



HAL
open science

Interaction résonnante entre deux tubes élastiques : comparaison théorie-expérience

E. Kheddioui, J.-M. Conoir, P. Pareige, J.-L. Izbicki

► **To cite this version:**

E. Kheddioui, J.-M. Conoir, P. Pareige, J.-L. Izbicki. Interaction résonnante entre deux tubes élastiques : comparaison théorie-expérience. *Journal de Physique IV Proceedings*, 1994, 04 (C5), pp.C5-857-C5-860. 10.1051/jp4:19945186 . jpa-00252868

HAL Id: jpa-00252868

<https://hal.science/jpa-00252868>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

Interaction résonnante entre deux tubes élastiques : comparaison théorie-expérience

E.K. KHEDDIOUI, J.-M. CONOIR, P. PAREIGE et J.-L. IZBICKI

Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique, URA 1373 du CNRS, Place R. Schuman, 76610 Le Havre, France

Abstract : The scattering of two adjacent parallel elastic cylindrical shell is studied on the theoretical and experimental points of view. The resonant behaviour of the target is experimentally shown, in particular the interaction resonances. The obtention of the amplitude of the scattered pressure allow us to obtain a theoretical resonance spectrum . The comparison between theoretical and experimental data is good.

1.Introduction

La théorie de la diffusion multiple a été développée pour une assez grande variété d'obstacles et par plusieurs auteurs [1-4]. En ce qui concerne la diffusion par une infinité d'objets cylindriques parallèles entre eux, la théorie générale a été présentée par Dumery [2] . Pour deux cylindres rigides (le déplacement est nul à la surface des diffuseurs), une comparaison théorie expérience a été effectuée par Young et Bertrand [5] . L'objet de cette communication est d'étudier théoriquement et expérimentalement la diffusion multiple par deux tubes élastiques . On s' intéresse donc principalement à l' interaction résonnante entre les deux diffuseurs, à sa nature, et à la façon dont on peut l'évaluer. La configuration examinée est celle où l'onde incidente se propageant dans le fluide rencontre le premier tube mais ne voit pas le second (cf. fig 1), cette configuration est dite " en éclipse" .

2.Théorie

La théorie générale développée dans la référence [2] permet le calcul de la diffusion par les deux tubes élastiques, mais ne fait pas apparaître explicitement le phénomène d'interaction entre les diffuseurs.Ce phénomène d'interaction correspond intuitivement à des "aller et retour" entre les tubes, et c'est ce qu' on cherche à mettre en évidence dans ce paragraphe.D'une façon globale, la diffusion Φ^S par les deux cibles est représentée par la somme des pressions diffusées par les tubes 1 et 2 , soient (k est la norme du vecteur d'onde dans le fluide) :

$$\Phi_1^S = \sum_n A_n H_n^{(1)}(k r_1) e^{in\vartheta_1} , \quad (1) \quad , \quad \Phi_2^S = \sum_n B_n H_n^{(1)}(k r_2) e^{in\vartheta_2} , \quad (2)$$

où les coefficients A_n et B_n sont déterminés en écrivant les conditions de continuité aux interfaces des diffuseurs. En reprenant l'approche de Young et Bertrand , on peut faire le changement de variable

$$C_n^- = A_n \quad , \quad C_n^+ = (-1)^n B_{-n} \quad , \quad (3)$$

et on obtient la relation

$$C_n^\pm = d_n i^{-n} i^{\pm n} e^{\pm ikb} + \sum_m M_{nm} C_m^\mp \quad (4)$$

qui permet le calcul des coefficients A_n et B_n . On remarquera que la relation (4) est "symétrique" par rapport à C_n^\pm et C_n^\mp , ce qui provient du changement de variable (3). Dans la relation (4), le coefficient d_n représente la diffusion par un tube seul, et apparaît un opérateur M qui a pour composantes

