TREIZIÈME COLLOQUE GRETSI - JUAN-LES-PINS DU 16 AU 20 SEPTEMBRE 1991

TRAITEMENT DE SIGNAUX DE CONTROLE NON DESTRUCTIF ULTRASONORE PAR ANALYSE EN ONDELETTES

P. LASAYGUES, J.P. LEFEBVRE

Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, 31 Ch. Joseph-Aiguier
13402 Marseille cedex 9

RÉSUMÉ

Le présent travail est axé sur le problème de la détection par échographie d'une fissure sous revêtement. Il porte à la fois sur l'aspect modélisation et sur l'aspect traitement du signal. Pour modéliser la diffraction, nous avons choisi l'approximation de monodiffusion (Born et optique physique) qui s'avère très efficace pour ce type de problème. Comme outil de traitement du signal, nous avons choisi l'analyse en ondelettes, très adaptée d'une part à la discrimination de signaux et d'autre part à la validation ou non des modèles .

ABSTRACT

This paper is related to the problem of echographic detection of crack under coatings. It is concerned with both modelization and signal processing. For the modelization of scattering, we have chosen monoscattering approximations (Born for interfaces in material, Physical Optics for cracks) that appear to be very efficient for the problem. As a tool for signal processing, we have chosen a time-scale method, the wavelet analysis, that appears to be very well suited for signal discrimination.

1. INTRODUCTION

L'échographie est la technique de base du Contrôle Non Destructif par ultrasons. Elle consiste à exploiter les échos provenant des diverses inhomogénéités rencontrées par l'onde. Deux phénomènes extrêmes jouent un rôle important dans la formation des échos: les réflexions, dues aux objets de grande dimension devant la longueur d'onde (interfaces,...) et les diffusions provoquées par les objets de petite dimension devant la longueur d'onde (inclusions,...). On montre que les signaux de réflexion sont en gros des copies du signal émis par le transducteur, et les signaux de diffusion des copies de la dérivée seconde de ce signal /1/. On peut donc s'attendre à ce que les objets de dimension intermédiaire, comme les têtes de fissure, donnent des signatures intermédiaires. C'est effectivement ce qu'on constate expérimentalement: un écho d'inclusion est sensiblement la dérivée d'un écho de tête de fissure, et lui-même donc la dérivée d'un écho d'interface. D'où la méthode de discrimination de signaux de fissures /2/ qui consiste à apprécier si un signal échographique est proche d'un écho de diffusion (défaut ponctuel - faible nocivité) ou de son intégrale (bord de fissure - forte nocivité).

Le but de la présente étude est d'une part de fournir un fondement théorique aussi simple que possible à cette méthode de discrimination, d'autre part de la doter d'un outil de traitement du signal adapté. Pour le premier point nous avons choisi les approximations de l'optique physique et de Born qui sont un bon compromis simplicité-qualité. Pour le second point nous avons choisi une technique temps-échelle, l'analyse en ondelettes, l'idée étant de discriminer les signatures dans le plan spectral tout en conservant une bonne localisation temporelle, c'est à dire spatial puisqu'il s'agit d'échographie.

2. MODELISATION

On s'intéresse à la diffraction d'une impulsion ultrasonore large bande par une fissure. Dans le cadre de l'approximation de Born (obstacle pénétrable), ou celle de l'Optique Physique (obstacle impénétrable), on montre que la réponse impulsionnelle en rétrodiffusion à grande distance $H_R(t)$ est proportionnelle à la dérivée seconde de la fonction d'aire A(x) de l'obstacle dans la direction Ox d'émission-réception considérée, avec le changement de variable espace-temps de parcours $x = \frac{ct}{2}$:

$$H_R(t) = -\frac{c}{8\pi}\left(\frac{d^2A(x)}{dx^2}\right)_{x=\frac{ct}{2}}$$

Cette identité est connue en électromagnétisme sous le nom d'identité de Bojarski /3/. Son inversion est l'identité de POFFIS (Physical Optics Far Field Inverse Scattering), utilisée en radar pour déterminer la fonction d'aire d'un obstacle.

