

Interaction entre un faisceau ultrasonore et une structure élastique à deux couches

B. Vacossin^a, N. Bedrici-Frai^b et P. Gatignol^c

^aUPJV LTI EESA QLIO, 15, avenue François Mitterrand, 02880 Cuffies, France

^bESTACA, Parc Universitaire Laval Changé, BP76121, 53061 Laval Cedex 9, France

^cUTC, UMR CNRS n°7337 BP 20529, 60205 Compiègne Cedex, France

bruno.vacossin@u-picardie.fr

Des méthodes semi-analytiques sont ici appliquées à l'étude de l'interaction entre un faisceau ultrasonore borné et une structure plane constituée de deux couches élastiques isotropes en adhérence parfaite ou en collage partiel. La structure est placée dans un fluide d'immersion dans lequel est situé le transducteur émetteur. Le modèle est bidimensionnel et les champs sont monochromatiques. Le faisceau émis est décomposé en ondes planes et les divers champs de pression ou de contrainte sont représentés par des intégrales de Fourier évaluées numériquement. On s'intéresse à la génération des ondes guidées dans la structure bicouche solide. Une attention particulière est portée au cas des ondes modales dont les vitesses de phase et de groupe sont de sens opposés. La génération de telles ondes peut être observée non seulement dans la couche rencontrée en premier par le faisceau mais aussi dans la seconde couche. Dans ce cadre, le programme de simulation développé permet d'évaluer l'effet de la présence d'une interface de collage partiel sur la génération et la propagation des modes de Lamb. La présente approche permet également d'identifier le mode appelé « mode vertical » par certains auteurs.

1 Introduction

Dans le domaine du contrôle non destructif par ultrasons, la génération des ondes modales, qui peuvent se propager loin de leur lieu de création, comme les ondes de Lamb, permet de faciliter les diagnostics de sûreté des structures mécaniques (cf. par exemple : [1]). Dans ce cadre, ces ondes modales peuvent être générées par l'impact d'un faisceau ultrasonore émis par un transducteur piézo-électrique dans un fluide sur la structure à contrôler. Celle-ci est ici composée de deux couches de solides isotropes plus ou moins bien solidarifiées par un collage. L'ensemble de cette structure est immergé dans un fluide. Les travaux présentés ici sont basés sur une méthode de simulation semi-analytique qui consiste à décomposer, par transformation de Fourier spatiale, les champs acoustiques en ondes planes, à calculer l'interaction de chaque onde plane avec les diverses couches de la structure et à évaluer numériquement les intégrales de Fourier représentant chacun des champs. Cette méthode, classique, est brièvement rappelée dans le paragraphe §2. On donne ensuite deux exemples d'application de la méthode. Le paragraphe §3 présente, pour deux couches de matériaux identiques, l'évolution d'un mode de Lamb, observé pour la couche totale dans le cas de l'adhérence parfaite le long de l'interface séparant les deux couches, lorsque cette adhérence devient imparfaite. On observe, dans cette circonstance, un déplacement des courbes de dispersion vers les basses fréquences et en particulier l'évolution d'un mode de Lamb symétrique vers un mode dit « vertical ». Le paragraphe §4 est consacré à l'étude d'un cas pour lequel les deux couches sont constituées de matériaux différents et sont faiblement couplées par un léger collage le long de leur interface. Les paramètres physiques et géométriques ont été choisis de telle sorte qu'un mode antisymétrique de la première couche coupe le mode symétrique à vitesse de groupe négative de la seconde couche. On observera, pour deux angles d'incidence différents, d'abord la génération du mode symétrique à vitesse de groupe positive dans

la seconde couche, puis la génération du mode symétrique à vitesse de groupe négative, tandis que la première couche voit simultanément se propager le mode antisymétrique (à vitesse de groupe positive).

2 Principe de calcul

Le problème est présenté ici en géométrie bidimensionnelle (cf. figure 1) pour un champ ultrasonore monochromatique ($e^{-i\omega t}$), dans le cas d'un faisceau de profil gaussien émis par un transducteur piézo-électrique plan de largeur $2a$, situé dans le fluide (F_0).