$$M_{nm} = d_n i^{-n-m} H_{n+m}^{(1)}(2kb) \quad . \quad (5)$$

La résolution de (4) se fait de la façon suivante, on pose

$$K_n^\pm = d_n i^{-n} i^{\pm n} \quad , \quad (6)$$

ce qui définit un vecteur \vec{K}^\pm , et après avoir mis (4) sous la forme de deux équations matricielles ayant pour inconnues les vecteurs \vec{C}^\pm , on obtient par élimination

$$\vec{C}^\pm = (1 - M^2)^{-1} [e^{\pm ikb} \vec{K}^\pm + e^{\mp ikb} M \vec{K}^\mp] \quad . \quad (7)$$

Pour décrire les interactions entre les deux tubes, il est nécessaire d'introduire une description locale où la diffusion de chaque tube apparaît explicitement, ce qui est obtenu par le développement en série suivant :

$$(1 - M^2)^{-1} = \sum_{p=0}^{\infty} M^{2p} \quad , \quad (8)$$

après avoir vérifié que la série (8) était convergente. Lorsqu'on remplace (8) dans (7), et (7) dans (1) et (2), on montre que le champ diffusé s'exprime comme une suite d'interactions, ce que l'on cherchait à montrer. On décrit en fait la situation suivante : le tube 1 reçoit l'onde incidente qu'il diffuse dans toutes les directions. Une partie de cette pression diffusée devient incidente sur le tube 2. Le tube 2 diffuse à son tour l'onde qu'il reçoit et la renvoie vers le tube 1. Celui-ci, après un nouveau processus de diffusion, va renvoyer des ondes dans le fluide ambiant. Cet aller et retour entre les tubes 1 et 2 est obtenue à partir de (7) quand on ne prend en compte que les termes en M^n avec $n \leq 2$, et on montre que M sert à décrire les diffusions successives par les tubes 1 et 2. Les deux tubes étant identiques, c'est le même opérateur qui sert à décrire la diffusion du tube 1 vers le tube 2 et du tube 2 vers le tube 1. Dans ce processus, il faut faire attention à la représentation **mathématique** de la situation physique. En effet, le tube 1 cache **physiquement** l'onde incidente au tube 2. Cependant, le champ de pression derrière le tube 1 est exprimé **mathématiquement** comme la somme de la pression diffusée et de la pression incidente. Par suite, le développement (8) fait apparaître **mathématiquement** une contribution due à la diffusion de l'onde incidente par le tube 2, bien que celui-ci ne reçoive pas **physiquement** cette onde incidente. D'une façon générale, le champ acoustique derrière une cible est **mathématiquement** représenté par la somme des pressions diffusée et incidente et il faut toujours en tenir compte pour suivre le processus d'interaction multiple déduit de (8). La description de l'interaction multiple en termes d'aller et retour ressemble à celle présentée par les auteurs de la référence [6], mais elle est différente. Avec le modèle développé dans la référence [6], un diffuseur envoie vers l'autre diffuseur une onde plane dans une seule direction (celle définie par le centre des sphères), et son amplitude est calculée à partir de l'expression de la diffusion par une cible seule. Le modèle déduit de (8) ne fait pas cette hypothèse. Avec notre modèle, un tube insonne l'autre dans toutes les directions, et on représente bien l'ensemble des phénomènes physiques qui se produisent. Parmi ces phénomènes se trouve le rayonnement des ondes de surface qui se propagent autour des tubes. Quand elle se propage, une onde de surface rayonne de l'énergie dans toutes les directions. Par suite, lorsqu'une telle onde tourne autour d'un tube, son rayonnement balaye l'autre tube sur un large secteur angulaire (cf. fig 2), ce dont le modèle issu de la décomposition (8) tient compte.

