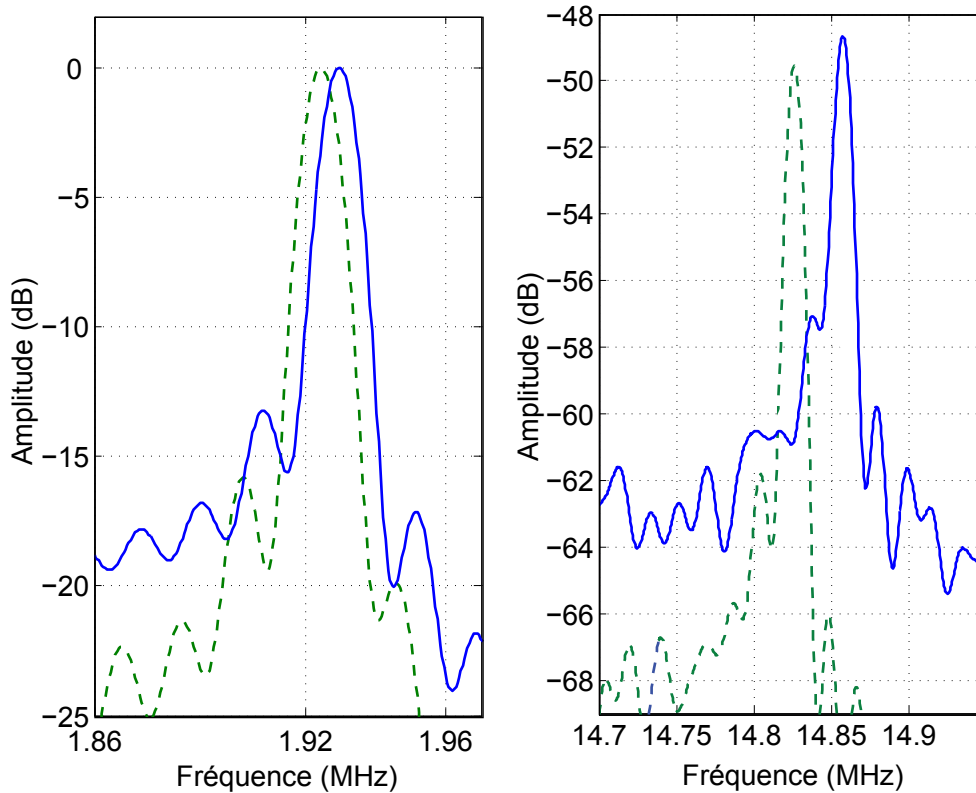
Pour reconstituer le profil de la marche, un balayage est réalisé le long d'une ligne de 50 mm. Le spectre du signal est donné sur la figure 4.7.

La marche est bien visible pour chaque mode, même si la fréquence varie à l'intérieur de chacune des régions. Comme l'épaisseur n'a pas été estimée avant le dépôt, le profil en fréquence est dû à la fois à la présence du dépôt d'or et à d'éventuelles variations d'épaisseur de la plaque.

Ensuite, l'effet d'une couche d'environ 100 nm, d'après le capteur du bâti de dépôt, sur une plaque de Duralumin de mêmes dimensions a été examiné. Comme la variation de fréquence attendue est faible, l'épaisseur de la plaque dans la zone de travail est mesurée avant le dépôt selon la technique décrite au chapitre 2, puis la couche est déposée et un nouveau balayage de la plaque est réalisé à l'endroit même du premier. Le spectre du signal est donné sur la figure 4.8.

Deux remarques s'imposent :

- la fréquence obtenue en l'absence de couche mince n'est pas constante, mais varie linéairement avec la distance ; les faces de la plaque ne sont donc pas rigoureusement parallèles. Sur 45 mm, la variation de fréquence pour le mode  $S_1S_2$  est d'environ 3 kHz, soit 0,16% ; la pente est donc de  $3,5 \cdot 10^{-5} / \text{mm}$ .
- les fréquences obtenues dans la zone vierge (de 0 à 20 mm) avant et après dépôt ne sont pas identiques mais comme décalées. Comme la température n'a pas été relevée, l'explication la plus probable serait que les deux mesures n'ont pas été effectuées à la même température, ce qui impliquerait un décalage supplémentaire.

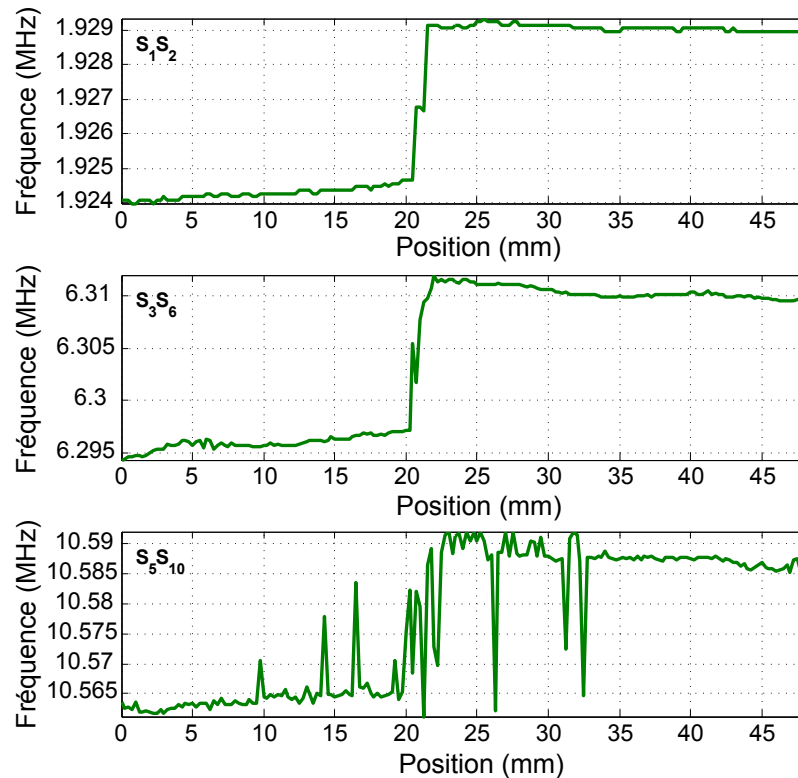


**FIGURE 4.6** – Spectres de résonance du mode ZGV  $S_1S_2$  (à gauche) et  $S_7S_{14}$  (à droite) avec couche (pointillés) et sans (ligne pleine).

Enfin, une dernière série de mesures a été faite sur une plaque de Duralumin de dimensions similaires, en prenant davantage de précautions. Etant donné que les écarts dus à la présence d'une couche fine et l'effet de la température sur les fréquences ZGV étudié dans la section précédente sont du même ordre de grandeur, les variations de température ont été enregistrées durant l'expérience et le décalage en fréquence correspondant a été compensé. Comme l'épaisseur de la plaque n'est pas uniforme, un balayage de référence a été acquis préalablement sur une face le long d'une ligne de 40 mm par pas de 0,1 mm. Puis un film d'or de 240 nm d'épaisseur a été déposé sur la face opposée. Après le dépôt un second balayage a été réalisé sur la même ligne. Il a été procédé ainsi afin de dissocier l'effet du dépôt de la couche des variations de température et d'épaisseur de la plaque.

Les fréquences relevées sur l'échantillon avant et après le dépôt sont tracées sur la figure 4.9 en fonction de la position, autour de la fréquence de résonance du premier mode ZGV. Une marche est clairement visible puisque le décalage est proche de zéro sur la région vierge et constant dans la région recouverte. En fait, les autres modes ZGV sont aussi affectés par dépôt.

Les décalages associés aux trois premières résonances ZGV sont présentés sur la figure 4.10. La région couverte d'or (zone 2) se distingue nettement de l'autre région (zone 1) pour chaque résonance ZGV. L'écart causé par la présence de la couche d'or revient environ à six fois celui entraîné par une variation de température de



**FIGURE 4.7** – Fréquence de résonance en fonction de la distance pour les modes ZGV  $S_1S_2$  (haut),  $S_3S_6$  (milieu),  $S_5S_{10}$  (bas), dans le cas d'un dépôt de 500 nm d'or.

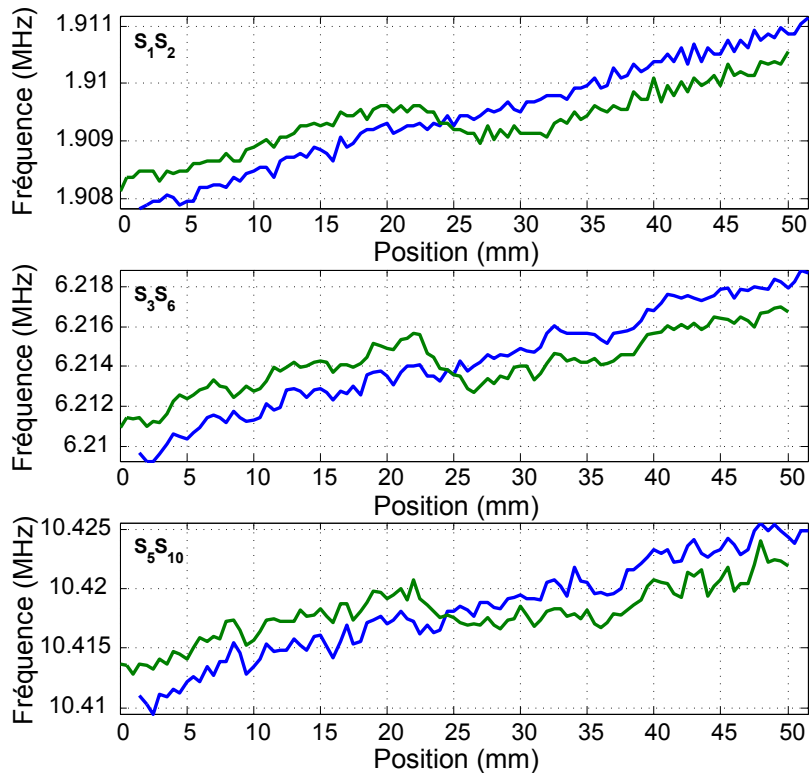
1 K. Il est ainsi crucial de tenir compte de la température en l'enregistrant durant l'expérience afin de déterminer correctement l'épaisseur de la couche.

### 4.3.2 Estimation de l'épaisseur des couches

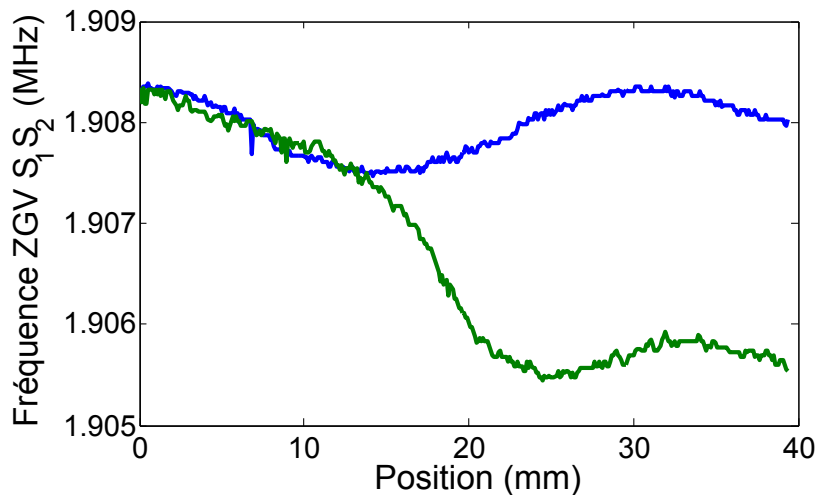
Pour le dépôt de 500 nm, le décalage des fréquences est estimé directement sur le spectre de la figure 4.7, puisqu'un seul balayage a été effectué sur cet échantillon. Par conséquent, ces mesures sont moins précises que les autres, mais intéressantes puisqu'elles montrent qu'en un seul passage et sans contrôle de température, on peut détecter une couche de 500 nm et estimer assez bien son épaisseur (tableau 4.3).