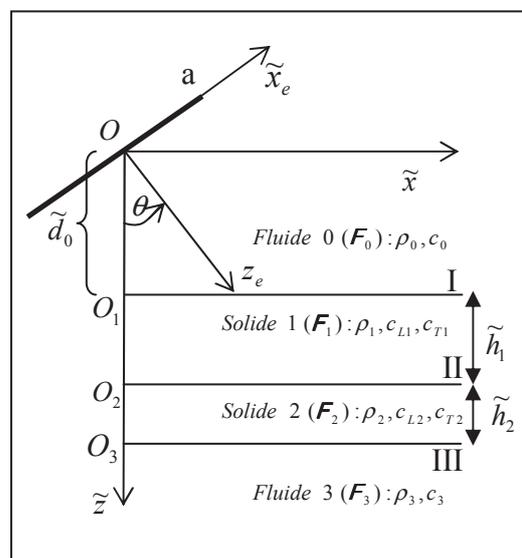


Figure 1 - Présentation des paramètres physiques et géométriques.

Paramètres physiques et géométriques :

ρ_0, ρ_1, ρ_2 et ρ_3 : masses volumiques des différents milieux.

c_0 : célérité des ondes dans (F_0).

c_3 : célérité des ondes dans (F_3).

c_{L1} : célérité des ondes longitudinales dans (S_1).

- c_{T1} : célérité des ondes transversales dans (S_1).
 c_{L2} : célérité des ondes longitudinales dans (S_2).
 c_{T2} : célérité des ondes transversales dans (S_2).
 a : demi-largeur de l'émetteur.
 h_1, h_2 : épaisseurs des couches.
 ω : fréquence angulaire.

Grandeurs adimensionnelles :

Les grandeurs adimensionnelles sont affectées d'un « tilda ». Toutes les longueurs sont rapportées à la demi-largeur a de l'émetteur.

En particulier : $\tilde{h}_1 = h_1 a$, $\tilde{h}_2 = h_2 a$.

Dans les différents milieux, les nombres d'onde sont adimensionnalisés sous la forme : $\tilde{k} = \frac{\omega}{c} a$.

Par exemple, $\tilde{k}_x = k_x a$ représente le nombre d'onde axial (parallèle aux interfaces), commun à tous les milieux.

On peut noter que dans toute cette modélisation les fluides (F_0) et (F_3) seront identiques.

Paramètres de collage :

Les paramètres adimensionnels de collage sont donnés par (cf. modélisation de « Pilarski » et les références [2] et [3]) :

$$\tilde{r}_N = \frac{r_N a}{\rho_2 c_{T2}^2}, \text{ raideur normale à l'interface,}$$

$$\tilde{r}_T = \frac{r_T a}{\rho_2 c_{T2}^2}, \text{ raideur tangentielle à l'interface.}$$

Le faisceau émis rencontre la première interface I (F_0/S_1) avec un angle d'incidence θ , puis, après avoir traversé la première couche solide (S_1), il rencontre la seconde interface II (S_1/S_2) en prenant en compte la nature du collage entre les deux solides (cf. : [4]). La méthode de calcul est décrite dans les références [5] et [6]. Le faisceau incident est décomposé en une somme d'ondes planes. Ce faisceau est ainsi représenté par une intégrale de Fourier calculée avec, pour variable d'intégration, le nombre d'onde \tilde{k}_{xe} associé à l'axe Ox_e situé dans le plan de l'émetteur. Ce problème a été décrit plus simplement pour une seule couche solide dans la référence [7].

Les champs sont représentés par les potentiels de déplacements. Le champ incident, dans le système de coordonnées lié à l'émetteur, est donné par l'expression intégrale suivante :

$$\hat{\Psi}_{\text{inc}}(\tilde{x}_e, \tilde{z}_e) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}_0(\tilde{k}_{xe}) e^{i(\tilde{k}_{xe}\tilde{x}_e + \tilde{k}_{ze}\tilde{z}_e)} d\tilde{k}_{xe}, \quad (1)$$