3. Expérience

Deux tubes d'aluminium remplis d'air, dont le rapport rayon interne sur rayon externe vaut 0,9 sont insonés par une impulsion brève en utilisant un transducteur large bande de fréquence centrale 2,25 MHz; le faisceau acoustique a une section plus grande que celle des deux tubes; sa direction moyenne est perpendiculaire à l'axe des tubes ("incidence normale"). Le transducteur est utilisé en émetteur/récepteur. La situation expérimentale est celle de la figure 1 dans laquelle la distance entre les axes des tubes est $2b$. La réponse temporelle et le spectre des résonances expérimentaux sont représentés sur les figures 3 et 4. Le spectre des résonances montre, outre les résonances obtenues "classiquement" pour un tube, des résonances intermédiaires dont le nombre varie avec la distance entre les tubes. Pour obtenir théoriquement un spectre de résonance, il est nécessaire de suivre les étapes suivantes :

- * tronquer les matrices précédentes afin de pouvoir calculer la pression diffusée (une étude numérique, en fonction de la fréquence, a été réalisée afin de s'assurer de la convergence du calcul)

- * l'amplitude spectrale de la pression diffusée ayant été obtenue, on la multiplie par l'amplitude spectrale de l'onde impulsive émise par le transducteur

- * on procède ensuite à la FFT inverse du signal résultant précédent et on obtient la réponse temporelle théorique de la cible (figure 5)

- * on filtre alors le premier écho (c'est ainsi qu'expérimentalement le spectre des résonance est obtenu)

- * on procède alors à la FFT du signal filtré : le spectre de résonance obtenu est représenté sur la figure 6.

Un bon accord théorie expérience est obtenu, tant pour le signal temporel (figure 3 et 5) que pour le spectre des résonances (figure 4 et 6). Sur les figures 3 et 5, les échos liés aux résonances intermédiaires, repérés par *, arrivent à des instants compatibles avec la situation décrite sur la figure 2. Ces échos sont liés aux résonances intermédiaires car, le traitement FFT du signal temporel, dont les échos repérés par * ont été filtrés, donne un spectre ne comportant de façon significative que les pics des résonances caractéristiques d'un tube seul (figure 7). La prochaine étape de ce travail consiste à analyser les géodésiques empruntées par les ondes qui forment des résonances [7].

Bibliographie

[1] Twersky V. , J. Acoust. Soc. Am. 21 (1952) 42-46.

[2] Dumery G. , Acustica 18 (1967) 334-341.

[3] Varadan V.K. , Varadan V.V. , Pao Y.H. , J. Acoust. Soc. Am. 63 (1978) 1310-1319.

[4] Audoly C. , Dumery G. , J. Acoust. Soc. Am. 87 (1990) 1841-1846.

[5] Young J.W. , Bertrand J.C. , J. Acoust. Soc. Am. 58 (1975) 1190-1195.

[6] Sessarego J.P. , Sageloli J. , J. Acoustique 5 (1992) 463-477.

[7] Kheddioui El.K. , Pareige P. , Conoir J.M. , Izbicki J.L. , Ripoche J. , Ultrasonics à paraître .

