

DIXIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 20 au 24 MAI 1985

ETUDE EXPERIMENTALE DES PREMIERES RESONANCES D'UNE SPHERE ELASTIQUE
IMMERGEE.

J.P.SESSAREGO, J.SAGELOLI, C.GAZANHES

LABORATOIRE DE MECANIQUE ET D'ACoustIQUE, CNRS-B.P.71 - 13277 MARSEILLE - CEDEX 9

RESUME

RESUME Si l'on s'intéresse à la courbe de rétrodiffusion d'une sphère pleine immergée, on constate la présence d'une structure complexe. Celle-ci peut s'expliquer par la génération d'ondes circonférentielles qui forment pour certaines fréquences un système d'ondes stationnaires donnant naissance à des phénomènes de résonance que l'on peut observer directement sur les courbes expérimentales.

Pour pouvoir étudier ces résonances, nous avons mis en oeuvre un banc de mesures piloté par un système informatique capable d'effectuer l'acquisition et le traitement des signaux.

Cette configuration nous a permis d'envisager la mise au point d'une méthode nouvelle pour localiser avec précision les résonances de la sphère. Les résultats obtenus concordent parfaitement avec des résultats théoriques fournis par le LCT*.

SUMMARY

ABSTRACT If we observe back scattering curves of an elastic sphere in water, we can see a complex structure. It could be explained by creeping waves generation, which for some particular frequencies gives a stationary phenomena.

These stationary waves are responsible for resonant behavior that can be seen on the experimental back scattering curves.

To study these ringings we have worked with an experimental system remoted by a digital computer, which is used also for acquisitions and signal processing.

We have then tried to localize ringing of the sphere in the frequency plane. Results are in good agreement with theoretical results given by LCT.

* LCT Laboratoire Central des Télécommunications.



I INTRODUCTION.— Les études portant sur la diffusion acoustique de cibles élastiques ont été abordées depuis de nombreuses années /1/, /2/, /3/. Des travaux récents menés aux USA /4/, /5/ et en France /6/ ont permis d'affiner considérablement les premières théories. Les études ont permis en outre l'interprétation physique d'un certain nombre de phénomènes et, en particulier ont conduit à la mise en évidence d'ondes circonférentielles liées aux différentes résonances que l'on peut observer sur les courbes de rétrodiffusion.

Actuellement et grâce aux nombreux résultats issus des études théoriques et expérimentales la mise en oeuvre de méthodes de spectroscopie acoustique semble tout à fait envisageable pour permettre d'identifier une cible à partir de l'observation de son spectre de rétrodiffusion /6/.

Pour essayer de résoudre ce problème, il est indispensable de pouvoir déterminer de manière expérimentale la position sur l'axe des fréquences, des différentes résonances, ainsi que la largeur Γ de chaque raie.

En France un certain nombre de travaux expérimentaux /7/ ont permis de localiser avec précision les résonances de cylindres, mais la mesure des largeurs Γ demeure encore une tâche difficile.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la mise en oeuvre d'une méthode originale permettant d'obtenir à la fois une détermination précise des résonances et la mesure de leur largeur. Cette méthode que nous avons appliquée au cas d'une sphère élastique pleine, s'appuie sur des techniques numériques et sur des résultats obtenus par simulation sur ordinateur et par expérimentation en laboratoire. Elle est tout à fait générale et pourrait s'appliquer à d'autres types de cibles.

II LA METHODE DE SIMULATION.— Nous cherchons à obtenir l'écho renvoyé par une sphère élastique pleine, lorsqu'on l'excite par un train d'onde monochromatique. Pour cela nous identifions la sphère à un système linéaire de fonction de transfert $H(\nu)$ (ν désignant la fréquence). En acoustique cette fonction de transfert est désignée plus couramment par coefficient de réflexion et on l'exprime à l'aide du paramètre sans dimension ka ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$) et a : rayon de la sphère élastique).