En échographie, le même transducteur est utilisé, en régime impulsionnel, à la fois comme émetteur et comme récepteur, de sorte que le signal recueilli est la convolution de la réponse impulsionnelle en rétrodiffusion du milieu avec la réponse impulsionnelle en réflexion de la chaine, définie comme la réponse à un réflecteur plan parfait normal.

Si nous modélisons la fissure par un demi-plan réfléchissant (condition de Dirichlet), sa fonction d'aire est un échelon de Heaviside et sa dérivée seconde la dérivée d'un "Dirac". La réponse impulsionnelle en rétrodiffusion de la fissure est donc la dérivée d'un "Dirac" et sa convolution avec la réponse impulsionnelle en réflexion de la chaîne la dérivée de cette dernière, c'est à dire la dérivée d'un écho d'interface normal. C'est bien le résultat attendu.

3. TRAITEMENT DES SIGNAUX

Nous avons choisi l'analyse en ondelettes, plus précisément l'analyse surabondante /4/ qui présente à la fois les avantages de l'analyse continue (présentation des résultats sous forme d'images facilitant les analyses) et de l'analyse discrète (orthogonalité des voies entières).

Cette analyse consiste à associer à un signal S(t) la suite:

$$\chi^{a,b} = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi^{a,b}(t)\, S(t)\, dt\,,$$

où $\Psi^{a,b}(t) = \sqrt{a}\,\Psi\left[a\left(t-\frac{b}{a}\right)\right]$ est une version comprimée (du facteur a) et translatée (de la quantité $\frac{b}{a}$) de l'ondelette analysante $\Psi(t)$.

L'ondelette analysante que nous avons choisie est celle de Meyer-Jaffard [5]. Elle a les propriétés suivantes : son spectre est centré en $\frac{2}{3}U_f$ (U_f étant une unité fréquentielle de référence), a une largeur totale de 2 octaves et une largeur de bande à 3 dB de 1 octave. Cette fonction est réelle et inférieure à 10^{-3} en dehors d'un intervalle de longueur 13 U_t ($U_t = U_f^{-1}$ est l'unité temporelle de référence) centré sur $\frac{1}{2}U_t$.

La construction s'effectue dans le plan fréquentiel. On part d'une fonction $\theta(v)$ donnée par :

$$\theta(v) = \left\{\int_0^v u^7(1-u)^7\,du\right\}\left\{\int_0^1 u^7(1-u)^7\,du\right\}^{-1} \quad v \in [0,1]$$

On définit la fonction $\Gamma(\upsilon)$ par :

$$\Gamma(\upsilon) = \theta(3\upsilon-1) \text{ si } \upsilon \in [\tfrac{1}{3},\tfrac{2}{3}],\ = \theta(2-3\upsilon/2) \text{ si } \upsilon \in [\tfrac{2}{3},\tfrac{4}{3}],$$
$$= 0 \text{ ailleurs.}$$

Alors $\Psi(t)$ a pour spectre :

$$\hat{\Psi}(\upsilon) = \frac{1}{\sqrt{U_f}} e^{-2i\pi\upsilon/2U_f} \sqrt{\Gamma\left(\frac{\upsilon}{U_f}\right)}$$

Par transformation de Fourier inverse, on a $\Psi(t)$.

A cette fonction, on associe la famille de fonctions $\Psi_{j,k}$ ($a=2^j$ et $b = k\,U_t$, avec j et k entiers relatifs) définie par :

$$\Psi_{j,k}(t) = \sqrt{2^j}\,\Psi\left[2^j\left(t-\frac{k}{2^j}U_t\right)\right]$$

Cet ensemble de fonctions est une base orthogonale sur laquelle on peut développer toute fonction réelle du temps t. La fonction $\Psi_{j,k}(t)$ est essentiellement concentrée autour de $t = 2^{-j}(t-\frac{1}{2})U_t$ et son spectre est centré en $\frac{2^{j+1}}{3}U_f$:

$$\hat{\Psi}_{j,k}(\upsilon) = (2^j U_f)^{-1/2} \exp\left(-2i\pi\upsilon\,\frac{(k+\frac{1}{2})\,U_t}{2^j}\right)\sqrt{\Gamma\left(\frac{\upsilon}{2^j}U_t\right)}$$

Par transformation de Fourier inverse, on a $\Psi_{j,k}(t)$.