La procédure mise en œuvre pour le dépôt de 100 nm permet une estimation plus précise de l'épaisseur. En effet, la couche peut être mieux caractérisée puisque la plaque a été sondée avant et après le dépôt. Étant donné la direction des traces de lamination, parallèles à la marche, et la faible épaisseur de la couche, nous n'avons pas été capables de mesurer l'épaisseur de la marche au profilomètre optique. Cependant le décalage du spectre des résonances nous permet d'évaluer correctement l'épaisseur de la marche. Comme la température n'a pas été mesurée mais que les deux plateaux après métallisation (0-20 mm et 30-50 mm sur la figure 4.8) sont « parallèles » à la fréquence obtenue en l'absence de couche, nous déduisons que chaque mesure a été faite à température constante, avec un écart d'un demi Kelvin entre





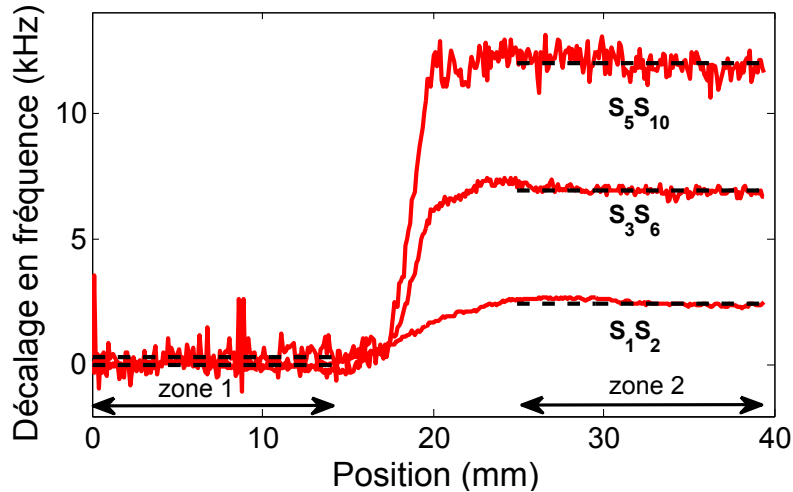
**FIGURE 4.8** – Fréquence de résonance en fonction de la distance pour les modes ZGV  $S_1S_2$  (haut),  $S_3S_6$  (milieu),  $S_5S_{10}$  (bas), pour un dépôt de 100 nm d’or. La ligne bleue correspond au balayage effectué avant le dépôt et la ligne verte après.



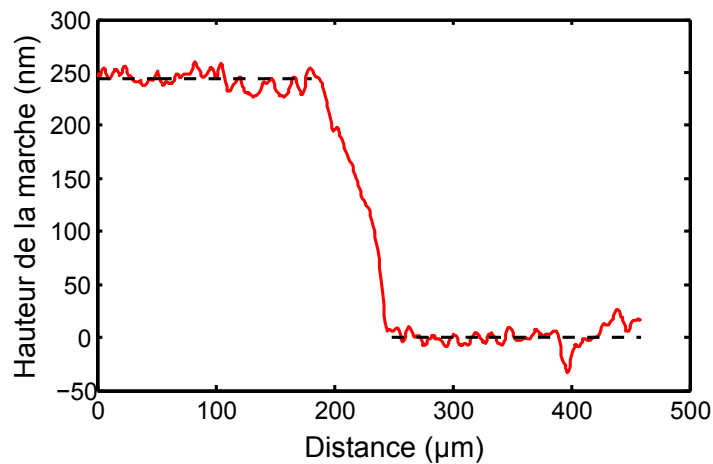
**FIGURE 4.9** – Fréquence de résonance en fonction de la distance pour le mode ZGV  $S_1S_2$ , avant (ligne bleue) et après le dépôt de 240 nm (ligne verte).

chaque balayage. Le décalage des fréquences est donc ajusté de manière à s’annuler dans la zone non recouverte (0-20 mm).

Enfin, pour le dépôt de 240 nm, le profilomètre optique a été utilisé pour vérifier le profil de la marche sur 0,5 mm autour de la frontière entre les deux zones.



**FIGURE 4.10** – Décalage des fréquences de résonance en fonction de la distance pour les modes ZGV  $S_1S_2$ ,  $S_3S_6$ , et  $S_5S_{10}$ , après un dépôt de 240 nm d'or. Les valeurs médianes sont indiquées par les lignes tiretées.



**FIGURE 4.11** – Profil optique de la frontière entre la zone couverte d'or et la zone nue.

L'enregistrement de la figure 4.11 révèle que la hauteur de la marche est d'environ 240 nm. Les valeurs expérimentales sont égales à la médiane des fréquences expérimentales prises sur la zone 1 (nue) de 0 mm à 14,5 mm et sur la zone 2 (couverte) de 25,0 mm à 39,5 mm. Ces valeurs sont représentées pour chaque mode sur la figure 4.10 par des lignes tiretées. La différence entre les décalages en fréquence expérimentaux et prévus est plus faible que 2%, ce qui est vraiment bon. Toutefois, il faut remarquer que l'écart-type de la fréquence trouvée sur chaque région est d'environ 4% du décalage en fréquence de  $S_1S_2$  et  $S_5S_{10}$  et de 3% environ pour le mode  $S_3S_6$ . Les pics sont symétriques et le pas en fréquence est de 50 Hz ce qui autorise une détermination précise de la fréquence, de telle sorte que l'erreur sur les mesures est probablement due à la rugosité de surface. Dans le tableau 4.2, les résultats expérimentaux sont comparés, pour la couche d'or de 240 nm d'épaisseur, aux calculs effectués avec le logiciel *Disperse* [PL05].

**TABLE 4.2** – Comparaison entre les mesures et les prédictions théoriques pour la couche d’or de 240 nm.

Différence moyenne en fréquence (kHz)	$S_1S_2$	$S_3S_6$	$S_5S_{10}$
Mesuré	2,46	6,88	11,65
Ecart-type	0,1	0,2	0,6
Théorique	2,45	7,00	11,7
Différence relative (%)	0,4	1,8	0,5

En appliquant la formule 4.3 aux trois mesures réalisées, on obtient un bon accord, récapitulé dans le tableau 4.3. De manière générale, les écarts peuvent être imputés au fait que l’on suppose connues les propriétés de la couche (densité, vitesses). Cependant, les valeurs prises dans les calculs d’épaisseur sont issues de la référence [Bri92] et valables pour des matériaux massifs. Dans le cas de couches minces, ces propriétés peuvent être sensiblement différentes, comme l’ont montré Audoin *et al.* pour des couches d’or d’épaisseur 2,1  $\mu\text{m}$  déposées par *radio frequency sputtering* [APCR08]. Les autres causes sont les éventuelles variations de la température, entre autres pendant l’expérience, (couche de 100 et 500 nm) et l’absence d’enregistrement de référence (couche de 500 nm).

**TABLE 4.3** – Epaisseurs déduites du décalage de la fréquence de résonance du mode  $S_1S_2$ .

Epaisseur supposée de la couche	100 nm	240 nm	500 nm
$\Delta f$ (kHz)	0,96	2,46	4,9
$\Delta f/f$	$0,5 \times 10^{-3}$	$1,3 \times 10^{-3}$	$2,6 \times 10^{-3}$
Epaisseur mesurée (nm)	95	242	492

## 4.4 Conclusion

Dans un premier temps, l’effet sur les fréquences de résonance du dépôt d’une couche mince sur une plaque épaisse a été étudiée théoriquement. Contrairement aux résonances d’épaisseur, le décalage de la première fréquence de résonance ZGV induit par la couche mince ne dépend pas seulement de la masse déposée mais aussi des propriétés mécaniques du substrat et de la couche, pour des couches très fines. Dans le cas du mode ZGV  $S_1S_2$  et jusqu’à un rapport de masse de 2%, cet écart de fréquence relative dépend linéairement du rapport relatif de masse à travers un facteur de proportionnalité  $K$  compris entre 0,27 et 1,19 pour un substrat de Duralumin, suivant le matériau déposé.

Puis comme différents paramètres physiques de l’expérience (vitesses, épaisseur, etc.) peuvent varier selon la température, l’influence de cette dernière sur les fréquences ZGV obtenues a été examinée expérimentalement et théoriquement. Dans cette section, il a été observé que les variations de température avaient des répercussions sur le spectre des résonances des modes ZGV, le décalage pour une variation

de température de 1 K étant de 0,43 kHz pour la résonance  $S_1S_2$ , 1,6 kHz pour la résonance  $S_3S_6$  et 2,5 kHz pour la résonance  $S_5S_{10}$  dans une plaque de Duralumin d'épaisseur 1,5 mm. Par conséquent, pour des expériences nécessitant la mesure de fréquences à une précision de l'ordre du kilohertz, il est indispensable de contrôler précisément la température afin d'en corriger l'erreur en fréquence. Pour la résonance  $S_1S_2$ , un calcul effectué à l'aide d'un modèle simple a corroboré la valeur expérimentale obtenue.

Enfin, les techniques laser ultrasons sans contact ont été utilisées pour mesurer l'épaisseur de différentes couches d'or de 100 nm, 240 nm et 500 nm sur une plaque de Duralumin épaisse de 1,5 mm par la technique des résonances à vitesse de groupe nulle. L'influence des variations de température a été prise en compte puisque pour chaque composante du spectre de résonances ZGV, une variation de 1 K cause presque le même décalage en fréquence qu'un dépôt d'or de 50 nm d'épaisseur. Il a été vérifié que les fréquences de résonance ZGV étaient décalées vers le bas, permettant la détermination de l'épaisseur de la couche de 240 nm d'or à  $242 \pm 5$  nm. Une telle sensibilité aurait nécessité une fréquence de travail dans la gamme du gigahertz et des mesures effectuées sur la face recouverte, dans le cas d'une inspection par microscopie acoustique. La méthode est sensible et peut aussi être utilisée dans le cas de substrats non conducteurs ou anisotropes. A l'inverse des méthodes optiques, l'expérience est réalisable sur la face nue de l'échantillon.

Cette étude préliminaire sur les couches minces ouvre la voie à des recherches appliquées dans le domaine des couches plus épaisses, de l'ordre de quelques dizaines de microns. Les dispositifs employés dans ce chapitre permettraient d'examiner par exemple la qualité de couches de peinture ou de vernis par leurs propriétés mécaniques et d'en vérifier l'épaisseur.



JUSQU'À PRÉSENT, les modes à vitesse de groupe nulle ont été étudiés en supposant les matériaux sans pertes. Il peut exister des pertes dues à l'atténuation intrinsèque ou au rayonnement dans le fluide environnant. La présence des pertes dans ces milieux où la vitesse de groupe a un minimum non nul soulève la question de l'existence de résonances « quasi-ZGV ». Des résonances ont pourtant été observées à une fréquence plus faible que la résonance d'épaisseur du mode  $S_2$  dans des coques immergées dans l'eau [SH91, KHM94]. Sammelmann *et al.* l'attribuent au fait que la vitesse de groupe est minimale à cette fréquence et Kaduchak *et al.* la considèrent principalement due à la branche contra-propagative.

Dans ce chapitre nous examinerons l'influence des deux types de pertes sur le premier mode ZGV d'une plaque : l'atténuation intrinsèque aux modes ZGV dans des matériaux visco-élastiques et le rayonnement de ces modes dans l'eau. Ensuite le cas des tubes immergés sera approfondi par une expérience basée sur la méthode de décomposition de l'opérateur de retournement temporel (D.O.R.T.).

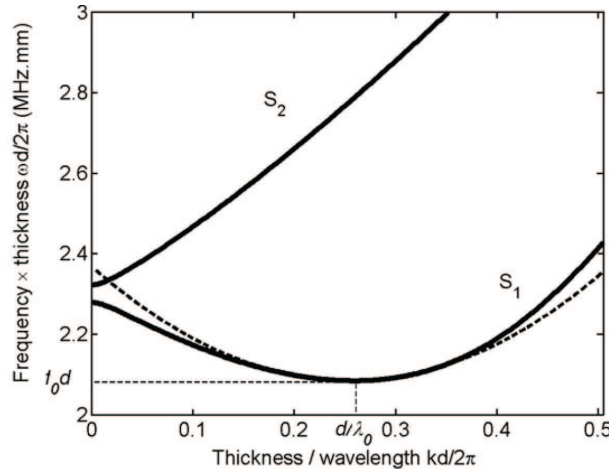
## 5.1 Rôle des pertes dans les plaques isotropes

L'atténuation intrinsèque du matériau perturbe les points à vitesse de groupe nulle. Son effet peut être assez faible, comme dans le Duralumin, ou au contraire bien plus important, au point que les courbes de dispersion ressemblent à celles d'une plaque immergée. Dans le cas d'une faible atténuation, Prada *et al.* ont montré que l'on pouvait estimer celle-ci à partir de la résonance ZGV [PCR08b].

### 5.1.1 Décroissance temporelle de la résonance ZGV

La décroissance temporelle de l'énergie acoustique dans la zone source a été étudiée par Prada *et al.* [PCR08b]. En général, elle est due principalement au transport de l'énergie à la vitesse de groupe du mode et à l'atténuation intrinsèque du matériau. Au point ZGV, la vitesse de groupe est nulle ; l'énergie est piégée au point de génération et donne lieu à une résonance très fine. Dans ce cas, la résonance décroît selon deux phénomènes : l'atténuation intrinsèque et un effet dispersif au second

ordre. Ce dernier dépend du rayon de courbure local de la courbe de dispersion au point ZGV.



