PRE-PRINT

Interaction d'un faisceau ultrasonore avec un bi-couche comportant un défaut de dimensions finies

B. Vacossin[(1)], C. Potel[(2)], Ph. Gatignol[(1)], J.F. de Belleval[(1)]

(1) Laboratoire Roberval (LRM) UMR CNRS 6066, Université de Technologie de Compiègne FRANCE
(2) Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) UMR CNRS 6613, Le Mans, FRANCE

Philippe.Gatignol@utc.fr, Catherine.Potel@univ-lemans.fr

Proc. 6ème Congrès Français d'Acoustique, Lille, 8-11 Avril 2002

Interaction d'un faisceau ultrasonore avec un bi-couche comportant un défaut de dimensions finies

Bruno VACOSSIN[a,b], Catherine POTEL[c], Philippe GATIGNOL[a], Jean-François de BELLEVAL[a]

[a] *Université de Technologie de Compiègne, Laboratoire Roberval, UMR CNRS 6066, BP 20 529, 60205 Compiègne Cedex, France.*
[b] *Université de Picardie Jules Verne, IUT de l'Aisne, Département O.G.P. de Soissons, France*
[c] *Université du Maine, Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM), UMR CNRS 6613, Avenue Olivier Messiaen, 72 085 Le Mans Cedex 9, France.*

RESUME
L'objectif de l'étude est de décrire l'interaction d'un faisceau ultrasonore avec des matériaux composites comportant des défauts. La structure est ici constituée de deux couches élastiques anisotropes, encastrées le long de leur interface commune, et plongées dans un fluide environnant où sont situés l'émetteur et le récepteur. Le défaut est représenté par une portion finie de l'interface le long de laquelle la condition d'encastrement est remplacée par une condition de type collage pouvant aller jusqu'au délaminage. Le problème est traité en géométrie bidimensionnelle, par une méthode de superposition d'ondes planes mettant en œuvre des transformations de Fourier spatiales. La méthode proposée consiste à traiter l'interface avec défaut fini comme un plan émetteur (réémission passive). Dans le cadre de l'approximation de Kirchhoff, les données de contraintes ou de déplacement sur l'interface, pour la réémission, sont déduites de deux calculs préalables pour lesquels le faisceau incident interagit d'une part avec la structure saine (parfaitement encastrée) et d'autre part avec la structure comportant le défaut de type collage sur la totalité de l'interface. La comparaison entre cette méthode et la Théorie Géométrique de la Diffraction pour un défaut en milieu fluide infini conduit à un bon accord. La méthode est d'abord appliquée à une structure à comportement fluide pour laquelle le défaut d'interface est représenté par une condition de pression nulle. Les données de réémission, en pression ou en vitesse normale, conduisent à des résultats très proches en ce qui concerne le champ de pression rétrodiffusé dans le fluide extérieur.

I. INTRODUCTION

L'objectif de l'étude est de décrire l'interaction d'un faisceau ultrasonore monochromatique se propageant dans un fluide, avec une structure constituée de deux couches anisotropes d'épaisseurs h^1 et h^2, et comportant un défaut de longueur 2L, situé à l'interface séparant ces deux couches (voir Fig. 1).

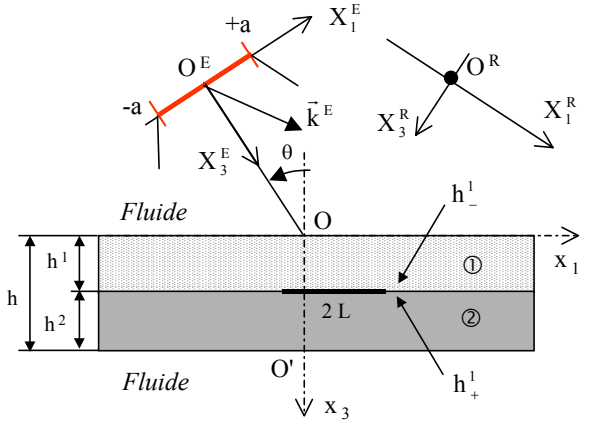

Figure 1. *Faisceau ultrasonore incident impactant une structure bi-couche anisotrope comportant un défaut de dimensions finies (longueur 2L).*

Lorsque la structure est saine, la liaison entre les deux couches est de type encastrement, le défaut introduisant un affaiblissement de l'encastrement, et pouvant être modélisé par une condition de type collage.