Tout le problème réside dans le choix des paramètres de dilatation-compression j et de translation k. Pour les étudier, on traitera le cas d'un signal s(t) échantillonné, comportant N points. Choisissons comme unité de référence fréquentielle $U_f = F_e$, <u>la fréquence d'échantillonnage du signal S</u> ; alors l'unité temporelle sera donnée par $U_t = \frac{1}{F_e}$, période d'échantillonnage.

Pour l'étude fréquentielle, on a vu que le spectre de fréquences positives de l'ondelette $\Psi_{j,k}$ est maximum à la fréquence $\upsilon^o{}_j = \frac{2^{j+1}}{3}U_f$ et qu'il est non nul sur l'intervalle : $\left[\frac{2^j}{3}U_f, \frac{2^{j+2}}{3}U_f\right]$. On donne dans le tableau suivant, successivement la fréquence centrale υ^o de l'ondelette $\Psi_{j,k}$, la bande positive et l'intervalle d'interaction entre le spectre du signal et celui de l'ondelette pour les voies -1, 0, 1 :

Voie J	υ^o	$[B^+]$	Intervalle d'interaction
1	$\frac{4F_e}{3}$	$\left[\frac{2F_e}{3}, \frac{8F_e}{3}\right]$	$\varnothing$
0	$\frac{2F_e}{3}$	$\left[\frac{F_e}{3}, \frac{4F_e}{3}\right]$	$\left[\frac{F_e}{3}, \frac{F_e}{2}\right]$
−1	$\frac{F_e}{3}$	$\left[\frac{F_e}{6}, \frac{2F_e}{3}\right]$	$\left[\frac{F_e}{6}, \frac{F_e}{2}\right]$

En conclusion, on ne considère que les voies j≤0 et donc on ne fait que des dilatations temporelles de l'ondelette analysante. Par ailleurs, on a toujours affaire à des signaux suffisamment sur-échantillonnés pour que le spectre du signal soit quasi nul au delà de $\frac{F_e}{3}$. La voie j=0 ne sera donc généralement pas calculée.

Pour l'étude temporelle, on a vu que les ondelettes $\Psi_{j,k}$ étaient centrées sur un temps $t_{j,k} = 2^{-j}\,(t - \frac{1}{2})\,U_t$ et alors, on choisira k tel que $t_{jk} \in [0,T]$, l'intervalle sur lequel est défini le signal $(T = N\Delta t = \frac{N}{F_e})$. Ainsi, comme k est un entier, on considérera l'intervalle : $k \in \left[\,0\,, 2^j N - 1\,\right]$ qui comporte donc $2^j N$ points. Si $N = 2^p$, le paramètre de dilatation j appartient à l'intervalle compris entre -1 et -p, soit un total de p voies.

Les coefficients d'ondelettes associés à une fonction S(t) sont définis comme les projections de S(t) sur cette base orthogonale, c.a.d. par un produit scalaire, que l'on peut écrire simplement comme l'intercorrélation entre le signal S(t) et l'ondelette centrée à la voie j, prise aux points $t_{j,k} = \frac{k}{2^j} U_t$:

$$\chi_{j,k} = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{j,k}(t)\, S(t)\, dt \Rightarrow \chi_{j,k} = \left[S * \Psi^{\#}_{j,o}\right] \left(\frac{k}{2^j} U_t\right)$$

Par cette décomposition, on obtient une information relativement localisée à la fois en fréquence et en temps puisque l'ondelette $\Psi_{j,k}$ est assez bien localisée dans ces deux espaces.