**FIGURE 5.1** – Courbes de dispersion au voisinage du point ZGV, approchées par une parabole dans une plaque de Duralumin sans atténuation [PCR08b].

Sur la figure 5.1, la courbe de dispersion au voisinage du point ZGV est approchée par une parabole d'équation  $\omega(k) \approx \omega_0 + D(k - k_0)^2$ . En prenant en compte l'atténuation intrinsèque du matériau, le déplacement normal s'exprime comme suit :

$$u(r, t) = \frac{A(k_0)}{\sqrt{4\pi D}} J_0(k_0 r) t^{-1/2} e^{-at} e^{i(\omega_0 t + \pi/4)} \quad (5.1)$$

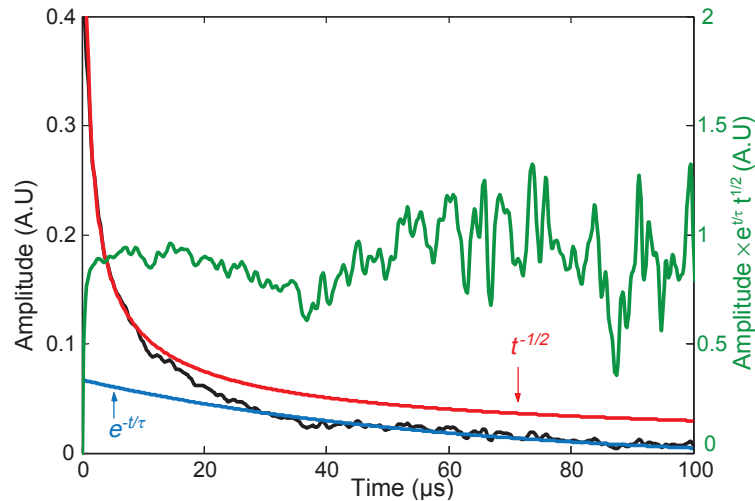
Le facteur  $t^{-1/2}$  correspond au terme de 2<sup>nd</sup> ordre dans l'équation de dispersion, celui en  $e^{-at}$  est dû à l'atténuation intrinsèque. L'atténuation intrinsèque  $\alpha$  est reliée à  $a$  (partie imaginaire de la fréquence) par la relation  $\alpha = a/V_0$ , où  $V_0$  est la vitesse de phase au point ZGV.

Prada *et al.* ont vérifié expérimentalement le profil de décroissance temporelle du premier mode ZGV dans plusieurs matériaux (cuivre, Duralumin, acier) aux atténuations intrinsèques différentes. L'analyse de l'amplitude du déplacement normal du mode  $S_1 S_2$  au cours du temps, représentée sur la figure 5.2, montre que la décroissance causée par le terme  $t^{-1/2}$  est prépondérante au début du signal, pendant les 10 premières microsecondes. Puis le signal continue à décroître, mais de manière exponentielle ( $\propto e^{-at}$ ), à cause de l'atténuation intrinsèque.

Ce type d'enregistrement permet de mesurer l'atténuation intrinsèque. Prada *et al.* ont ainsi évalué celle du cuivre ( $\alpha = 18$  dB/m à 4,63 MHz), du Duralumin ( $\alpha = 0,9$  dB/m à 5,86 MHz) et de l'acier ( $\alpha = 2,1$  dB/m à 6,14 MHz). Le Duralumin est un matériau très peu atténuant, c'est pourquoi il a été souvent utilisé dans les travaux décrits dans cette thèse.

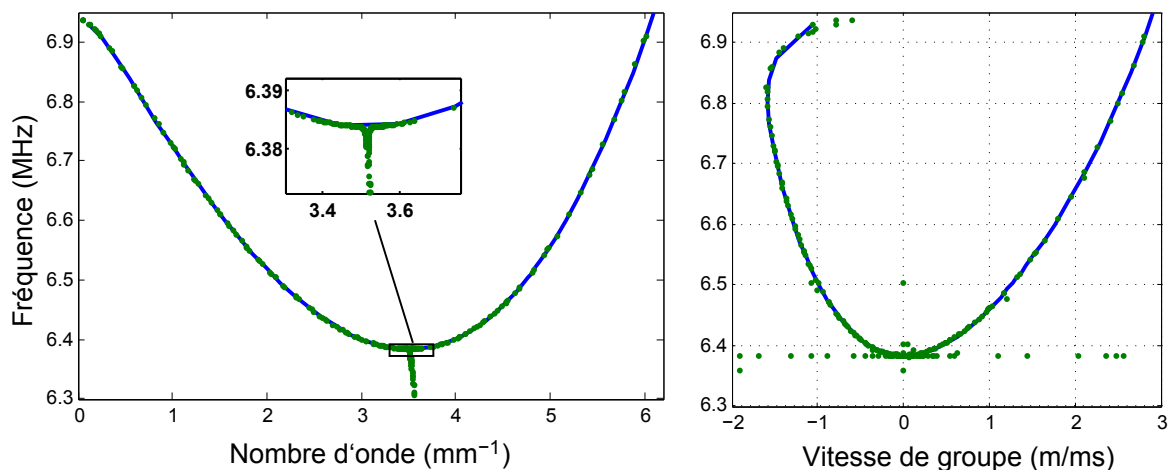
### 5.1.2 Incidence de l'atténuation sur les courbes de dispersion

S'il n'y a pas d'atténuation, les deux branches  $S_{2b}$  et  $S_1$ , réelles, se rejoignent au point ZGV. De là partent des branches complexes symétriques représentées sur la figure 3.1. Dans l'article [PCR08b] il est admis que l'atténuation est trop faible pour modifier notablement les courbes de dispersion ; en réalité, même pour ces faibles



**FIGURE 5.2** – Amplitude de la résonance  $S_1 S_2$  dans une plaque de cuivre d'épaisseur 0,45 mm. La courbe verte représente le produit du signal par la fonction  $t^{1/2} e^{t/\tau}$  avec  $\tau = 60 \mu s$  [PCR08b].

valeurs de l'atténuation, le point ZGV n'existe pas à strictement parler : les deux modes  $S_1$  et  $S_{2b}$  sont disjoints et le minimum de la vitesse de groupe n'est pas nul. De plus, les deux branches complexes, qui ne sont plus symétriques, se situent dans la continuité des branches  $S_{2b}$  et  $S_1$  qui ne sont donc plus réelles. Ces quelques points sont illustrés sur les figures 5.3 et 5.4 qui ont été tracées respectivement pour le Duralumin et pour le cuivre en utilisant les valeurs de l'atténuation données dans la référence [PCR08b]. La vitesse de groupe atteint son minimum à  $V_g = 0,04$  km/s dans le Duralumin et  $V_g = 0,12$  km/s dans le cuivre. Ces vitesses sont bien inférieures à celles des modes propagatifs, par exemple  $A_0$  dont la vitesse de groupe vaut 3,1 km/s à la même fréquence.



**FIGURE 5.3** – Branches  $S_1$  et  $S_{2b}$  des courbes de dispersion, à gauche  $f(k)$ , à droite  $f(V_g)$  pour une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,45 mm, avec une atténuation  $\alpha = 1,9 \cdot 10^{-4}$  Np/ $\lambda$ .

Même si les changements des courbes de dispersion ne sont pas suffisants pour invalider les mesures d'atténuation effectuées, les courbes  $S_{2b}$  et  $S_1$  sont moins jointives pour le cuivre que pour le Duralumin, soulevant la question de l'existence d'une résonance ZGV pour des atténuations plus élevées.



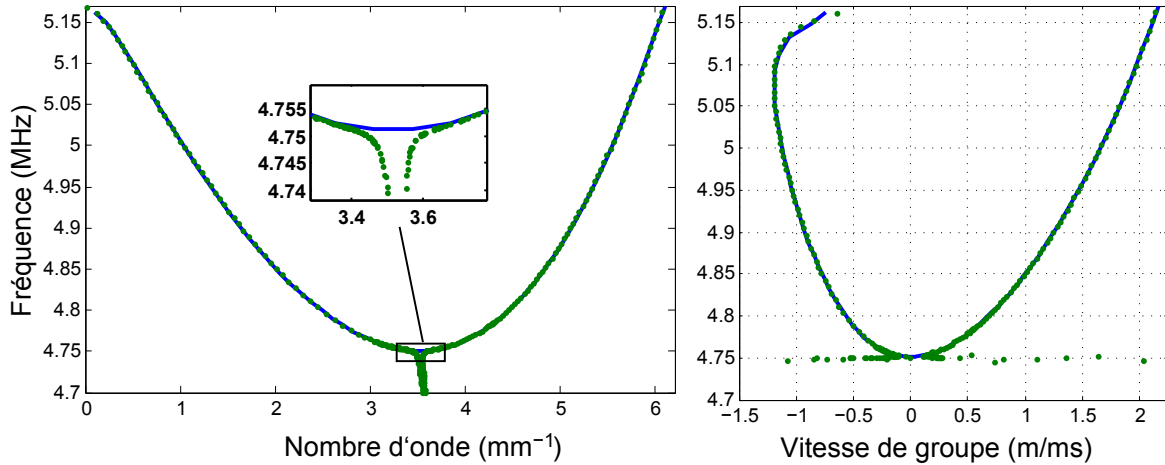


FIGURE 5.4 – Branches  $S_1$  et  $S_{2b}$  des courbes de dispersion, à gauche  $f(k)$ , à droite  $f(V_g)$  pour une plaque de cuivre d'épaisseur 0,45 mm, avec une atténuation  $\alpha = 3,2 \cdot 10^{-2}$  Np/ $\lambda$ .

Simonetti et Lowe se sont penchés sur le problème des atténuations importantes, calculant les courbes de dispersion reproduites sur la figure 5.5 pour un matériau d'atténuation 0,1 Np/ $\lambda$  [SL05].

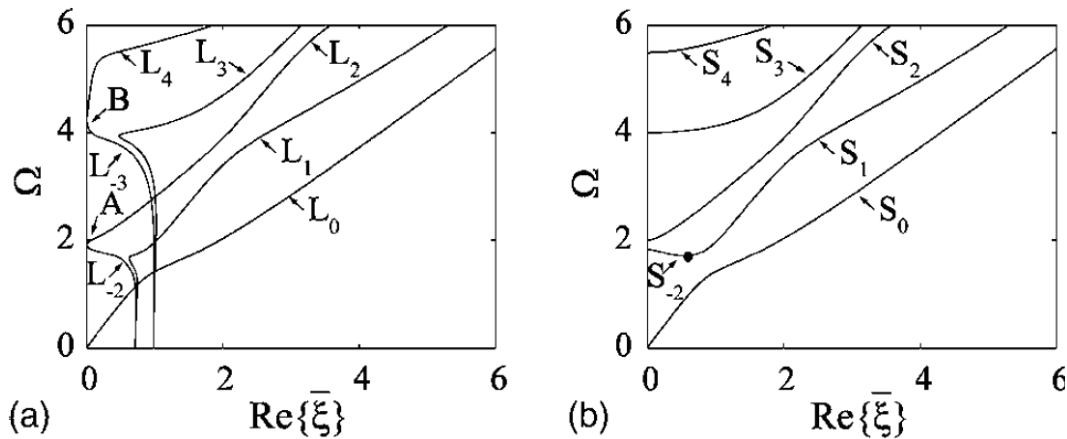


FIGURE 5.5 – Fréquence normalisée  $\Omega = \omega d / V_T \pi$  en fonction de la partie réelle du nombre d'onde ; (a) modes symétriques avec atténuation ; (b) modes élastiques symétriques ; La fréquence est normalisée par rapport à l'épaisseur  $d$  et la vitesse transversale  $V_T$ , pour un matériau de propriétés suivantes :  $V_T = 3,26$  m/ms ;  $V_L = 5,96$  m/ms ;  $\alpha = 0,1$  Np/ $\lambda$  ;  $\rho = 7932$  kg/m<sup>3</sup> [SL05].

L'effet de l'atténuation évoqué dans la section précédente est bien plus marqué, de sorte qu'il n'y a plus de mode à vitesse de groupe nulle. Les auteurs font remarquer que ces modes ressemblent à ceux d'une plaque en contact avec l'eau : "It should be noticed that the topology of the modes of an absorbing plate is very similar to that of a plate loaded with a low density fluid, since the fluid induces energy radiation which results in the mode attenuation."