Si la modélisation par une telle condition d'un défaut de taille infinie, parallèle aux interfaces, ne pose pas de problème majeur [1-3], en revanche, la modélisation d'un défaut de taille finie est plus complexe et fait souvent l'objet de l'introduction de fonctions de Green [4,5].

La méthode exposée ici consiste à utiliser la décomposition du faisceau ultrasonore en ondes planes [6,7] et à calculer les champs de déplacement ou de contrainte sur l'interface séparant les deux couches, dans le cas d'une structure saine et d'une structure comportant un défaut de taille infinie. La modélisation du champ ultrasonore en présence d'un défaut de taille finie se fait ensuite, sous l'approximation de Kirchhoff, en mixant les champs de contrainte ou de déplacement précédemment obtenus, sur l'interface où se situe le défaut. Le défaut se comporte alors à son tour comme un émetteur qui réémet un champ diffusé, d'où le nom de "*méthode de réémission passive*" que nous proposons.

Dans le cas le plus simple de l'interaction d'une onde plane monochromatique avec un défaut (fente de pression nulle de longueur 2L) dans un milieu fluide infini, la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD)

permet d'obtenir une représentation du champ diffusé par le défaut. La comparaison avec le champ obtenu par la méthode de réémission passive donne un bon accord en dehors de la zone d'invalidité de la TGD, ce qui permet de valider le principe de la méthode proposée (voir Fig. 2).

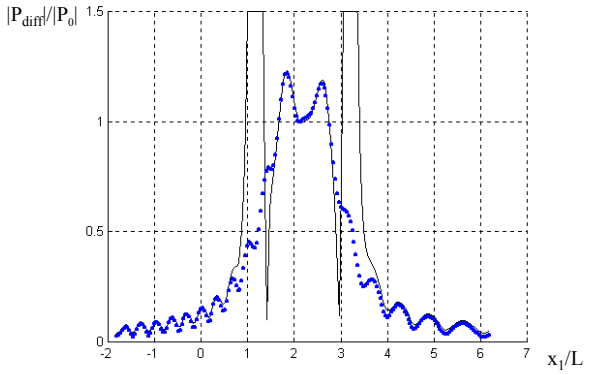

Figure 2. *Champ diffusé par un défaut de pression nulle dans un fluide infini (coupe parallèle au défaut), sous une incidence égale à 20°, avec kL = 60. Courbe en trait continu obtenue par la TGD, courbe en pointillés obtenue par la méthode de réémission passive.*

Voyons maintenant l'exposé détaillé de la méthode, dans le cas le plus général des milieux solides anisotropes.

II. MODELE EN ONDES PLANES

II.1. Modélisation du défaut infini

La première étape consiste à modéliser l'interaction d'une onde plane monochromatique avec la structure, lorsque le défaut est de dimensions infinies à l'interface séparant les couches ① et ②. Les conditions aux limites ne sont alors plus de type encastrement, mais de type collage, et font intervenir une relation de proportionnalité entre les contraintes et les sauts de déplacements [1-3], qui peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\sigma_{i3} = \sum_{j=1}^{3} K_{ij}\, \Delta u_j \quad , \qquad (1)$$

avec :

σ_{i3} : ième composante du vecteur contrainte au niveau de l'interface (i=1, 2, 3),

Δu_j : jème composante du vecteur différence de déplacements de part et d'autre de l'interface (j=1, 2, 3),

K_{ij} : coefficients de la matrice des raideurs.

II.2. Valeurs types des raideurs

Dans le cas d'une structure saine ou avec défaut infini, l'écriture des conditions aux limites permet de déterminer les coefficients de réflexion et de transmission d'une onde plane dans le milieu fluide environnant.

La Figure 3 présente l'évolution du module des coefficients de réflexion et de transmission dans l'eau, avec la valeur des coefficients de la matrice des raideurs [K]. Les deux couches sont en Carbone/Epoxyde (dont les caractéristiques peuvent être trouvées dans la ref. [8]), d'axes A_6 parallèles respectivement à l'axe x_1 et à l'axe x_2 pour les couches ① et ②. La fréquence de l'onde incidente est égale à 1 MHz et l'angle d'incidence est égal à 10°. L'épaisseur de chaque couche est 0.13 mm. La matrice [K] est ici diagonale, les éléments de la diagonale étant tous égaux. Si tous les coefficients de la matrice [K] sont nuls, le défaut modélisé correspond à un délaminage. Si les éléments de la diagonale sont infinis, la liaison est de type encastrement.