$$\text{avec } \tilde{k}_{ze} = \sqrt{\tilde{k}_0^2 - \tilde{k}_{xe}^2}.$$

Le problème de l'interaction de ce champ avec la structure bicouche (S_1, S_2) et avec le fluide (F_3) est ensuite résolu pour chaque onde plane. L'ensemble des conditions de continuité aux interfaces conduit à un système linéaire dont la résolution permet d'obtenir l'ensemble des dix rapports d'amplitude pour les champs transmis ou réfléchis en prenant en compte les conditions de collage de l'interface II (S_1/S_2) (un rapport d'amplitude pour le champ réfléchi dans le premier fluide, un rapport d'amplitude pour le champ transmis dans le second fluide, quatre rapports d'amplitude pour chacune des couches solides correspondant aux différents champs transversaux et longitudinaux évoluant vers les \tilde{z} positifs ou vers les \tilde{z} négatifs). Ces rapports étant ainsi calculés, on peut par exemple décrire le champ longitudinal rétro-propagé dans (S_2), dans le système de coordonnées lié aux interfaces, par l'expression :

$$\hat{\Psi}_{bL2}(\tilde{x}, \tilde{z}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{B}_{L2}(\tilde{k}_{xe}) e^{i(\tilde{k}_x\tilde{x} - \tilde{k}_{zL2}(\tilde{z} - \tilde{d}_2))} d\tilde{k}_{xe}, \quad (2)$$

avec $\tilde{d}_2 = \tilde{d}_0 + \tilde{h}_1 + \tilde{h}_2$, intégrale dans laquelle les nombres d'onde \tilde{k}_x et \tilde{k}_{zL2} , dans le système lié aux interfaces, sont des fonctions connues de \tilde{k}_{xe} .

Le calcul effectué permet d'obtenir, concomitamment à l'expression (2), les champs de pressions dans les deux fluides ainsi que les champs de contraintes normales dans les deux couches solides.

Les représentations intégrales de Fourier obtenues sont ensuite évaluées numériquement par une méthode classique.

L'obtention des représentations intégrales de Fourier est détaillée dans la référence [7]. Les cartographies suivantes représentent, en fonction des coordonnées adimensionnelles liées aux interfaces, les modules (à l'exception de la dernière) de la pression dans les fluides et des vecteurs contraintes dans les solides, normalisés par rapport à la pression incidente maximale au centre de l'émetteur. En plus des interfaces, on a fait figurer l'axe du faisceau incident, son réfléchi spéculaire sur l'interface d'entrée et les axes transmis selon les lois de Descartes dans les autres milieux.

Enfin, les courbes de dispersion sont présentées dans le plan des fréquences adimensionnelles en fonction de $\tilde{k}_{T1} = \omega a / c_{T1}$ en abscisses et du nombre d'onde modal axial adimensionnel \tilde{k}_x en ordonnées.

3 Etude de la génération d'ondes de Lamb - Cas des matériaux identiques

On s'intéresse à la perturbation d'un mode de Lamb dans une couche, initialement unique, par l'introduction d'une interface de collage.

Paramètres pour ce cas :

$$\rho_0 = \rho_3 \quad \rho_1 = \rho_2 \quad \rho_0 / \rho_1 = 0,1$$

$$c_0 = c_3 \quad c_{T1} = c_{T2} \quad c_{L1} = c_{L2}$$

$$c_0 / c_{T1} = 0,5 \quad c_{T1} / c_{L1} = 0,5$$

$$\tilde{h}_1 = 0,18 \quad \tilde{h}_2 = 0,32$$

Légende des couleurs pour les courbes de dispersion :

- Rouge : ondes de Lamb symétriques dans la première couche solide,
- Bleu : ondes de Lamb antisymétriques dans la première couche solide,
- Magenta : ondes de Lamb symétriques dans la deuxième couche solide,
- Cyan : ondes de Lamb antisymétriques dans la deuxième couche solide,
- Rouge pointillé : ondes de Lamb symétriques dans la couche globale ($\mathcal{S}_1, \mathcal{S}_2$),
- Bleu pointillé : ondes de Lamb antisymétriques dans la couche globale ($\mathcal{S}_1, \mathcal{S}_2$),
- Noir : ondes modales pour l'ensemble de la bicouche.