On parle d'analyse surabondante lorsqu'on étend les définitions précédentes au cas de voies non entières: de $j \in Z$ on passe à $\gamma \in R$. Dans ce cas on préfère utiliser les ondelettes $\phi_{\gamma,o}$, dont le spectre est nul pour les fréquences négatives, valant deux fois celui de $\Psi_{\gamma,o}$ pour les fréquences positives. Ainsi lorsqu'on calcule les coefficients $\chi_\gamma\,(t)$, on écrit :

$$\chi_\gamma(t) = \frac{2}{\sqrt{2^\gamma U_f}} \int_0^{\infty} S(t)\,\left(\mathrm{Re}(\phi_{\gamma,o}(t)) - i\,\mathrm{Im}(\phi_{\gamma,o}(t))\right)\, d\upsilon$$

$\chi_\gamma\,(t) = \mathrm{Re}(\chi_\gamma\,(t)) + i\,\mathrm{Im}(\chi_\gamma\,(t))$ est complexe et si on prend le module de ces coefficients $|\chi_\gamma(t)|$, on détermine, exactement, "l'enveloppe" des différentes décompositions sur chaque voie du signal S(t).

Nous avons mis au point des logiciels rapides à base de FFT et les avons utilisés d'une part comme outil de discrimination entre signature d'interface fissuré et signature d'interface sain (comparaison entre les deux signatures), d'autre part comme aide pour évaluer la qualité des modélisations proposées (comparaisons signaux expérimentaux- simulations).

4. APPLICATION A UNE FISSURE SOUS REVETEMENT

On s'est intéressé au problème industriel de la détection d'une fissure dans une pièce massive (10 cm d'épaisseur) en acier munie d'un revêtement épais (1cm) en acier inoxydable. Ce revêtement étant obtenu par soudure de couches successives, l'interface est plus ou moins plan mais son contraste est très faible (impédances acoustiques des deux aciers très voisines) de sorte que l'approximation de Born se justifie. La fissure, lorsqu'elle existe, présente la particularité de déboucher le plus souvent à l'interface (c'est alors qu'elle est la plus nocive) perpendiculairement à lui, de sorte qu'en inspection normale l'écho de tête de fissure est confondu avec celui de l'interface et donc complètement masqué. Le problème n'est donc pas simplement de discriminer un écho de fissure d'un écho d'interface, mais un écho d'interface fissuré d'un écho d'interface sain. En faisant l'hypothèse apparemment réaliste de monodiffusion (échos très faibles) le problème de diffraction est linéarisé, et on obtient la réponse en diffraction de l'interface fissuré par simple superposition des réponses de l'interface et de la fissure.

5. CONCLUSION

On constate:

- d'une part une bonne concordance théorie-expérience, tant pour la signature de la fissure (figure 1) que pour celle de l'interface fissuré (figure 2), et ceci tant sur les signaux eux-même que sur leurs analyses en ondelettes. La modélisation proposée est donc très satisfaisante en ce sens qu'elle est à la fois simple et efficace.
- d'autre part la bonne qualité de l'outil "ondelettes", adapté aussi bien à la validation de modèles (figures 1 et 2) qu'à la discrimination de signatures et donc à l'analyse de signaux de contrôle non destructif (distinction interface fissuré/sain, figure 3).

6. BIBLIOGRAPHIE

/1/ P.M. Morse, K.U. Ingard, Theoretical acoustics,
Mc Mraw-Hill Book company, NY 1968.

/2/ D. De Vadder, M. Dosso, Caractérisation ultrasonore des bords de fissure par traitement numérique du signal, Proc. 3rd. Europ. Conf. Nondestructive Testing, Firenze (I), t.5, pp.362-374, 1984.

/3/ N. Bojarski, A survey of the Physical Optics Inverse Scattering Identity, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-30, n°5, pp. 980-989, 1982.

/4/ V. Perier, C. Basdevant, La décomposition en ondelettes périodiques, un outil pour l'analyse des champs inhomogènes, La Recherche Aérospatiale, n°1989-3, pp. 53-67, 1989.