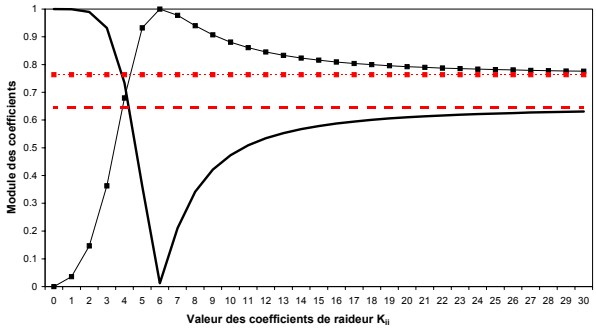

Figure 3. *Modules des coefficients de transmission (lignes avec carrés) et des coefficients de réflexion (lignes sans carrés), pour un encastrement parfait (traits pointillés) et pour une condition de type collage (traits continus), en fonction de K_{ii} (en 10^{12} N/m^3).*

Les courbes de la Figure 3 permettent d'étalonner les valeurs des coefficients de la matrice de raideur. Ainsi, pour des valeurs faibles de K_{ii} comprises entre 0 et 1 N/m^3, le module du coefficient de réflexion obtenu est proche de 1 (délaminage complet) et le coefficient de transmission est proche de 0. Plus K_{ii} augmente, plus les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission obtenues sont proches de celles d'un bi-couche sans défaut (encastrement parfait).

III. INTERACTION D'UN FAISCEAU ULTRASONORE MONOCHROMATIQUE AVEC UN DEFAUT FINI

Afin de prendre en compte la géométrie du transducteur et la nature du faisceau acoustique ultrasonore émis, la méthode choisie est de décomposer le faisceau monochromatique en ondes planes [6]. L'étude est faite ici en géométrie bidimensionnelle.

III.1. Représentation du faisceau par décomposition en ondes planes

Soit une onde plane monochromatique de vecteur nombre d'onde $\vec{k}^{E}$ se propageant dans le fluide. On note M et $\mathscr{R}^{E} = \left(O^{E}, X_1^{E}, X_3^{E}\right)$ respectivement un point et un

repère du plan. Tout champ acoustique, représenté ici par son vecteur déplacement $\vec{u}^{E}\left(X_1^E, X_3^E\right)$ peut être construit en tout point M, au facteur $e^{i\omega t}$ près, comme une superposition de tous les champs acoustiques d'ondes planes (longitudinales) se propageant vers les $x_3 > 0$, paramétrée en K_1^E :

$$\vec{u}^{E}\left(X_1^E, X_3^E\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{U}^{E}\left(K_1^E\right) e^{-i\vec{k}^E \cdot \overrightarrow{O^E M}} \, d K_1^E \quad , \qquad (2)$$

où K_1^E et K_3^E (donné par la relation de dispersion dans le fluide) sont les projections du vecteur d'onde $\vec{k}^E$ sur la base associée au repère $\mathscr{R}^E$. Le faisceau d'ondes émis par le transducteur est défini par la donnée du déplacement normal $u_3^E(X_1^E, 0)$ sur la face avant du transducteur. Une transformée de Fourier par rapport à X_1^E, calculée numériquement par une FFT, permet d'obtenir $U_3^E(K_1^E)$, et par suite, de représenter le faisceau comme une somme d'ondes planes [6] et de résoudre le problème de propagation dans la structure bi-couche.

III.2. Prise en compte du défaut fini par une méthode de réémission passive

Les vecteurs déplacements et contraintes en ondes planes à l'interface séparant les couches ① et ② sont tout d'abord obtenus par l'écriture des conditions aux limites [8]. Le champ de déplacement ${}_{\gamma}\vec{u}\left(x_1, h^1\right)$ ou le champ de contraintes ${}_{\gamma}\sigma_{i3}\left(x_1, h^1\right)$ à l'interface séparant les deux couches, en h^1, est ensuite calculé par transformée de Fourier inverse par rapport à k_1, où k_1 est la projection du nombre d'onde de toutes les ondes sur l'axe x_1, parallèle aux interfaces. Ce calcul est fait d'une part pour un milieu sain ne comportant pas de défaut ($\gamma = 0$), et d'autre part pour un milieu comportant un défaut infini ($\gamma = 1$). Il est à noter que lorsque le milieu comporte un défaut, le champ de déplacement n'est pas le même de part et d'autre de l'interface, en h_-^1 ou en h_+^1 (voir Fig. 1).