3.1 Cas d'un collage parfait

Le but de cette première étude est de générer un mode de Lamb au sein de la structure globale constituée de deux matériaux identiques. On suppose, dans un premier temps, que les deux couches sont parfaitement collées. Cette structure bicouche ($\mathcal{S}_1, \mathcal{S}_2$) constitue ainsi une couche unique (d'épaisseur $\tilde{h}_1 + \tilde{h}_2$), immergée dans un fluide. Les courbes de dispersion des ondes de Lamb de la couche globale sont tracées sur la figure 2.

Pour un choix de fréquence adimensionnelle $\tilde{k}_{T1} = 27,5$ et pour l'angle d'incidence $\theta = 6,25^\circ$, correspondant à la valeur $\tilde{k}_x = 6$, on observe sur la cartographie de la figure 3 la génération du mode de Lamb antisymétrique A3.

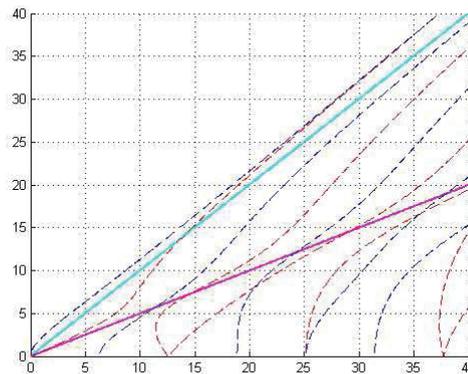


Figure 2 - Courbes de dispersion des modes de Lamb de la couche ($\mathcal{S}_1, \mathcal{S}_2$) dans le plan $(\tilde{k}_{T1}, \tilde{k}_x)$.

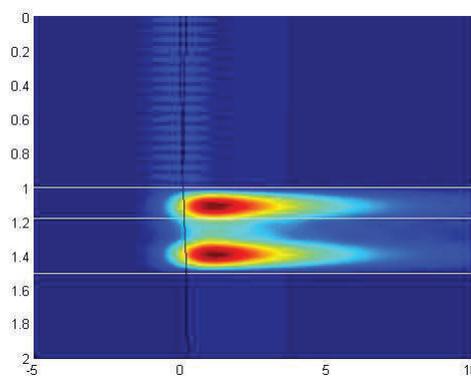


Figure 3 - Génération du mode de Lamb A3 dans la couche globale ($\mathcal{S}_1, \mathcal{S}_2$) (collage parfait).

3.2 Cas d'un collage partiel

On fait l'hypothèse à présent d'un collage partiel entre les deux couches précédentes. Ce deuxième cas permet ainsi d'observer l'évolution du mode de Lamb (précédemment généré) et maintenant perturbé par la présence d'une interface de collage.

On fait évoluer les paramètres de collage adimensionnels. Ils sont maintenant définis par les valeurs de raideurs suivantes : $\tilde{\gamma}_N = 30$ et $\tilde{\gamma}_T = 30$.

Sur la figure 4, on observe nettement le déplacement vers les basses fréquences des courbes de dispersion des modes de Lamb précédentes, en particulier celle du mode A3 observé au § 3.1.

On remarque également, pour $\tilde{k}_{T1} = 10$, l'apparition d'un mode dit « vertical » (décrit notamment par Coulouvrat et al., réf. [8]), dont la courbe de dispersion, effectivement quasi-verticale, provient de l'évolution vers les basses fréquences

de celle du mode symétrique S1 de la couche globale.

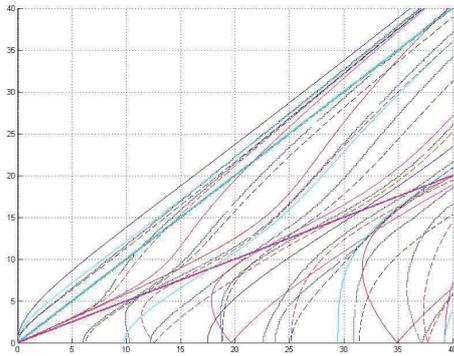


Figure 4 - Courbes de dispersion modales dans le plan $(\tilde{k}_{T1}, \tilde{k}_x)$ - Cas des deux couches solides identiques avec collage partiel.