2.1 Détermination de la réponse en fréquence de la sphère élastique.

L'expression de la réponse fréquentielle de la sphère est obtenue à partir d'un développement classique en série de fonctions modales.

On montre /9/, /10/ que pour une onde plane monochromatique, la pression diffusée en champ lointain s'écrit :

$$(1) \quad P_{diff} = P_0 \frac{a}{r} e^{i(\omega t - kr)} f_{\infty}$$

Expression dans laquelle a représente le rayon de la sphère et f_{∞} désigne la fonction de forme

$$(2) \quad f_{\infty} = -\frac{2}{ka} \sum_n f_n$$

Avec

$$(3) \quad f_n = (2n+1) P_n(\cos\theta) \sin\eta_n e^{i\eta_n}$$

les fonctions $P_n(\cos\theta)$ sont les polynômes de Legendre d'ordre n , qui dans le cas particulier de la rétrodiffusion ($\theta = \pi$) prennent la valeur $(-1)^n$.

Le coefficient η_n qui apparaît dans la relation (3) est donné par la formule

$$(4) \quad \tan \eta_n = -\frac{a_n}{b_n}$$

Avec

$$(5) \quad \begin{cases} a_n = \xi_n j_n(ka) - (ka) j_n'(ka) \\ b_n = \xi_n y_n(ka) - (ka) y_n'(ka) \end{cases}$$

On donne en annexe les expressions des coefficients ξ_n permettant le calcul de la relation (5). Nous avons calculé la fonction $f_{\infty}(ka)$ dans le cas d'une sphère de Fortal et pour des conditions de rétrodiffusion. La fig.1 représente le module de cette fonction lorsque l'on fait varier le paramètre ka entre 0 et 25 par pas de 0,025

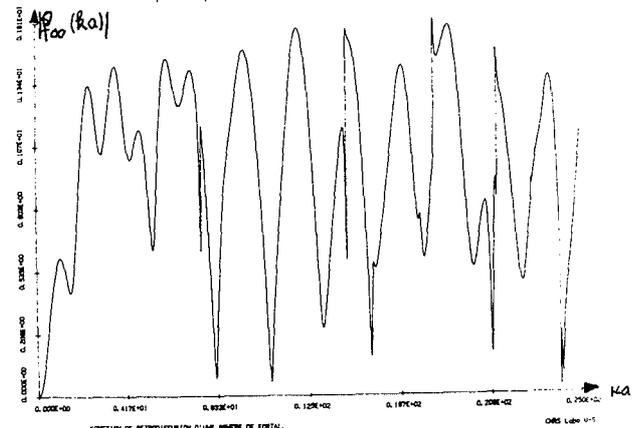


Figure 1

2.2 Spectre du signal émis

En ce qui concerne le signal incident, nous avons utilisé un train d'onde à fréquence pure. La durée du train d'onde et de la fréquence de la porteuse sont introduites comme paramètres de calcul. En ce qui concerne la durée, nous avons choisi des valeurs de 100 à 200 μs pour disposer sur les échos d'un régime établi.

A ce signal échantillonné, nous appliquons une transformée de Fourier rapide (FFT 1024 pts). Nous obtenons ainsi le spectre $E(\nu)$. Pour rester cohérent dans les notations, on transforme cette fonction $E(\nu)$ en une fonction de "ka" à l'aide de l'expression $k = \frac{2\pi\nu}{c}$ (a représentant toujours le rayon de la sphère que l'on a pris égal à 1,25cm pour tous nos essais).

2.3 spectre de l'écho reçu

Le spectre de l'écho est ensuite obtenu à partir de la relation classique de la théorie du filtrage

$$(6) \quad S(ka) = H(ka) \cdot E(ka)$$

Par transformée de Fourier inverse on obtient l'allure de l'écho reçu.