Dans la méthode de réémission passive, et sous l'approximation de Kirchhoff, la donnée sur l'interface avec défaut fini est obtenue par mixage des deux champs précédents. Ce mixage se fait soit en déplacement, soit en contraintes. A titre d'exemple, prenons le cas de la réflexion. Dans le cas d'une réémission en déplacement, au niveau du défaut, le déplacement est pris égal à la différence des déplacements précédemment calculés avec ou sans défaut,

$$\vec{u}^{d}\left(x_1, h_-^1\right) = {}_1\vec{u}\left(x_1, h_-^1\right) - {}_0\vec{u}\left(x_1, h^1\right) \quad , \qquad (3)$$

et en dehors du défaut, le déplacement est nul :

$$\vec{u}^{d}\left(x_1, h^1\right) = 0 \quad . \qquad (4)$$

Cela revient à considérer que le champ est perturbé par la présence du défaut, par rapport au cas où la structure est saine. La situation est donc maintenant la même que dans le cas du § III.1 au niveau de l'émetteur : l'interface avec défaut fini est traitée comme un plan émetteur (vers les $x_3 < 0$ ou vers les $x_3 > 0$), avec, par exemple, une condition de déplacement sur l'interface en $x_3 = h^1$. Le raisonnement est analogue avec une condition en contrainte.

Dans le cas de la réflexion, il faut ensuite calculer le champ rétro-propagé vers les $x_3 < 0$. De la même manière qu'au § III.1, une transformée de Fourier de $\vec{u}^{d}\left(x_1, h_-^1\right)$ par rapport à x_1 permet d'obtenir la densité spectrale de déplacement $\vec{U}^{d}\left(k_1; x_3 = h_-^1\right)$.

Une fois le problème de propagation résolu, en ondes planes, par écriture des conditions aux limites, le champ diffusé s'obtient par transformée de Fourier inverse par rapport à k_1 ou à K_1^R :

$$\vec{u}^{d}\left(X_1^R, X_3^R\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}^{R}\left(K_1^R\right) e^{i\left(\vec{k}^R \cdot \overrightarrow{O^R O}\right)} \vec{n}^{R} e^{-i\left(K_1^R X_1^R + K_3^R X_3^R\right)} \, d K_1^R \quad , \qquad (5)$$

où K_1^R et K_3^R sont les projections du vecteur d'onde réfléchi courant $\vec{k}^R = \left\|\vec{k}^R\right\| \vec{n}^R$ sur la base associée au repère $\mathscr{R}^R = \left(O^R, X_1^R, X_3^R\right)$, lié au plan d'inspection du champ réfléchi (voir Fig. 1). Le champ réfléchi sur la structure avec défaut se présente alors comme la somme du champ réfléchi calculé en l'absence de défaut ${}_0\vec{u}^{R}\left(X_1^R, X_3^R\right)$ et du champ réfléchi calculé par la méthode précédente $\vec{u}^{d}\left(X_1^R, X_3^R\right)$:

$$\vec{u}^{R}\left(X_1^R, X_3^R\right) = {}_0\vec{u}^{R}\left(X_1^R, X_3^R\right) + \vec{u}^{d}\left(X_1^R, X_3^R\right), \qquad (6)$$

III.3. Résultats pour un modèle purement fluide

Des premiers résultats, obtenus dans le cas plus simple de milieux fluides sont présentés dans ce paragraphe. La configuration géométrique est donnée sur la figure 4.

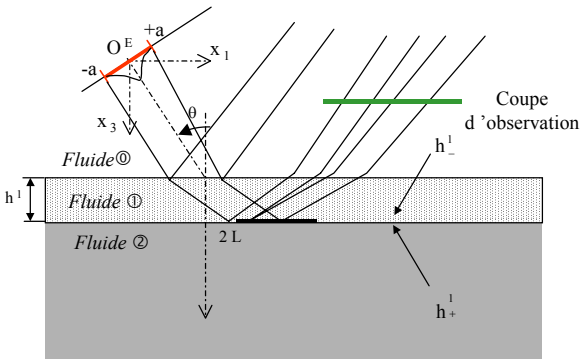

Figure 4. *Faisceau gaussien monochromatique, émis par un transducteur de rayon a, insonifiant une structure fluide*

Le défaut (fente de pression nulle de longueur 2L = 1,5 a) est situé à l'interface séparant la couche fluide ① d'épaisseur h^1 du milieu fluide infini ②. Les paramètres $k_i = \omega / c_i$ et ρ_i (i=0,1,2) désignent respectivement le nombre d'onde et la masse volumique dans chaque milieu fluide.
Les courbes de la figure 5 représentent les champs de pression obtenus selon une coupe réalisée à une distance verticale égale à 4a de l'interface (voir Fig. 4), pour les valeurs suivantes des paramètres : $k_0\, a = 80$, $k_1\, a = 40$, $k_2\, a = 30$, $\rho_0 = 0{,}2\, \rho_1$, $\rho_1 = \rho_2$, $\theta = 20°$.