Pour un choix de fréquence adimensionnelle $\tilde{k}_{T1} = 27,5$ et pour l'angle d'incidence $\theta = 7,9^\circ$, correspondant à la valeur $\tilde{k}_x = 7,52$ située sur la courbe modale déformée de celle du mode A3 précédent, on observe sur la cartographie de la figure 5 l'altération de ce mode de Lamb. On voit sur le tracé des courbes de dispersion figure 4, que ce couple de valeurs $(27,5 - 7,52)$ se situe non loin de la courbe de dispersion du mode symétrique S2 de la couche inférieure, ce qui explique l'accumulation d'énergie observée dans cette couche sur la cartographie 5.

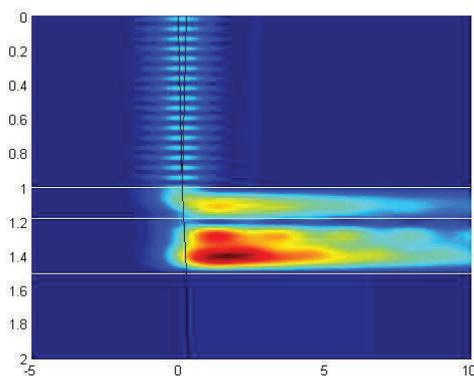


Figure 5 - Génération du mode de Lamb A3 dans l'ensemble des deux couches, altéré par le collage partiel le long de l'interface (S_1/S_2) .

4 Etude de la génération d'ondes de Lamb à vitesse de groupe positive ou négative – Cas des matériaux différents

Les deux couches sont à présent constituées de matériaux différents et sont faiblement couplées par un léger collage normal le long de leur interface. Cette hypothèse est équivalente à l'existence d'une fine couche fluide séparant les deux couches. On se propose d'étudier les ondes modales engendrées par l'impact du faisceau sur cette structure dans des circonstances où une onde de Lamb à vitesse de groupe négative peut se propager dans la couche inférieure.

Paramètres pour ce cas :

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \rho_3 & \rho_1 &= \rho_2 & \rho_0 / \rho_1 &= 0,1 \\ c_0 &= c_3 & c_{T1} / c_{T2} &= 0,7 & c_0 / c_{T1} &= 0,5 \\ c_{T1} / c_{L1} &= c_{T2} / c_{L2} & &= 0,5 \\ \tilde{h}_1 &= 0,115 & \tilde{h}_2 &= 0,3. \end{aligned}$$

Les paramètres adimensionnels du collage normal sont ici définis par $\tilde{r}_N = 2$ et $\tilde{r}_T = 0$.

Les courbes de dispersion correspondant à ce choix de paramètres sont tracées sur la figure 6.

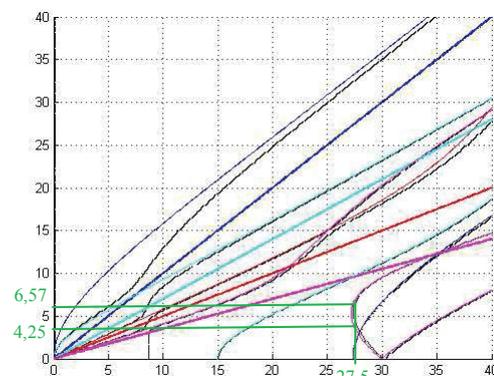


Figure 6 - Courbes de dispersion des modes de Lamb dans le plan $(\tilde{k}_{T1}, \tilde{k}_x)$ – Cas d'un collage partiel normal à l'interface entre les deux couches (S_1/S_2) .

On observe qu'entre les valeurs 25 et 30 de la fréquence adimensionnelle \tilde{k}_{T1} deux courbes de Lamb se croisent : celle du mode antisymétrique A1 de la couche (S_1) et celle du mode symétrique S1 de la couche (S_2) . Cette dernière comporte une portion proche de l'axe des fréquences le long de laquelle la tangente est de pente négative ; cette circonstance correspond à un mode dont la vitesse de groupe, et par conséquent la vitesse de propagation de

l'énergie, est de signe opposé à celui de la vitesse de phase du mode.

On observe également sur la figure 6 la présence d'un mode vertical pour une fréquence adimensionnelle de $\tilde{k}_{T1} = 8,7$. Pour les valeurs de \tilde{k}_{T1} supérieures à 10, les courbes modales, en noir, sont voisines des courbes de Lamb de chacune des couches, ce qui est dû au faible couplage le long de l'interface.