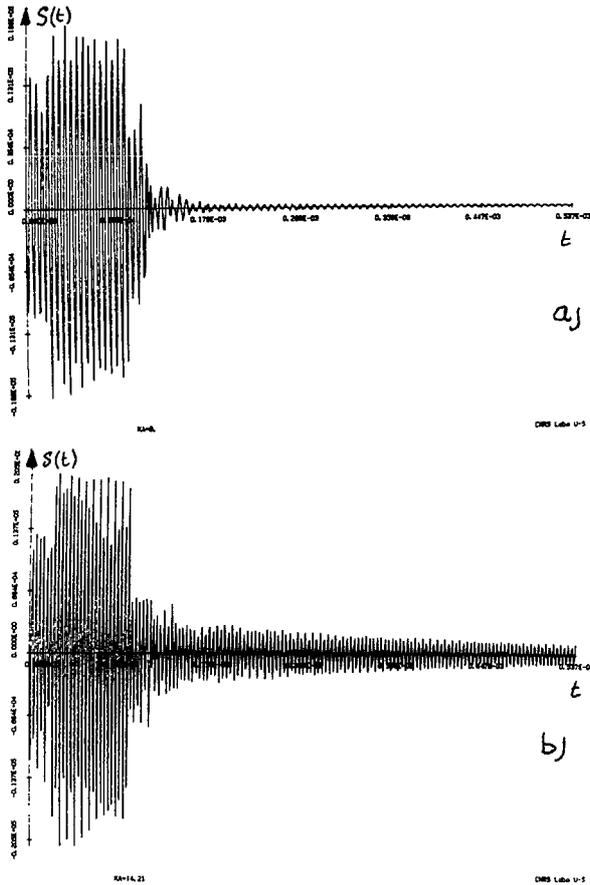


Figure 2

On constate dans tous les cas la présence d'un régime transitoire caractérisant le début du signal puis une partie qui correspond au régime établi, et enfin un deuxième régime transitoire qui correspond à la coupure du signal d'émission. C'est à ce 2e régime transitoire que nous allons nous intéresser. Si l'on observe l'écho reçu en dehors d'une résonance (fig.2a) et sur une résonance (fig.2b), on constate dans le 2e cas la présence d'une trainée qui décroît en fonction du temps. Celle-ci est liée à la

rémission d'une énergie emmagasiné dans la sphère et restituée après la coupure de l'émission. Elle correspond physiquement à la réémission des ondes circonférentielles dans le milieu liquide. Pour certaines fréquences et compte tenu des dimensions de la sphère, ces ondes peuvent constituer un système stationnaire pouvant exciter certaines résonances de la sphère. L'étude spectrale de ce 2e régime transitoire (qui correspond à la coupure du signal émis) va donc nous permettre d'effectuer une analyse des résonances.

2.4 Etude des résonances en rétrodiffusion

On part pour cela de la version échantillonnée de l'écho reçu. En introduisant un retard égal à la durée du train d'onde incident, on peut sélectionner dans l'écho, la portion de signal qui correspond au transitoire final. On effectue alors une transformée de Fourier sur le transitoire de manière à en obtenir une représentation spectrale. La figure 3 présente quelques résultats obtenus pour différentes valeurs du paramètre réduit "ka". La largeur de ces spectres est due au fait que la sphère est excitée par un train d'onde de durée finie, donc de largeur spectrale non négligeable. Les lobes secondaires du spectre du signal émis peuvent donc exciter plusieurs résonances de la sphère simultanément.