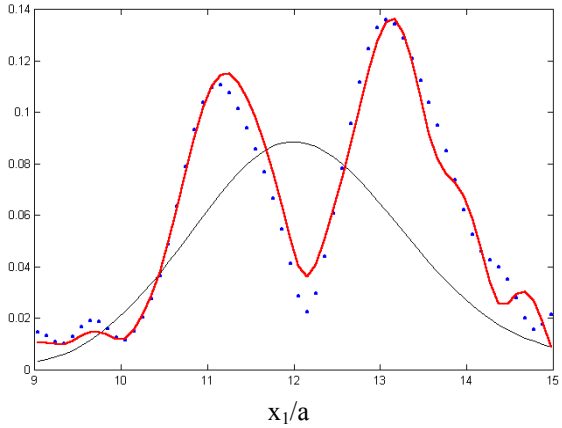

Figure 5. *Comparaison des champs de pression totale (rapportée à la pression au centre du transducteur émetteur) pour un milieu sain (trait continu fin) et pour un milieu comportant un défaut de dimensions finies, par utilisation de la méthode de réémission passive. Trait continu épais : réémission en pression, trait pointillé : réémission en vitesse.*

Les pressions obtenues à partir d'une réémission en pression ou à partir d'une réémission en vitesse sont très proches l'une de l'autre, ce qui permet d'avoir une bonne confiance dans la méthode.

IV. CONCLUSION

On a proposé et mis en œuvre une méthode de "réémission passive", dans le cadre de l'approximation de Kirchhoff, pour le calcul du champ diffusé par un défaut d'interface dans une structure bi-couche anisotrope soumise à un faisceau ultrasonore monochromatique.

La méthode a pu être comparée avec succès à la Théorie Géométrique de la Diffraction pour un défaut simple en fluide infini.

Les premiers résultats obtenus pour une structure constituée de deux milieux fluides sont encourageants. En particulier, il y a peu de différences entre les champs de pression rétrodiffusés calculés pour une donnée de réémission en pression ou en vitesse normale sur l'interface avec défaut.

La méthode ainsi mise au point permettra d'une part de réaliser un certain nombre d'études sur l'influence des divers paramètres du problème : fréquence, épaisseurs des couches, taille du défaut, incidence, etc… D'autre part, l'extension au cas des multicouches élastiques anisotropes conduira à un outil de simulation applicable à des matériaux composites d'intérêt industriel.

REFERENCES

[1] A. Pilarski, J.L. Rose; "A transverse-wave ultrasonic oblique-incidence technique for interfacial weakness detection in adhesive bonds" J. Appl. Phys., **63**, 300-307, (1988).

[2] Y. Benelmostafa, J.F. de Belleval, N. Mercier, I. Molinero, "Modélisation numérique de la propagation des ultrasons dans un milieu multicouche. Application aux collages", 1er Cong. Français d'Acoust., Suppl. J. Phys., **51**, C2 1257-C2 1260, (1990)

[3] M. Lowe, P. Cawley, "The influence of the modal properties of a stiff layer embedded in a solid medium on the filed generated in the layer by a finite-sized transducer", J. Acoust. Soc. Am., **97**, 1638-1649, (1995).

[4] S. H. Hirose, J.D. Achenbach, "Higher harmonics in the far field due to dynamic crack-face contacting", J. Acoust. Soc. Am., **93**, 142-147, (1993)

[5] I.T. Lu, L.B. Felsen, J.M. Klosner, C. Gabay, "Beams and modes for scattering from weak bonding flaws in a layered aluminium plate", J. Acoust. Soc. Am., **88**, 496-504, (1990)

[6] J.W. Goodman, "*Introduction to Fourier optics*", McGraw-Hill Book Company, New-York, (1968)

[7] A.U. Rehman, C. Potel, J.F. de Belleval, "Numerical modeling of the effects on reflected acoustic field for the changes in internal layer orientation of a composite", Ultrasonics, **36**, 343-348, (1998)

[8] C. Potel, J.F de Belleval, Propagation in a periodically anisotropic multilayed media, J. Acoust. Soc. Am., **93**, 2669-2677, (1993).