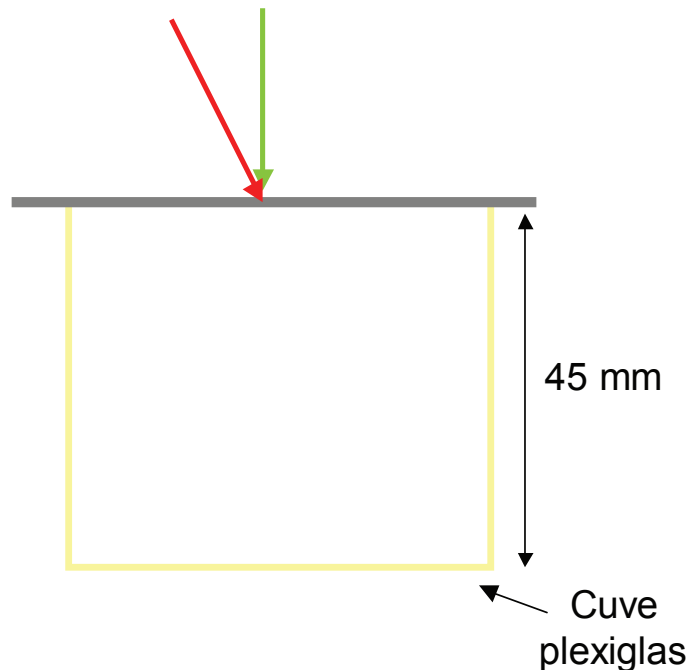
### 5.1.3 Rayonnement dans un fluide

Le rayonnement dans l'air étant négligeable dans la plupart de nos expériences, nous allons maintenant nous intéresser au rayonnement du premier mode ZGV

dans l'eau. En effet, si les courbes présentent des similitudes au voisinage des modes ZGV, il est néanmoins plus facile de comparer expérimentalement l'effet de l'eau que celui de l'atténuation.

### Existence de modes ZGV

Afin d'observer l'effet du rayonnement dans l'eau sur le premier mode ZGV, Dominique Clorennec a réalisé une expérience dont le dispositif est présenté sur la figure 5.6.



**FIGURE 5.6** – Dispositif expérimental permettant d'estimer l'effet du contact avec l'eau (vue de dessus).

Sur l'une des faces de la plaque de Duralumin d'épaisseur 0,49 mm est fixée une cuve de plexiglas qui peut être remplie d'eau. Les modes guidés sont engendrés et détectés au même point par les techniques ultrasons laser sur l'autre face. Le premier mode ZGV est excité pour la cuve vide puis pour la cuve remplie d'eau. La transformée de Fourier des signaux relevés est tracée sur la figure 5.7.

On remarque bien l'existence d'une résonance correspondant à  $S_1S_2$  dans les deux cas ; la fréquence de résonance est peu modifiée par la présence de l'eau, par contre le pic est beaucoup plus large comme on pouvait s'y attendre.

### Décalage de la fréquence des modes ZGV

Afin de mieux comprendre le décalage de la fréquence de résonance induit par la présence de l'eau, les courbes de dispersion de l'échantillon sont calculées avec le code *Disperse* [PL05], dans l'air et en contact avec l'eau sur une seule face. Ces courbes sont montrées sur la figure 5.8. Comme pour le milieu atténuant, la vitesse

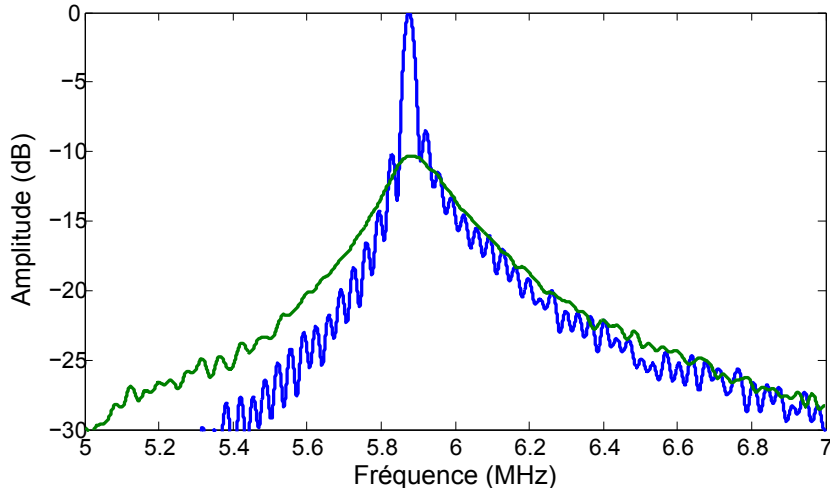


FIGURE 5.7 – Spectre obtenu au même point sans eau (en bleu) et avec (en vert).

de groupe ne s'annule pas et on observe bien une résonance. Avec une vitesse non nulle, peut-on trouver des modes « quasi-ZGV » ? Selon Sammelmann *et al.*, qui ont étudié le phénomène de quasi-résonances dans des sphères creuses remplies d'air et immergées dans de l'eau [SH91], la réponse semble être positive : « [...] for sources of equal power but different frequencies, we expect stronger modal excitation amplitudes for frequencies in the vicinity of a minimum of  $V_g$ . Tolstoy calls such effects "quasi-resonant." » Ils relient donc cette résonance à celle mentionnée par Tolstoy et Usdin dans les plaques dans le vide [TU57], c'est-à-dire une résonance ZGV. Cette analyse est renforcée par la figure précédente : les points correspondant à des minima de vitesse de groupe, représentés par les symboles (o) et (+) sur la figure 5.8, ont des fréquences différentes dans l'air ( $f = 5,863$  MHz) ou en présence d'eau ( $f = 5,904$  MHz), même si les valeurs expérimentales sont identiques avec et sans eau. Cependant, étant donné la largeur du pic de résonance en présence d'eau, la théorie n'est pas en contradiction avec l'expérience.

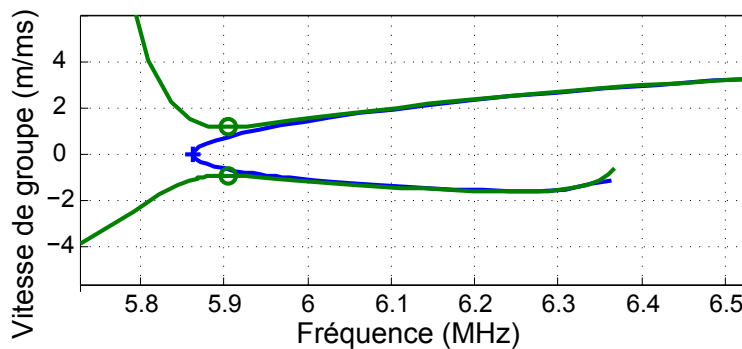


FIGURE 5.8 – Courbes de dispersion représentant la vitesse de groupe des branches  $S_1$  et  $S_{2b}$  dans une plaque de Duralumin d'épaisseur 0,45 mm en fonction de la fréquence, en bleu : plaque dans l'air, en vert : plaque en contact avec l'eau sur une face et avec l'air sur l'autre.

## 5.2 Tubes plongés dans l'eau

Dans cette section, nous étudierons expérimentalement le rayonnement des ondes circonférentielles se propageant dans un tube immergé et particulièrement les effets de la branche contre-propagative décrite en 1.1.3.

Lorsqu'une onde plane arrive sur un tube creux rempli d'air et plongé dans l'eau, elle engendre des ondes circonférentielles. La génération d'un mode se produit en un point A selon l'angle d'incidence donné par la loi de Descartes :  $\sin(\theta) = c_0/V_\phi$ ,  $c_0$  étant la vitesse de propagation dans l'eau et  $V_\phi$  la vitesse de phase de l'onde engendrée. Pour les branches propagatives (à vitesse de phase positive), comme  $A_0$ ,  $S_0$ ,  $A_1$ , etc., les ondes engendrées en A tournent dans le sens des aiguilles d'une montre et rayonnent suivant le vecteur bleu, comme sur la figure 5.9. Ce processus est symétrique : des ondes sont aussi engendrées au point B et se propagent le long du tube dans l'autre sens

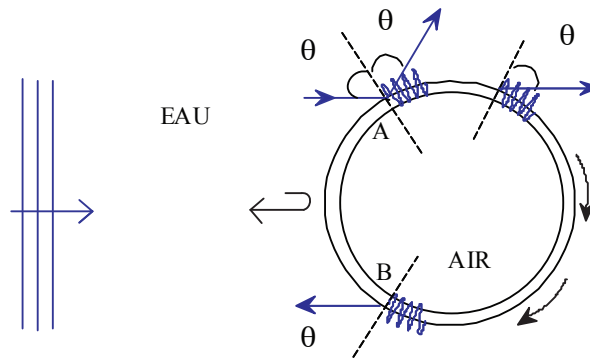


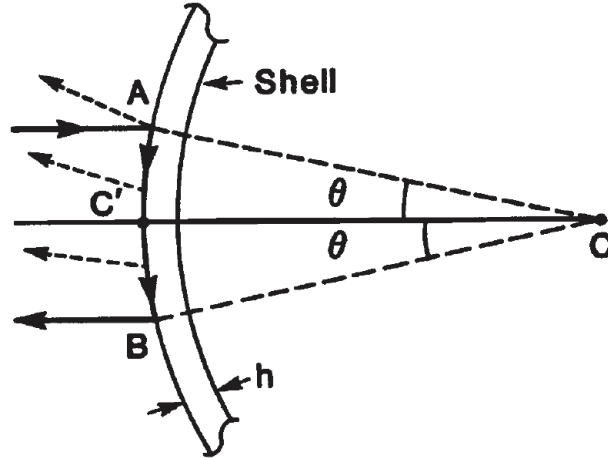
FIGURE 5.9 – Rayonnement des ondes circonférentielles se propageant dans un tube, pour des modes ayant une vitesse de phase positive [PF98].

### 5.2.1 Effet de la branche rétropropagative

Plusieurs auteurs ont étudié un phénomène intéressant, observé lors de l'expérience suivante : un transducteur est placé à proximité d'un tube ou une sphère creux et remplis d'air immergés dans l'eau ; des trains d'ondes sont envoyés sur l'objet par le transducteur qui recueille ensuite l'écho du tube. Kaduchak *et al.* observent en plus d'un écho spéculaire large bande un signal plus long, dont les fréquences sont comprises entre la fréquence du mode ZGV  $S_1S_2$  et la fréquence de coupure du mode  $S_2$  [KHM94]. Quant à Sammelmann *et al.*, ils constatent par simulation numérique la présence d'un pic de « quasi-résonance » à la fréquence du mode ZGV  $S_1S_2$  [SH91].

Kaduchak explique l'importante exaltation de l'écho du tube par le mécanisme illustré sur la figure 5.10. L'onde incidente arrive au point A, à une fréquence comprise entre la fréquence du mode ZGV  $S_1S_2$  et la fréquence de coupure du mode  $S_2$ . Elle peut donc exciter les ondes correspondant à la branche  $S_1$  ou  $S_{2b}$ . Les ondes correspondant à la branche rétropropagative du mode (branche  $S_{2b}$ ) sont engendrées selon les lois de Descartes. Comme leur vitesse de phase  $V_\phi$  est négative, elles

se propagent dans le sens inverse des aiguilles d’une montre vers le point  $C'$  et rayonnent suivant les vecteurs d’onde représentés par les flèches en pointillés. Le capteur reçoit la contribution de chaque onde rayonnant en  $B$ , qui participe ainsi à l’importante exaltation de l’écho du tube. Comme le transducteur ne reçoit que le rayonnement émis dans la même direction que l’onde incidente, il ne reçoit pas celui des ondes se propageant de  $A$  à  $B$ . Les modes de la branche  $S_1$  sont aussi engendrés en  $A$  mais se propagent dans le sens des aiguilles d’une montre, la direction de propagation et de rayonnement étant les mêmes.



**FIGURE 5.10** – Rayonnement des ondes circumférentielles se propageant autour du tube, pour des modes ayant des vitesses  $V_g$  et  $V_\phi$  opposées [KHM94].

Sammelmann explique l’importante « quasi-résonance d’épaisseur » présente dans l’écho rétrodiffusé d’un tube par le minimum de la vitesse de groupe en ce point. Il écrit ainsi que la vitesse de groupe ne régit pas seulement la propagation des paquets d’onde en régime transitoire, mais donne aussi une information qualitative sur leurs amplitudes relatives, proportionnelles à  $(\frac{dV_g}{d\omega})^{-1/2}$  [SH91].

### 5.2.2 Principe de la méthode D.O.R.T.

Le retournement temporel a été développé à la fin des années 80 pour focaliser à travers des milieux complexes en présence de diffusion multiple [PWF91]. L’application de cette méthode aux tubes permet de mieux comprendre le rayonnement des ondes circumférentielles dans l’eau [PF98].