4.1 Génération d'un mode à vitesse de groupe positive

La fréquence adimensionnelle est fixée à la valeur $\tilde{k}_{T1} = 27,5$ et l'on choisit d'abord l'angle d'incidence $\theta = 6,9^\circ$, qui correspond à la valeur $\tilde{k}_x = 6,57$ située au voisinage de la courbe de Lamb S1 de la couche (S_2), en une portion de cette courbe à vitesse de groupe positive.

Le champ engendré dans la structure par ce faisceau est représenté sur la cartographie de la figure 7. Le mode intéresse principalement la seconde couche, qui est le siège de la propagation d'un mode symétrique dont l'énergie se répartit de manière non paradoxale, c'est-à-dire en aval de la zone d'impact du faisceau. Par contre, dans la première couche, le champ créé par ce faisceau d'incidence relativement faible reste localisé au voisinage de la zone d'impact. Les valeurs choisies pour \tilde{k}_{T1} et \tilde{k}_x correspondent à un point situé assez loin d'une courbe de Lamb de la couche (S_1).

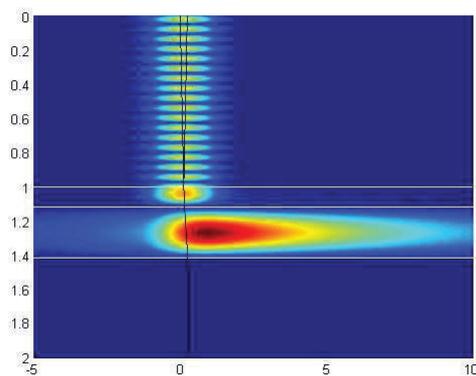


Figure 7 - Génération du mode de Lamb S1 à vitesse de groupe positive dans la seconde couche solide. Collage partiel normal à l'interface entre les deux couches (S_1/S_2).

4.2 Génération d'un mode à vitesse de groupe négative

Toujours pour la même valeur de la fréquence adimensionnelle $\tilde{k}_{T1} = 27,5$ mais à présent pour un angle d'incidence de $\theta = 4,4^\circ$, qui correspond à la valeur $\tilde{k}_x = 4,25$, le point correspondant dans le plan $(\tilde{k}_{T1}, \tilde{k}_x)$ est proche de la courbe de Lamb du mode A1 de la couche (S_1). Le champ engendré dans la structure par ce faisceau est représenté sur la cartographie de la figure 8.

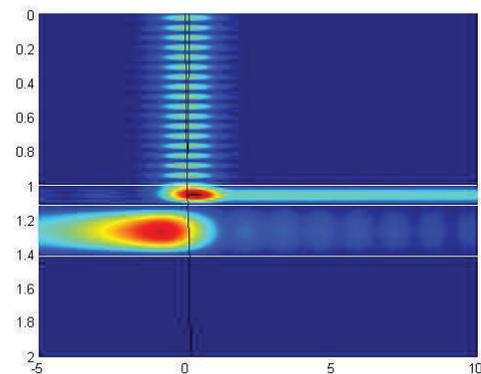


Figure 8 - Génération du mode de Lamb S1 à vitesse de groupe négative dans la seconde couche solide. Collage partiel normal à l'interface entre les deux couches (S_1/S_2).

Bien que l'angle d'incidence soit plus faible que dans le cas précédent, il en résulte une propagation notable d'un mode antisymétrique dans la première couche, dans la région aval de la zone d'impact. De plus, le point du plan $(\tilde{k}_{T1}, \tilde{k}_x)$ est également proche de la courbe de Lamb du mode S1 de la couche (S_2), mais en une portion de cette courbe à vitesse de groupe négative. Il en résulte que cette seconde couche est le siège de la propagation d'un mode symétrique dont l'énergie se répartit de manière paradoxale, c'est-à-dire en amont de la zone d'impact du faisceau. Cette situation paradoxale a déjà été signalée dans la référence [7] dans le cas d'une couche unique. Ce qui est remarquable dans le cas présent c'est qu'un tel mode puisse exister également dans une couche surmontée d'une première couche dans laquelle le mode engendré par l'impact du faisceau est non paradoxal.