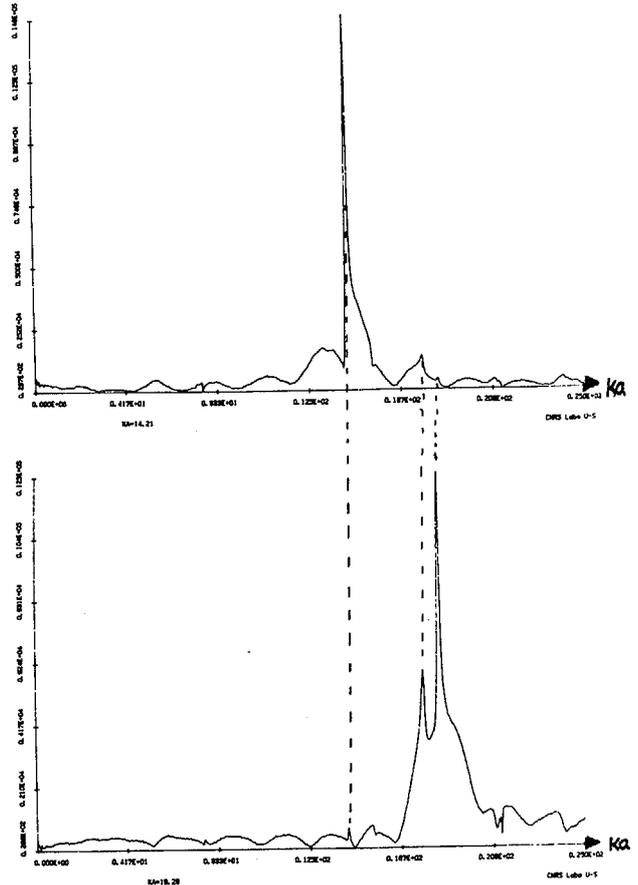


Figure 3



Pour obtenir le spectre de ces résonances on trace alors un diagramme à 2 dimensions, obtenu en portant pour chaque fréquence d'émission le spectre du transitoire final correspondant. A partir de ce diagramme à 2 dimensions, on effectue une coupe suivant la diagonale. Cette coupe fournit le spectre des résonances que l'on cherche. Cette façon de procéder est l'analogie des méthodes classiques d'étude des filtres dans lesquelles on relève la courbe de réponse point par point en faisant varier pas à pas la fréquence du signal d'excitation. On a fait figurer sur la figure 4 le diagramme obtenu pour une sphère de Fortal. On observe une succession de raies plus ou moins bien résolues, qui correspondent aux différentes résonances possibles. On a pu mesurer ainsi la position des résonances ainsi que leur largeur. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau I où l'on a fait figurer également les résultats obtenus par d'autres auteurs. /11/.

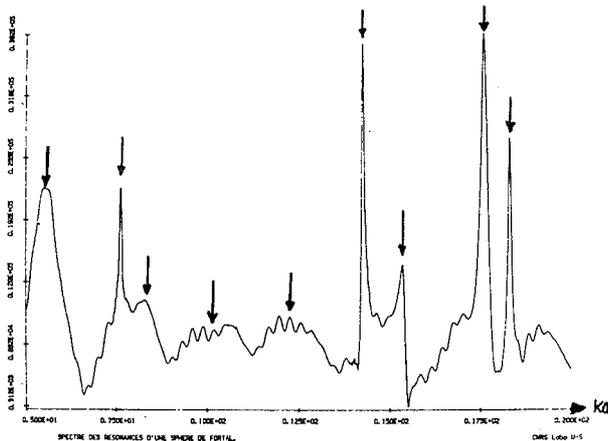


Figure 4

TABLEAU I Résonances d'une sphère de FORTAL
 $C_L = 6420$ m/s $C_T = 3040$ m/s $\rho = 2,7$

| modes n | Résonances | | | | | | |
|------------|------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| | ρ | 1 | | 2 | | 3 | |
| | | Résultats LCT | nos Résultats | Résultats LCT | nos Résultats | Résultats LCT | nos Résultats |
| 1 | y | - | - | 7,621 | 7,640 | 15,354 | 15,34 |
| | Γ | - | - | 0,53 | 0,06 | 0,145 | 0,15 |
| 2 | y | 5,554 | 5,539 | 10,306 | - | 13,278 | 13,28 |
| | Γ | 0,778 | 0,658 | 0,0001 | - | 0,079 | 0,076 |
| 3 | y | 8,325 | 8,30 | 14,211 | 14,21 | - | - |
| | Γ | 1,051 | 1,24 | 0,046 | 0,06 | - | - |
| 4 | y | 10,705 | 10,63 | 17,60 | 17,57 | - | - |
| | Γ | 1,250 | 1,74 | 0,159 | 0,136 | - | - |

Mis à part les cas de résonances très rapprochées, nous avons donc pu à la fois localiser et définir la largeur Γ , de chaque raie trouvée. Soulignons cependant que notre pas d'échantillonnage en ka étant de 0,025 nous n'avons pas pu mesurer des largeurs inférieures à cette valeur.