La méthode D.O.R.T. s’appuie sur un formalisme dans lequel une matrice complexe caractérise dans le domaine fréquentiel la propagation d’ondes élastiques engendrées et détectées par une barrette de transducteurs dans un milieu particulier. Cette matrice est composée de l’ensemble des réponses inter éléments. Pour une barrette de  $N$  éléments, la matrice est carrée, de taille  $N \times N$ . Le signal reçu par chaque élément peut s’écrire

$$r_l(t) = \sum_{m=1}^N k_{lm}(t) \otimes e_m(t), 1 \leq l \leq N \quad (5.2)$$

Dans le domaine de Fourier, cette équation se met sous la forme matricielle suivante

$$R(\omega) = K(\omega)E(\omega) \quad (5.3)$$

Il est aisé, en se basant sur le principe de réciprocité, de montrer que la matrice  $K^*K$  est hermitienne positive. En conséquence elle est diagonalisable et ses valeurs propres sont réelles et positives. Les valeurs propres sont des invariants de l'opérateur de retournement temporel  $K^*K$  ; elles contiennent des informations sur le milieu diffusant. Dans le cas de diffuseurs ponctuels, leur nombre correspond au nombre de diffuseurs discernables [PF98]. D'une manière plus générale, elles correspondent aux sources secondaires les plus « diffusantes » du milieu de propagation [PWF91, PF94, PTF95, PF98]. A chaque valeur propre correspond un vecteur propre qui n'est autre que la loi de phase permettant au réseau de transducteurs de focaliser l'énergie sur la source secondaire associée.

La méthode D.O.R.T. peut être décomposée en 3 étapes :

1. La matrice des réponses inter-éléments est acquise en présence du tube : chaque élément émet tour à tour plusieurs trains d'ondes à des fréquences comprises entre 2,5 et 4,5 MHz et l'ensemble des transducteurs enregistre le signal rétro-diffusé par le tube.
2. On détermine pour chaque fréquence les valeurs propres de la matrice et leurs vecteurs propres associés.
3. Après avoir sélectionné les valeurs propres émergeant de manière significative, chaque vecteur propre est rétro-propagé, expérimentalement ou numériquement. Il est alors possible d'obtenir les courbes de dispersion en considérant la somme des contributions des différents modes se propageant dans le tube à chaque fréquence.

### 5.2.3 Application aux tubes

Prada *et al.* [PF98] ont étudié le rayonnement de tubes immergés avec cette méthode. Le tube est placé dans la configuration montrée sur la figure 5.11.

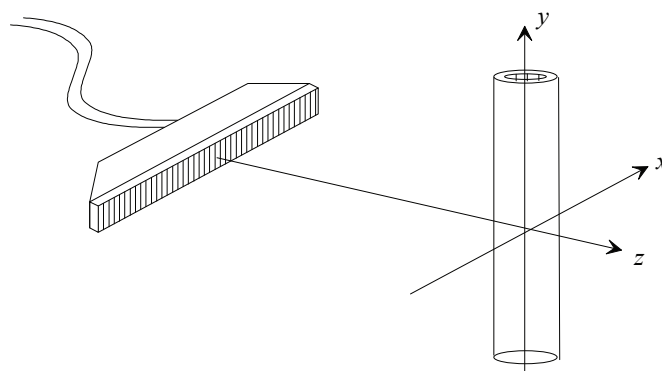
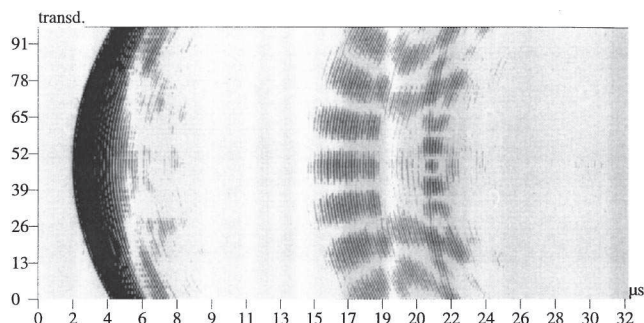


FIGURE 5.11 – Schéma expérimental [PF98].

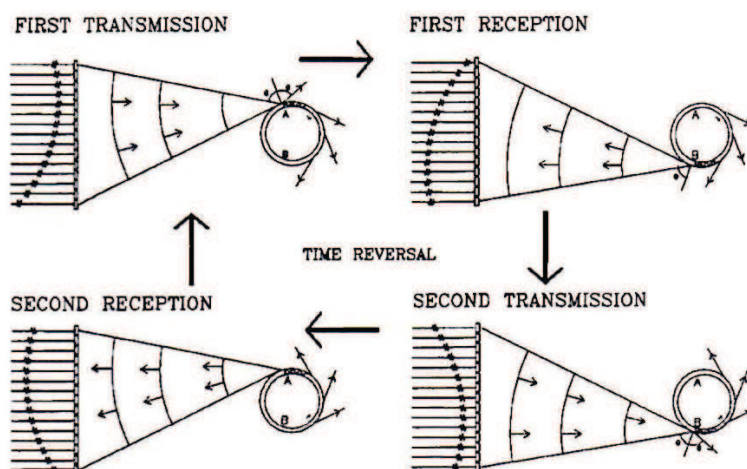
Lors d'une émission par l'ensemble des éléments de la barrette (« émission plane »), la réponse acoustique se divise en deux ondes si l'onde incidente est

plane [TRF94], ce qui est le cas dans l'expérience de Prada *et al.* L'écho du tube reçu par la barrette de transducteurs après émission d'une impulsion par l'élément central est représenté sur la figure 5.12.



**FIGURE 5.12** – Echo reçu par tous les éléments du réseau après émission par l'élément central. [PF98].

Sur cette figure, on distingue bien les deux types d'ondes. D'une part, l'écho spéculaire, qui arrive le premier et auquel nous ne nous intéresserons pas davantage et d'autre part, les ondes circonférentielles, qui se propagent à la surface du solide et qui arrivent donc ensuite. Ces ondes, engendrées pour un angle d'incidence particulier, tournent autour du cylindre et rayonnent selon cet angle, comme illustré sur la figure 5.9. Pour des raisons de symétrie, ces ondes sont engendrées en deux points symétriques (A et B sur la figure 5.9) et rayonnent ensuite depuis ces points vers le réseau, ce qui explique les interférences visibles sur la figure 5.12. Ces ondes de Lamb sont des invariants du processus de retournement temporel, comme illustré sur la figure 5.13 : une onde focalisée au point A engendre une onde de Lamb qui rayonne vers la barrette à partir du point B. Après deux retournements temporels successifs de cette onde de Lamb, l'onde transmise est semblable à la première, par conséquent elle est associée à un invariant du processus de retournement temporel [PF98].

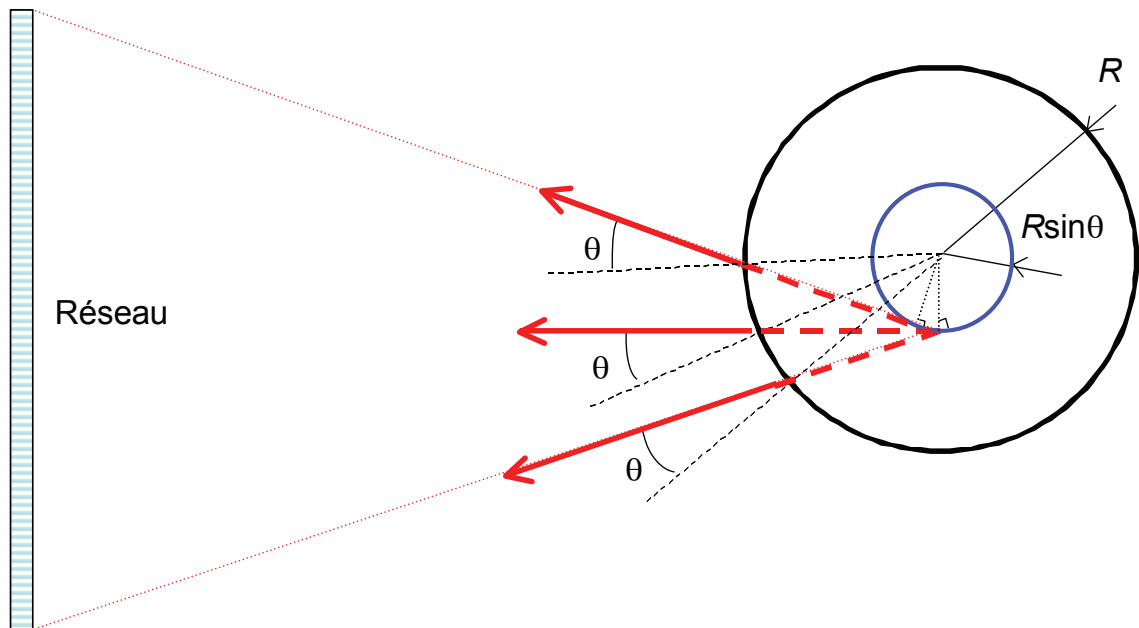


**FIGURE 5.13** – Invariance par retournement temporel des modes circonférentiels des deux points A et B [PF98].



Nous avons vu plus haut que chaque valeur propre significative correspondait à une source secondaire. Or à chacun des modes circonférentiels de Lamb correspondent deux points source secondaires A et B, comme deux diffuseurs symétriques. Dans ce cas, au lieu d'avoir un vecteur propre pour chaque diffuseur, on obtient deux vecteurs propres correspondant respectivement au conjugué de phase de la somme et de la différence des réponses de chaque diffuseur [PMSF96]. Par conséquent deux valeurs propres seront associées à chaque mode.

Etant donné l'ouverture finie du réseau, le tube ne se situe pas en champ lointain ; une partie plus ou moins importante des ondes rayonnées est détectée, ce qui conduit à considérer une source virtuelle. En effet, pour un tube de rayon  $R$ , le rayonnement dans l'eau d'une onde de vitesse de phase  $V_\phi$  semble provenir d'un cercle de rayon  $R\sin(\theta) = Rc_0/V_\phi$ , comme cela est représenté sur la figure 5.14.

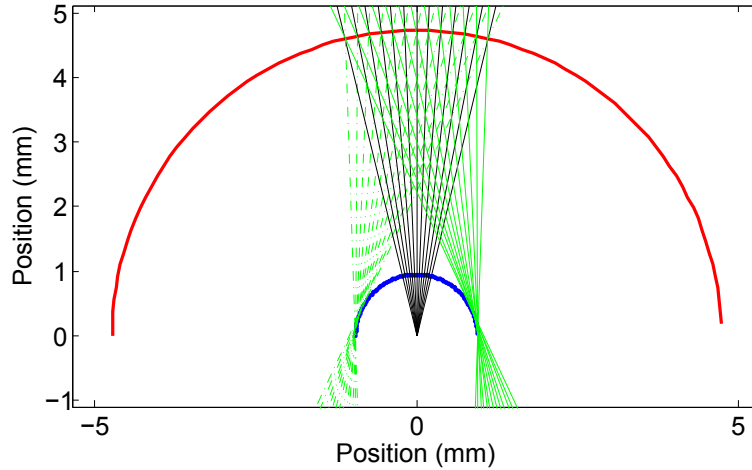


**FIGURE 5.14** – Source virtuelle. Le cercle noir (de rayon  $R$ ) correspond à la surface du tube en contact avec l'eau, le cercle bleu au rayon  $R\sin(\theta) = Rc_0/V_\phi$ .

L'ensemble des rayons faisant l'angle  $\theta$  avec la surface sont tangents à une caustique formée par le cercle de rayon  $R\sin(\theta)$ . Ils constituent une caustique dont la forme dépend du mode et de la fréquence considérés, à travers la vitesse de phase  $V_\phi$  du mode. Si la distance entre la barrette et le tube est suffisamment grande, la caustique peut être considérée comme ponctuelle du point de vue des transducteurs.