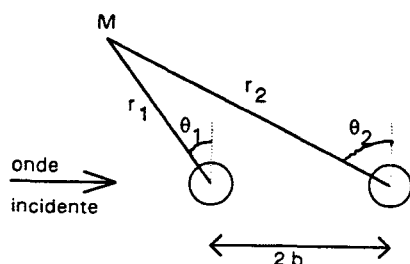


Figure 1 Géométrie du problème

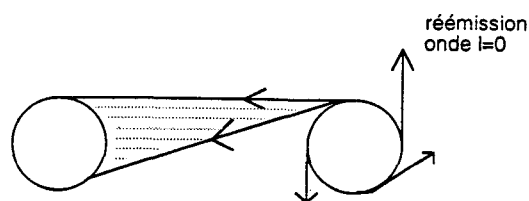


Figure 2 Interaction résonnante schématisée

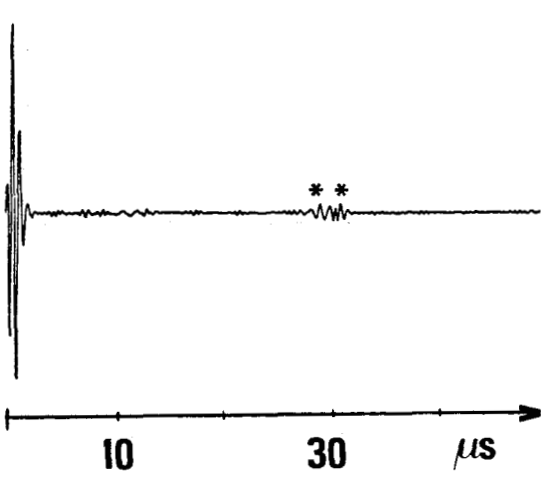


Figure 3 Réponse temporelle expérimentale

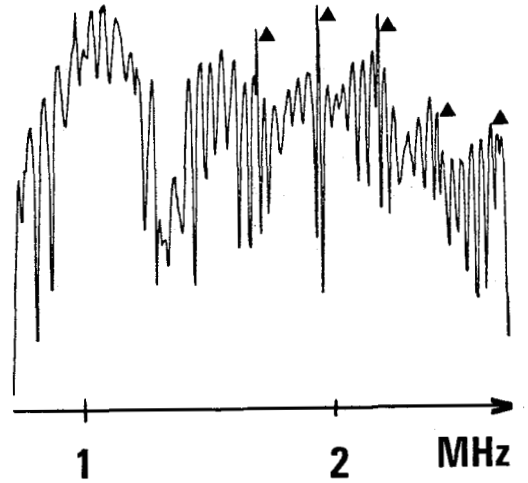


Figure 4 Spectre des résonances expérimental

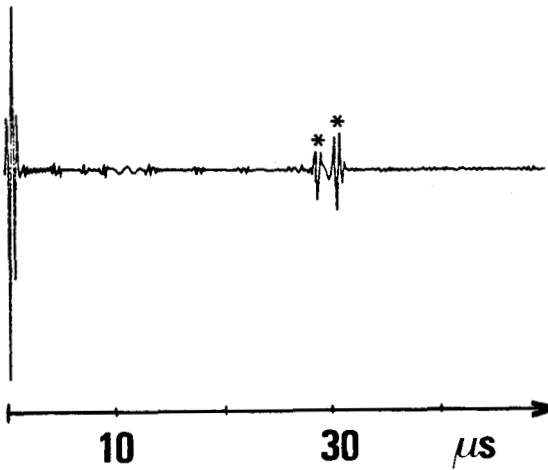


Figure 5 Réponse temporelle théorique

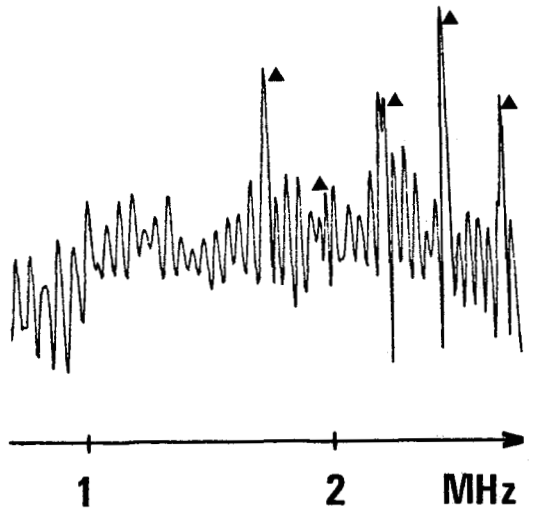


Figure 6 Spectre des résonances théorique

Figure 7 Spectre des résonances théorique du signal temporel sans les échos *, (les ▲ pointent les pics des résonances d'un tube , cf figures 4 et 6).