L'étude de la partie réelle de la composante suivant \tilde{x} de la contrainte normale à l'interface du champ acoustique, permet d'établir la cartographie figure 9. Cette cartographie permet d'identifier sans ambiguïté le caractère antisymétrique de l'onde engendrée dans la première couche et le caractère

symétrique de l'onde dans la seconde couche. Rappelons que cette composante de contrainte est paire pour les modes antisymétriques et impaire pour les modes symétriques.

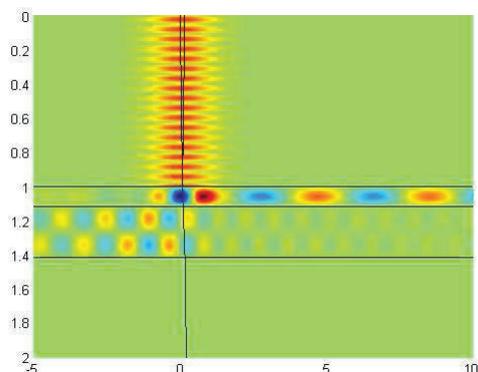


Figure 9 - Génération d'un mode de Lamb S1 à vitesse de groupe négative dans la seconde couche. Collage partiel normal entre les couches (S_1/S_2). Représentation de la partie réelle de la composante axiale de la contrainte normale.

5 Conclusion

La génération, par l'impact d'un faisceau acoustique ultrasonore, d'ondes modales sur une structure constituée de deux couches solides isotropes plus ou moins adhérentes le long de leur interface, a été étudiée. Des courbes de dispersion ont été tracées pour différents cas ce qui a permis de formaliser leur évolution en fonction de la nature des matériaux pris en compte et des caractéristiques de l'interface de collage. La prise en compte de ces courbes de dispersion a conduit à des observations particulières telles que celle d'un mode dit « vertical » ou telles que celle d'un mode de Lamb à vitesse de groupe positive dans la première couche solide et à vitesse de groupe négative dans la seconde.

La connaissance de ces différents cas pourrait se révéler utile lors des choix de mise en œuvre d'un processus de contrôle non destructif par ultrasons cherchant notamment à vérifier l'efficacité d'un collage entre deux matériaux isotropes. De même, les résultats de cette simulation pourront faciliter l'interprétation des observations au cours d'un tel contrôle.

Références :

- [1] M. Bruneau, C. Potel, *Matériaux et Acoustique, Hermès*, (2006).
- [2] A. Pilarski, Ultrasonic wave propagation in a layered medium under different boundary conditions, *Archives of Acoustics*, **7,1**, 61-70, (1982).
- [3] B. S.I. Rokhlin, T.K. Bolland, L. Adler, Reflection and refraction of elastic waves on plane interface between two generally anisotropic media, *J. Acoust. Soc. Am.*, **79**, 4, 906-918, (1986).
- [4] H. Franklin, M. Rousseau, Ph. Gagnol, Influence des conditions de collage sur l'existence de l'onde d'interface entre deux solides élastiques, *Acustica*, **80/2**, 147-155, (1994).
- [5] N. Bedrici, Ph. Gagnol, C. Potel, An iterative method for the interaction between a bounded beam and an interface defect in solids, under Kirchhoff approximation, *Acustica-Acta Acustica*, **95**, 189-202, (2009).
- [6] B. Vacossin, C. Potel, Ph. Gagnol, J-F de Belleval, Interaction of a monochromatic ultrasonic beam with a finite length defect at the interface between two anisotropic layers – Kirchhoff approximation and Fourier representation, *IEEE, Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and frequency Control*, **56/10**, 2251-2267, (2009).
- [7] N. Bedrici-Frai, B. Vacossin, Ph. Gagnol, Génération d'ondes modales dans une structure multicouche plane par l'impact d'un faisceau ultrasonore, *CFM*, (2013).
- [8] F. Coulouvrat, M. Rousseau, O. Lenoir, J-L. Izbicki, Lamb-Type Waves in symmetric Solid-Fluid-Solid Trilayer, *Acustica-Acta Acustica*, **84**, 12-20, (1998).