Les deux sources virtuelles de chaque mode étant placées théoriquement aux pôles du cercle  $R\sin(\theta)$  dont le rayon dépend de la vitesse de phase, les courbes de dispersion de la vitesse de phase en fonction de la fréquence peuvent être tracées. Plus précisément, pour un mode donné à une fréquence donnée, la distance entre les deux points est donnée par le diamètre  $d = 2R\sin(\theta)$ . Puisque l'angle  $\theta$  est donné par la relation de Snell-Descartes  $\sin(\theta) = c_0/V_\phi$ , on en déduit





**FIGURE 5.15** – Rayons, en vert pour le mode ZGV  $S_1S_2$  (deux points source), en noir pour le rayonnement associé à la résonance d'épaisseur. Le tube est représenté par l'arc rouge, les rayons verts sont tangents au cercle bleu et le cercle de rayon  $R\sin(\theta)$  par l'arc bleu. Le réseau de transducteurs est placé en dehors de la figure à 65 mm au-dessus du centre du tube.

$$V_\phi = 2Rc_0/d \quad (5.4)$$

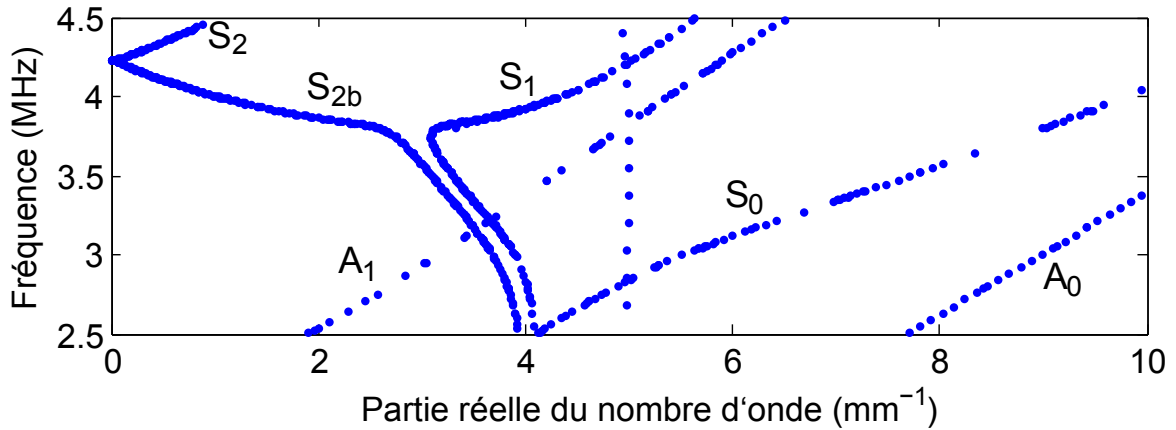
La repropagation des vecteurs propres permet de localiser les points source virtuels à chaque fréquence, d'évaluer leur distance  $d$  et d'en déduire les courbes de dispersion  $V_\phi(f)$ .

Prada et Fink ont étudié de cette manière un tube creux d'acier d'épaisseur approximative 0,6 mm, de diamètre 20 mm ; le tube était rempli d'air et placé dans l'eau à 80 mm de la barrette, selon le schéma de la figure 5.11. En prenant en compte les six premiers vecteurs propres, ils ont pu tracer les courbes de dispersion  $V_\phi(f)$  des modes de Lamb  $S_0$ ,  $A_0$  et  $A_1$  de 2,4 à 4 MHz, c'est-à-dire pour des fréquences inférieures à la fréquence du premier mode ZGV [PF98].

## 5.2.4 Résultats et analyse

L'expérience qui suit, réalisée au cours de ma thèse et du stage de L3 de Romain Anankine, a été effectuée sur un tube creux de zircaloy déjà étudié dans la section 2.3 (épaisseur 0,57 mm, diamètre 10 mm et longueur 160 mm) ; le tube est rempli d'air et placé dans l'eau à 65 mm de la barrette, selon le schéma de la figure 5.11. Vu les dimensions du tube, ses courbes de dispersion dans l'air sont bien approchées par celles d'une plaque au voisinage du point ZGV (figure 2.13). L'anisotropie de ce tube, supposée transverse isotrope au chapitre 2, n'a pas été prise en compte puisque l'on s'intéresse uniquement aux ondes circonférentielles. En effet, ces ondes se propagent dans le plan perpendiculaire à l'axe du tube, dans lequel la propagation est isotrope (section 2.3.3). Les courbes de dispersion d'une plaque de zircaloy en contact avec de l'eau sur une face sont représentées sur la figure 5.16.

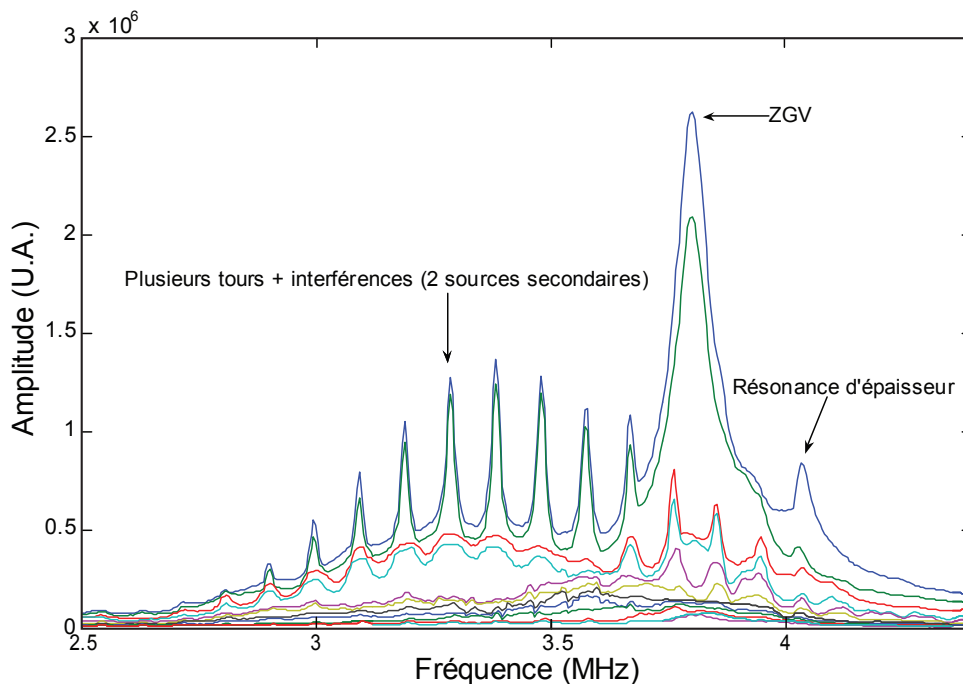
Le réseau de transducteurs émet des impulsions dont la fréquence est comprise entre 2,5 et 4,5 MHz, gamme de fréquence englobant le mode  $S_{2b}$ . Les ondes circon-



**FIGURE 5.16** – Courbes de dispersion d'une plaque de zircaloy d'épaisseur 0,57 mm en contact avec l'eau.

férentielles propagatives (branches  $A_0$ ,  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ) et rétropropagatives (branche  $S_{2b}$ ) sont excitées dans le tube.

Les valeurs singulières, racines carrées des valeurs propres, calculées à partir du signal rétro-diffusé reçu par la sonde sont données sur la figure 5.17 en fonction de la fréquence.

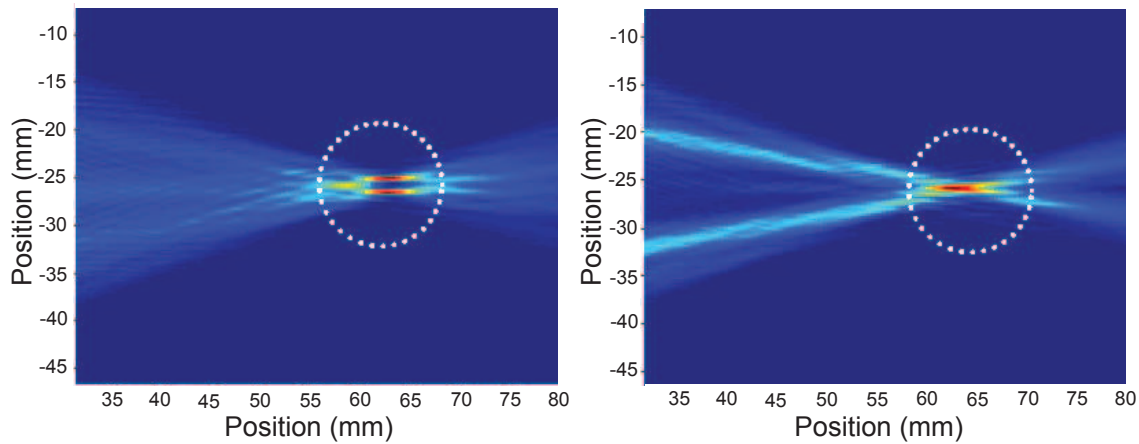


**FIGURE 5.17** – Valeurs singulières de la matrice inter-éléments.

Les pics de résonance en dessous de 3,8 MHz proviennent des tours multiples effectués par le mode  $S_0$  peu atténué. Sur les deux valeurs singulières les plus élevées, on distingue une résonance vers 3,8 MHz. Ce pic correspond à la fois au mode ZGV  $S_1S_2$  et à la branche contre-propagative  $S_{2b}$ . A la fréquence ZGV, le minimum de la vitesse de groupe entraîne une quasi-résonance qui rayonne dans l'eau et est ainsi

détectée par la barrette de transducteurs. Entre la fréquence du mode ZGV  $S_1S_2$  et celle de la résonance d'épaisseur  $S_2$ , l'énergie rayonnée par les modes rétropropagatifs évoluant entre les points A et B participe au pic de résonance à 3,8 MHz. Enfin, on observe sur la figure 5.17 le pic de résonance se rapportant au mode d'épaisseur  $S_2$  un peu après 4 MHz, de bien moindre amplitude, associé à une seule valeur propre, donc à un seul point de rayonnement.

A chaque fréquence, la repropagation des vecteurs propres permet de localiser les sources secondaires de chaque mode, suivant le couple (1-2, 3-4, etc.) de valeurs propres choisies, par exemple des deux premières sur la figure 5.18.



**FIGURE 5.18** – Repropagation des deux premiers vecteurs propres, à la fréquence ZGV de  $S_1S_2$  (3,8 MHz) et à la fréquence du mode d'épaisseur de  $S_2$  (4,1 MHz) : champ acoustique au voisinage du tube, situé au niveau des pointillés blancs.

Sur cette figure, nous voyons que pour le mode ZGV il y a bien deux points source secondaires, puisque ce mode a une vitesse de phase finie, alors que pour la résonance d'épaisseur  $S_2$ , les deux points sont confondus.

Les courbes de dispersion des modes rayonnant vers le réseau sont tracées sur la figure 5.19. La partie de la branche rétropropagative au voisinage direct du mode ZGV est bien restituée. On observe que la branche  $S_{2b}$  domine par rapport à la branche  $S_1$  : la vitesse de phase négative de la branche  $S_{2b}$  fait qu'elle rayonne avant d'avoir fait un tour complet ; elle a donc une amplitude plus forte que la branche  $S_1$  qui rayonne vers le transducteur après avoir fait déjà un tour.

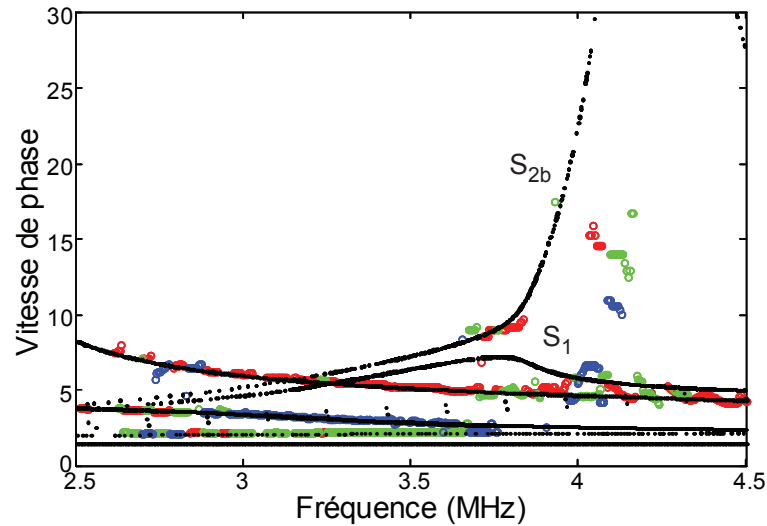


FIGURE 5.19 – Vitesse de phase en fonction de la fréquence, courbes de dispersion obtenue à partir de la méthode D.O.R.T.

### 5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, l'influence des pertes a été étudiée : dans un premier temps, il a été montré que pour des matériaux faiblement atténuants, les courbes de dispersion sont peu modifiées et que la décroissance temporelle du premier mode à vitesse de groupe nulle permet une mesure de l'atténuation intrinsèque du matériau. En revanche l'étude théorique des courbes de dispersion a révélé que pour des atténuations plus grandes, certaines propriétés ordinaires des modes ZGV ne sont pas présentes : les modes  $S_1$  et  $S_{2b}$  ne se rejoignent pas et prennent des valeurs complexes ; la vitesse de groupe ne s'annule pas ; le point ZGV n'existe plus et les branches  $S_{2b}$  et  $S_1$  ressemblent à celles obtenues dans une plaque en contact avec de l'eau sur une face. L'expérience réalisée montre que, même si le point ZGV n'existe pas à strictement parler, une résonance est détectée. Cette résonance a lieu à une fréquence pour laquelle la vitesse de groupe n'est pas nulle mais minimale.

Le rôle du mode ZGV sur le rayonnement des ondes circonférentielles se propageant dans une coque immergée a été étudié. L'expérience D.O.R.T. réalisée sur un tube avec un réseau multi-éléments a été reprise dans une gamme de fréquences incluant le premier mode ZGV. Les résultats obtenus confirment à la fois le rôle de la branche contre-propagative  $S_{2b}$  et du minimum de la vitesse de groupe dans la rétrodiffusion de l'écho du tube indiqué par Sammelmann et Kaduchak.