III QUELQUES RESULTATS EXPERIMENTAUX. - Pour vérifier la validité des résultats de simulation, on a expérimenté la méthode que l'on vient de décrire au cas d'une sphère de Fortal de 25mm de diamètre et dans la gamme de "ka" allant de 6 à 27. Pour piloter l'ensemble du système d'émission et de réception nous avons utilisé un minicalculateur PDP 11/23 couplé à un échantillonneur rapide (Biomation 8100) pour l'acquisition des signaux. Un générateur de fréquences, piloté par l'ordinateur envoie des trains d'ondes à fréquence pure de 300 μ s de durée. Les échos provenant de la sphère sont enregistrés sur la mémoire numérique puis transférés sur les disques durs du calculateur. L'opération terminée, le calculateur incrémente la fréquence du générateur de manière à balayer toute la gamme d'exploration que l'on s'était fixée.

Comme dans la méthode de simulation nous avons sélectionné la partie finale de l'écho en déclenchant la lecture du signal avec un certain retard, et nous avons effectué une analyse par FFT pour étudier le spectre du transitoire. En faisant varier la fréquence du signal d'émission, nous avons pu tracer le spectre complet des résonances de la sphère dans la gamme de "ka" allant de 10 à 27.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5 où l'on observe une série de raies plus ou moins bien résolues qui correspondent aux différentes résonances de la sphère. Nous avons porté la position de ces raies dans le tableau II dans lequel nous avons fait figurer également nos résultats de simulation. Les valeurs trouvées à partir de l'étude expérimentale concordent relativement bien avec celles prévues par la théorie. Pour l'instant, à cause de bruits dans les mesures (échos parasites) nous n'avons pas pu déterminer les largeurs des raies avec une précision suffisante. Le principe de la méthode n'est cependant nullement en cause, et les résultats expérimentaux obtenus (allure des signaux, spectre des transitoires ...) confirment relativement bien les résultats de simulation.



ETUDE EXPERIMENTALE DES PREMIERES RESSONANCES D'UNE SPHERE ELASTIQUE IMMERGEE

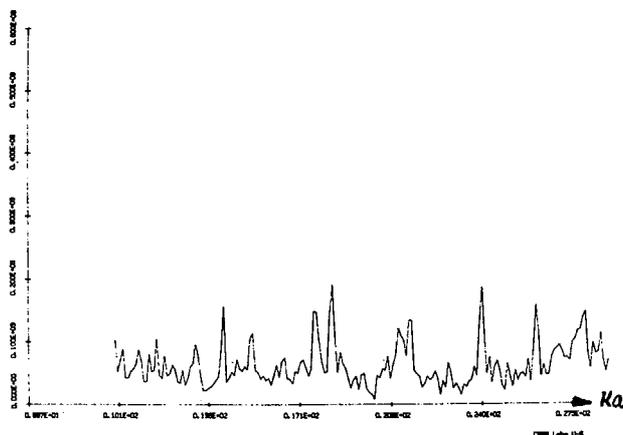


Figure 5

| ka mesuré | ka théorique | mode n | l |
|-----------|--------------|--------|---|
| 5,49 | 5,554 | 2 | 1 |
| — | 7,621 | 1 | 2 |
| 8,35 | 8,325 | 3 | 1 |
| — | 10,705 | 4 | 1 |
| 10,95 | 10,806 | 2 | 2 |
| 13,0 | 12,933 | 5 | 1 |
| 14,20 | 14,211 | 3 | 2 |
| 14,7 | 15,086 | 6 | 1 |
| 15,3 | 15,354 | 1 | 3 |
| 17,1 | 17,197 | 7 | 1 |
| 17,6 | 17,6 | 4 | 2 |
| 18,2 | 18,188 | 1 | 4 |

 TABLEAU II Résonances de la sphère de Fortal.
 Comparaison théorie-expérience

CONCLUSION. Nous venons de décrire une méthode qui permet de déterminer avec une grande précision la position et la largeur des résonances d'une sphère élastique pleine.