Étant donné les similitudes de forme des modes ZGV dans des milieux visco-élastiques et dans des milieux en contact avec de l'eau, la détection de résonances ZGV dans un milieu semi-immérgé ouvre le champ de la recherche sur ces modes à des matériaux visco-élastiques, jusque là peu étudiés dans ce contexte.



---

## Conclusion générale

---

Dans le premier chapitre, les ondes excitées dans une plaque ont été exposées, ainsi que les propriétés particulières de certaines branches. Les phénomènes de réflexion, les branches contre-propagatives et l'existence de modes résonnants à vitesse de groupe nulle ont été explorés. Pour mieux comprendre les mécanismes à l'origine de ces résonances, les conditions d'existence de ces modes ont été détaillées ainsi que leur relation avec les modes d'épaisseur. Le dispositif utilisé a été présenté et les propriétés évoquées plus haut mises en évidence expérimentalement, sur des matériaux isotropes comme anisotropes.

Puis dans le deuxième chapitre l'utilisation des résonances des modes ZGV a permis la caractérisation de paramètres mécaniques et géométriques de plaques et de tubes. Dans un premier temps, la méthode a été décrite pour des plaques millimétriques. Le coefficient de Poisson peut être obtenu par une simple mesure pour une grande gamme de matériaux isotropes et si l'épaisseur est connue, on en déduit les vitesses des ondes de volume, et vice-versa. la mesure est réalisable indifféremment d'un côté de la plaque ou l'autre. Ensuite, une étude a été consacrée à la question de la résolution latérale. Il est apparu que le mode  $S_1S_2$  ne permettait pas la mesure précise de l'épaisseur à proximité d'une brusque variation d'épaisseur et que la transition entre deux zones d'épaisseur différente nécessitait une distance d'environ le double de l'épaisseur. En revanche, le mode ZGV suivant,  $S_3S_6$ , permet une mesure bien plus précise et de l'épaisseur des différentes régions, et du contour précis des variations brusques de l'épaisseur. La distance de transition est alors d'une épaisseur environ. Enfin, la méthode ZGV a été appliquée à la caractérisation du tenseur des rigidités d'un tube anisotrope de zircaloy. A l'aide d'une ligne source laser orientée de manière à exciter préférentiellement des ondes axiales ou circonférentielles, les modes ZGV ont été observés dans les deux configurations. Les deux spectres de résonances différant nettement, un modèle transverse isotrope a été adopté pour expliquer correctement le comportement des ondes élastiques guidées dans les tubes de zircaloy. A l'aide des fréquences de résonance ZGV, quatre constantes élastiques ont été déterminées directement et la dernière a été déduite des courbes de dispersion expérimentales.

Dans le troisième chapitre, les modes excités au bord d'une plaque ont été abordés : l'impossibilité d'engendrer des modes ZGV dans une plaque à moins d'une épaisseur du bord a été vérifiée. Jusqu'à la distance d'une épaisseur de plaque du

bord, la résonance excitée, correspondant au premier mode ZGV, peut être observée sans changement de fréquence. Plus près du bord, l'amplitude de la résonance ZGV s'annule tandis que celle du mode de bord émerge à une fréquence plus basse. Le passage de la génération du mode ZGV à celle du mode de bord est abrupt. Pour trois matériaux différents, les fréquences de résonance observées sont en bon accord avec les valeurs théoriques. Enfin, l'influence du mode d'excitation de la résonance de bord a été étudiée par une configuration particulière du montage permettant une génération sur le chant de la plaque. Les profils d'amplitude obtenus permettent de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu.

Dans le quatrième chapitre, les structures composées d'une plaque du Duralumin d'épaisseur millimétrique recouverte d'une couche mince de plusieurs centaines de nanomètres d'épaisseur ont été sondées. Des simulations ont été réalisées à l'aide d'un code SAFE afin d'évaluer l'influence de la couche mince sur les fréquences de résonances ZGV pour des couches de différents matériaux. La présence de la couche mince induit un décalage de la fréquence de résonance ZGV  $S_1S_2$  qui, même pour des couches très fines, dépend non seulement de la masse déposée mais aussi des propriétés mécaniques du substrat et de la couche. La relation entre l'écart de fréquence relative  $\Delta f/f$  et le rapport relatif de masse  $\Delta m/m$  est linéarisable jusqu'à un rapport de masse de 2%, à travers un facteur de proportionnalité  $K$  compris entre 0,27 et 1,19 pour un substrat de Duralumin, suivant le matériau déposé. Le mode  $S_3S_6$  présente le même type de comportement, mais avec un facteur  $K$  plus proche de l'unité, à savoir situé entre 0,9 et 1,03. Étant donné que les variations de température modifient entre autres les vitesses et l'épaisseur, un étalonnage a été réalisé, révélant que le décalage pour une variation de température de 1 K était non négligeable face au décalage dû à la présence d'une couche d'or de quelques centaines de nanomètres. Un modèle simple a permis de calculer un décalage en accord avec la valeur expérimentale obtenue pour la résonance  $S_1S_2$ . Enfin, l'épaisseur de différentes couches d'or de 100 nm, 240 nm et 500 nm déposées sur une plaque de Duralumin épaisse de 1,5 mm a été évaluée par la technique des résonances à vitesse de groupe nulle. Dans chacun des cas, une transition franche est visible à la jonction entre la zone recouverte et la zone nue. La mesure des différences de fréquence a permis une bonne estimation de l'épaisseur dans chacun des cas, montrant ainsi la sensibilité de cette méthode sans contact mise en œuvre sur la face nue de l'échantillon.

Les pertes ont été étudiées dans le dernier chapitre. L'altération des courbes de dispersion en présence d'atténuation intrinsèque puis en contact avec l'eau a été examinée : les modes  $S_1$  et  $S_{2b}$  ne se rejoignent pas et prennent des valeurs complexes ; aucun des modes n'atteint jamais une vitesse de groupe nulle ; le point ZGV n'existe plus. Néanmoins la première résonance ZGV est encore présente expérimentalement. Des expériences réalisées en utilisant la méthode D.O.R.T. sur des tubes immergés remplis d'air ont renforcé à la fois le rôle de la branche contre-propagative  $S_{2b}$  et du minimum de la vitesse de groupe dans la rétrodiffusion de l'écho du tube indiqué par Sammelmann et Kaduchak.

Les modes ZGV ont été examinés et analysés afin de parvenir à une connaissance plus approfondie des phénomènes à l'origine de ces modes ; de même, les potentialités de ces résonances en contrôle non destructif ont été creusées à travers deux

exemples majeurs que sont les tubes de Zircaloy et les couches minces déposées sur des plaques. Cependant, bien des questions restent en suspens. Il serait intéressant, par exemple, d'étudier le confinement éventuel de résonances au voisinage d'hétérogénéités d'épaisseur ou de propriétés élastiques. De même pour l'observation des modes de bord dans des structures anisotropes. La caractérisation de plaques tant pour l'épaisseur que les propriétés mécaniques, qui s'est montrée concluante pour des plaques et cylindres homogènes et isotropes ou transverse isotropes, pourrait être étendue à d'autres modèles d'anisotropie ou à des échantillons mécaniquement inhomogènes. Les résultats intéressants obtenus sur des couches minces gagneraient à être prolongés par l'étude des couches plus épaisses d'une part et des harmoniques d'ordre supérieur d'autre part, afin de caractériser les constantes élastiques de la couche. La particularité du cas d'une couche très rapide sur un substrat très lent donnant lieu à une anomalie apparente, l'augmentation de la fréquence au lieu de sa diminution, devrait être expérimentée. Enfin, l'effet de la présence d'une couche visco-élastique sur une plaque serait intéressant à approfondir.





---

## Bibliographie

---

- [AC92] D.N. Alleyne and P. Cawley. Optimization of Lamb wave inspection techniques. *NDT & E International*, 25(1) :11–22, 1992.
- [APCR08] B. Audoin, M. Perton, N. Chigarev, and C. Rossignol. Diffraction of picosecond bulk longitudinal and shear waves in micron thick films ; Application to their nondestructive evaluation. *Ultrasonics*, 48(6-7) :574–577, 2008.
- [Ben84] E. Benes. Improved quartz crystal microbalance technique. *Journal of Applied Physics*, 56(3) :608–626, 1984.
- [BHL88] L. F. Bresse, D. A. Hutchins, and K. Lundgren. Elastic constant determination using generation by pulsed lasers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 84 :1751–1757, 1988.
- [Bio57] M.A. Biot. General theorems on the equivalence of group velocity and energy transport. *Phys. Review*, 105 :1129–1137, 1957.
- [BMP07] O. Balogun, T. Murray, and C. Prada. Simulation and measurement of the optical excitation of the s1 zero group velocity lamb wave resonance in plate. *J. App. Phys.*, 102 :064914, 2007.
- [BPM<sup>+</sup>11] S. Bramhavar, C. Prada, A. A. Maznev, A.G. Every, T.B. Norris, and T.W. Murray. Negative refraction and focusing of elastic Lamb waves at an interface. *Physical Review B*, 83(1), 2011.
- [Bri92] A. Briggs. *Acoustic Microscopy*. Clarendon, 1992.
- [CCRP11] M. Ces, D. Clorennec, D. Royer, and C. Prada. Thin layer thickness measurements by zero group velocity Lamb mode resonances. *Review of Scientific Instruments*, 82(11), 2011.
- [Chi97] D. E. Chimenti. Guided waves in plates and their use in materials characterization. *Applied Mechanics Reviews*, 50(5) :247–284, 1997.
- [CLJ04] Y.M. Cheong, D.H. Lee, and H.K. Jung. Ultrasonic guided wave parameters for detection of axial cracks in feeder pipes of phwr nuclear power plants. *Ultrasonics*, 42, 2004.
- [CPR07] D. Clorennec, C. Prada, and D. Royer. Local and noncontact measurements of bulk acoustic wave velocities in thin isotropic plates and shells using zero group velocity lamb modes. *Journal of Applied Physics*, 101(3) :034908, 2007.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [CPRM06] D. Clorennec, C. Prada, D. Royer, and T.W. Murray. Laser impulse generation and interferometer detection of zero-group velocity lamb modes. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :024101, 2006.
- [CPYR08] D. Clorennec, C. Prada, M. Yoshida, and D. Royer. Local and noncontact measurements of corrosion and adhesive disbond using zero-group velocity lamb modes. In *Proceedings of the 2008 IEEE Ultrasonics Symposium*, 2008.
- [DEMP87] R. J. Dewhurst, C. Edwards, A. D. W. McKie, and S. B. Palmer. Estimation of the thickness of thin metal sheet using laser generated ultrasound. *Applied Physics Letters*, 51(14) :1066–1068, 1987.
- [DEP01] S. Dixon, C. Edwards, and S. B. Palmer. High accuracy non-contact ultrasonic thickness gauging of aluminium sheet using electromagnetic acoustic transducers. *Ultrasonics*, 39(6) :445 – 453, 2001.
- [DETP93] S.J. Davies, C. Edwards, G.S. Taylor, and S.B. Palmer. Laser-generated ultrasound : its properties, mechanisms and multifarious applications. *J. Phys. D.*, 26 :329, 1993.
- [DLR06] S. Dixon, B. Lanyon, and G. Rowlands. Coating thickness and elastic modulus measurement using ultrasonic bulk wave resonance. *Applied Physics Letters*, 88(14) :141907, 2006.
- [Eve02] A.G. Every. Measurement of the near-surface elastic properties of solids and thin supported films. *Measurement Science & Technology*, 13(5) :R21–R39, MAY 2002.
- [GAAB02] M. Germano, A. Alippi, M. Angelici, and A. Bettucci. Self-interference between forward and backward propagating parts of a single acoustic plate mode. *Phys. Rev. E*, 65(4) :046608, Mar 2002.
- [GGT03] W. Gao, C. Glorieux, and J. Thoen. Laser ultrasonic study of lamb waves : determination of the thickness and velocities of a thin plate. *Int. J. of Eng. Science*, 41 :219, 2003.
- [GM60] D. C. Gazis and R. D. Mindlin. Extensional vibrations and waves in a circular disk and a semi-infinite plate. *J. Appl. Mech.*, 27 :541–547, 1960.
- [GMTH88] H.T. Grahn, H.J. Maris, J. Tauc, and K.S. Hatton. Elastic Properties Of Silicon Oxynitride Films Determined By Picosecond Acoustics. *Applied Physics Letters*, 53(23) :2281–2283, DEC 5 1988.
- [GP05] A. Gibson and J.S. Popovics. Lamb wave basis for impact-echo method analysis. *J. Eng. Mech.*, 131 :438–443, 2005.
- [HC03] D. Holland and D.E. Chimenti. High contrast air-coupled acoustic imaging with zero group velocity lamb modes. *Appl. Phys. Lett.*, 83 :2704, 2003.
- [HC04] S. D. Holland and D. E. Chimenti. High contrast air-coupled acoustic imaging with zero group velocity lamb modes. *Ultrasonics*, 42(1-9) :957 – 960, 2004. Proceedings of Ultrasonics International 2003.
- [HH94] J.-H. Huang and S.-P. Huang. Effect of hydrogen contents on the mechanical properties of zircaloy-4. *Journal of Nuclear Materials*, 208(1-2) :166 – 179, 1994.

- [HTR01] D. C. Hurley, V. K. Tewary, and A. J. Richards. Surface acoustic wave methods to determine the anisotropic elastic properties of thin films. *Measurement Science and Technology*, 12(9) :1486–1494, 2001.
- [IELF10] R.K. Ing, N. Etaix, A. Leblanc, and M. Fink. Measurement of thickness or plate velocity using ambient vibrations. *Journal of the Acoustical Society of America*, 127(6) :EL252–EL257, 2010.
- [KHM94] G. Kaduchak, D.H. Hughes, and P.L. Marston. Enhancement of the backscattering of high-frequency tone bursts by thin spherical shells associated with a backwards wave : Observations and ray approximation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 96(6) :3704–3714, 1994.
- [KK90] J. Krautkrämer and K. Krautkrämer. *Ultrasonic testing of materials*. Springer, 1990.
- [LAC98] M.J.S. Lowe, D.N. Alleyne, and P. Cawley. Characterization of hydrogen concentration in zircaloy-4 using ultrasonic techniques. *Ultrasonics*, 36, 1998.
- [LC01] YC Lee and SW Cheng. Measuring lamb wave dispersion curves of a bi-layered plate and its application on material characterization of coating. *IEEE Transactions on ultrasonics ferroelectrics and frequency control*, 48(3) :830–837, may 2001.
- [LCPC<sup>+</sup>03] E. Le Clezio, M. V. Predoi, M. Castaings, B. Hosten, and M. Rousseau. Numerical predictions and experiments on the free-plate edge mode. *Ultrasonics*, 41 :25–40, 2003.
- [LJO<sup>+</sup>10] F. Lefevre, F. Jenot, M. Ouaftouh, M. Duquenois, and M. Ourak. Laser generated guided waves and finite element modeling for the thickness gauging of thin layers. *Review of Scientific Instruments*, 81(3), MAR 2010.
- [LR97] Anton I. Lavrentyev and Stanislav I. Rokhlin. Determination of elastic moduli, density, attenuation, and thickness of a layer using ultrasonic spectroscopy at two angles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(6) :3467–3477, 1997.
- [LTOW91] G.R. Liu, J. Tani, T. Ohyoshi, and K. Watanabe. Transient waves in anisotropic laminated plates .1. Theory. *Journal of Vibration And Acoustics-Transactions Of The ASME*, 113(2) :230–234, APR 1991.
- [Lyn89] L. C. Lynnworth. *Ultrasonic measurements for process control : theory, techniques applications*. Academic Press, 1989.
- [Mar03] P.L. Marston. Negative group velocity lamb waves on plates and applications to the scattering of sound by shells. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 :2659–2662, 2003.
- [McN61] H. D. McNiven. Extensional waves in a semi-infinite elastic rod. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 33 :23–27, 1961.
- [Mei65] A.H. Meitzler. Backward-wave transmission of stress pulses in elastic cylinders and plates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 38 :835–840, 1965.
- [Min55] R. D. Mindlin. *An introduction to the mathematical theory of vibrations of elastic plates*. US army Signal Corps Eng. Lab., 1955.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [MM59] R. D. Mindlin and M. A. Medick. Extensional vibrations of plates. *J. Appl. Mech.*, 26 :561–569, 1959.
- [MRD08] P. A. Mante, J. F. Robillard, and A. Devos. Complete thin film mechanical characterization using picosecond ultrasonics and nanostructured transducers : experimental demonstration on SiO<sub>2</sub>. *Applied Physics Letters*, 93(7), AUG 18 2008.
- [Neg87] K. Negishi. Existence of negative group velocity in lamb wave. *Japan J. Appl. Phys.*, 26-1 :171, 1987.
- [Oli57] J. Oliver. Elastic wave dispersion curves in a cylindrical rod by a wide-band short-duration pulse technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 29 :189–194, 1957.
- [Ono58] M. Onoe. Contour vibrations of thin rectangular plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 30 :1159–62, 1958.
- [Pag06] V. Pagneux. Revisiting the edge resonance for lamb waves in a semi-infinite plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(2) :649–656, 2006.
- [PBM05a] C. Prada, O. Balogun, and T. W. Murray. Experimental evidence of s1 mode quasi-resonance in thin plates using a laser based acoustic microscope. In *Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE*, 2005.
- [PBM05b] C. Prada, O. Balogun, and T.W. Murray. Laser based ultrasonic generation and detection of zero-group velocity lamb waves in thin plates. *Appl. Phys. Lett.*, 87 :194109, 2005.
- [PCMR09] C. Prada, D. Clorennec, T.W. Murray, and D. Royer. Influence of the anisotropy on zero-group velocity lamb modes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 126(2) :620–625, 2009.
- [PCR08a] C. Prada, D. Clorennec, and D. Royer. Local vibration of an elastic plate and zero-group velocity lamb modes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 124 :203, 2008.
- [PCR08b] C. Prada, D. Clorennec, and D. Royer. Power law decay of zero group velocity lamb modes. *Wave Motion*, 45(6) :723 – 728, 2008.
- [PDKYS95] J. Pei, F.L. Degertekin, B.T. Khuri-Yakub, and K.C. Saraswat. *In-situ* thin-film thickness measurement with acoustic lamb waves. *Applied Physics Letters*, 66(17) :2177–2179, 1995.
- [PF94] C. Prada and M. Fink. Eigenmodes of the time reversal operator : A solution to selective focusing in multiple-target media. *Wave Motion*, 20(2) :151–163, 1994.
- [PF98] C. Prada and M. Fink. Separation of interfering acoustic scattered signals using the invariants of the time-reversal operator. application to lamb waves characterization. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(2) :801–807, 1998.
- [PL05] B. Pavlakovic and M. Lowe. Disperse software, v.2.0.16., 2005.
- [PMSF96] C. Prada, S. Manneville, D. Spoliansky, and M. Fink. Decomposition of the time reversal operator : Detection and selective focusing on two scatterers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(4) :2067–2076, 1996.

- [PTF95] C. Prada, J.-L. Thomas, and M. Fink. The iterative time reversal process : Analysis of the convergence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(1) :62–71, 1995.
- [PWF91] C. Prada, F. Wu, and M. Fink. The iterative time reversal mirror : A solution to self-focusing in the pulse echo mode. *Journal of the Acoustical Society of America*, 90(2, Part 1) :1119–1129, 1991.
- [Ray89] Lord Rayleigh. On the free vibrations of an infinite plate of homogeneous isotropic elastic matter. *Proc. London Math. Society*, 20 :225–234, 1889.
- [RD96] Daniel Royer and Eugène Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides, tome 1 : Propagation libre et guidée*. Masson, 1996.
- [RKC<sup>+</sup>08] M. Ratassepp, A. Klauson, F. Chati, F. Léon, and G. Maze. Edge resonance in semi-infinite thick pipe : Numerical predictions and measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 142 :875–885, 2008.
- [Roy] D. Royer. Génération et détection optiques d’ondes élastiques. *Techniques de l’ingénieur, traité Électronique*, E4415.
- [RP05] C. Rossignol and B. Perrin. Interferometric detection in picosecond ultrasonics for nondestructive testing of submicrometric opaque multilayered samples : TiN/AlCu/TiN/Ti/Si. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics And Frequency Control*, 52(8) :1354–1359, AUG 2005.
- [SC86] M. Sansalone and N.J Carino. *Impact echo : A method for flaw detection in concrete using transient stress waves*. National Bureau of Standards, 1986.
- [SD90] C.B. Scruby and L.E. Drain. *Laser Ultrasonics, Techniques and Applications*. Adam Hilger, 1990.
- [SFHF97] D.W. Schindel, D.S. Forsyth, D.A. Hutchins, and A. Fahr. Air-coupled ultrasonic nde of bonded aluminium lap joints. *Ultrasonics*, 35, 1997.
- [SH91] G.S. Sammelmann and R.H. Hackman. The acoustic scattering by a submerged, spherical shell. ii : The high-frequency region and the thickness quairesonance. *Journal of the Acoustical Society of America*, 89(5) :2096–2103, 1991.
- [Sha56] E. A. G. Shaw. On the resonant vibrations of thick barium titanate disks. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28 :38–50, 1956.
- [SL05] F. Simonetti and M. J. S. Lowe. On the meaning of lamb mode non-propagating branches. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(1) :186–192, 2005.
- [SP08] A.L. Shuvalov and O. Poncelet. On the backward lamb waves near thickness resonances in anisotropic plates. *International Journal of Solids and Structures*, 45(11-12) :3430 – 3448, 2008.
- [TRF94] JL Thomas, P Roux, and M Fink. Inverse Scattering Analysis with an Acoustic Time-Reversal Mirror. *Physical Review Letters*, 72(5) :637–640, 1994.
- [TU57] I. Tolstoy and E. Usdin. Wave propagation in elastic plates : low and high mode dispersion. *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 :37–42, 1957.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [WPKM88] J. Wolf, T. D. K. Ngoc, R. Kille, and W. G. Mayer. Investigation of lamb waves having negative group velocity. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83 :122–126, 1988.
- [WU02] M. F. Werby and H. Überall. The analysis and interpretation of some special properties of higher order symmetric lamb waves : The case for plates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 111 :2686–2691, 2002.
- [YB95] Z.L. Yu and S. Boseck. Scanning acoustic microscopy and its applications to material characterization. *Reviews of Modern Physics*, 67(4) :863–891, OCT 1995.
- [YY11] C.H. Yeh and C.H. Yang. Characterization of mechanical and geometrical properties of a tube with axial and circumferential guided waves. *Ultrasonics*, 51, 2011.

**Résumé :** Cette thèse expérimentale porte sur les modes de Lamb à vitesse de groupe nulle.

**Mots-clés :** *Acoustique, vitesses, résonance, laser ultrasons, caractérisation de couches minces, ...*

Cette thèse traite des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle. Ces modes singuliers, pour lesquels la vitesse de groupe ( $\partial\omega/\partial k$ ) est nulle et la vitesse de phase ( $\omega/k$ ) finie, donnent lieu à des résonances locales étroites aux propriétés très intéressantes. Leur fréquence dépend de l'épaisseur et des propriétés mécaniques de la plaque, ouvrant ainsi des perspectives intéressantes en contrôle non destructif (CND). Les propriétés de ces modes ont d'abord été rappelées. L'étude expérimentale a été menée en utilisant un dispositif optique sans contact comprenant un laser source impulsionnel et une sonde interférométrique, pour la génération et la détection de ces modes. Les résonances ont été utilisées pour déterminer l'épaisseur et les constantes élastiques de plaques et d'un tube anisotrope. Ensuite, la résolution latérale de la mesure d'épaisseur a été étudiée. L'influence du bord de la plaque a été explorée : une transition abrupte entre la première résonance ZGV et la résonance de bord a été observée à la distance d'une épaisseur du bord. L'effet sur les résonances ZGV du dépôt d'une couche mince a alors été étudié numériquement, permettant ainsi la mesure de l'épaisseur de couches d'or de quelques centaines de nanomètres déposées sur un substrat millimétrique. Pour finir, le rôle des pertes a été examiné dans deux cas distincts, l'atténuation intrinsèque et le rayonnement dans un fluide en contact sur une face.

**Abstract:**

This PhD thesis is about Zero Group Velocity Lamb modes. For these peculiar modes, the group velocity ( $\partial\omega/\partial k$ ) vanishes and the phase velocity ( $\omega/k$ ) remains finite, giving rise to narrow local resonances whose properties are very interesting. Attractive prospects in non destructive evaluation can be found because the frequency of those modes depends on the thickness and the mechanical properties of the plate. The behavior of the modes has primarily been explained. The experimental study have been lead using a non-contact optical set up including a pulsed laser source and an interferometric probe for the generation and the detection of those modes. The resonances have been used to determine the thickness and elastic constants of plates and of an anisotropic pipe. Then, the lateral resolution of the thickness measurement has been studied. The influence of the plate edge has been explored : an abrupt transition between the first ZGV resonance and the edge resonance has been observed at the distance of one thickness to the edge. The effect of the deposit of a thin layer on the ZGV resonances has then been numerically studied, which permitted to measure the thickness of a few hundreds nanometers thin gold layers deposited on a millimetric substrate. Finally, the function of the losses has been examined for two different cases, the intrinsic attenuation and the radiation of a fluid in contact with one face.