La méthode est suffisamment générale pour s'appliquer à n'importe quel type de cible et constitue un pas important vers la mise en oeuvre de méthodes de spectroscopie acoustique. Les résultats de simulation ont été vérifiés à l'aide de quelques essais expérimentaux et mis à part quelques difficultés pour déterminer la largeur des résonances, difficultés

dues en partie au bruit de mesure et en partie également à certains parasites (réflexions sur la surface libre de l'eau et interférences avec l'écho....) la concordance paraît très satisfaisante.

Bien entendu les travaux se poursuivent à la fois sous l'aspect expérimental et l'aspect simulation numérique sur ordinateur.

Les auteurs tiennent à remercier la DRET pour le soutien financier apporté à ce travail, ainsi que M. ROUSSELOT du LCT grâce auquel nous avons pu disposer de tous les résultats numériques concernant les sphères élastiques.

ANNEXE

Formules et notations du chapitre 2.1

Expression du coefficient S_n qui intervient dans la relation (5)

$$S_n = \frac{\rho}{\rho_0} \frac{[(k_2 a)^2 / 2] [(A_n / B_n) - (C_n / D_n)]}{(E_n / B_n) - (F_n / D_n)}$$

Avec

$$A_n = (k_1 a) j_n'(k_1 a)$$

$$B_n = (k_1 a) j_n'(k_1 a) - j_n(k_1 a)$$

$$C_n = 2n(n+1) j_n(k_2 a)$$

$$D_n = (k_2 a)^2 j_n''(k_2 a) + (n-1)(n+2) j_n(k_2 a)$$

$$E_n = (k_1 a)^2 \left[\left(\frac{\sigma}{1-\sigma} \right) j_n(k_1 a) - j_n''(k_1 a) \right]$$

$$F_n = 2n(n+1) [j_n(k_2 a) - (k_2 a) j_n'(k_2 a)]$$

$$\sigma = \frac{c_1^2 - 2c_2^2}{2(c_1^2 - c_2^2)}$$

C_1 et C_2 sont les vitesses des ondes longitudinales et transversales dans la sphère

C représente la vitesse des ondes longitudinales dans l'eau

k_1 , k_2 , et k sont les nombres d'onde correspondants

ρ : masse volumique de la sphère

ρ_0 : masse volumique de l'eau

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ FARAN, J.J., Sound scattering by solid cylinders and spheres
J. Acoust. Soc. Amer. 23 /1951/ 405
- /2/ HICKLING, R., An analysis of echoes from a solid elastic sphere in water
J. Acoust. Soc. Amer. 34 /1962/ 1582
- /3/ J. DE LUSTRAC, R. CARBOFFITE., Réponse impulsionnelle de sphères et cylindres creux immergés.
Rapport CEPHAG n°28/67 - 1967
- /4/ BRILL, B. et UBERALL, H., Acoustic waves transmitted through solid elastic cylinders
J. Acoust. Soc. Amer. 50 /1971/, 921



-
- /5/ UBERALL.H., DRAGONETTE.L.R., ET FLAX.L.,
Relations between creeping waves and normal modes
of vibrations of a curved body
J.Acoust.Soc.Amer. 61 /1977/, 711
- /6/ BRILL,D., GAUNAURD.D.G., and UBERALL;H.,
Acoustic Spectroscopy
J.Acoust.Soc.Amer. 72. /1982/, 1067
- /7/ MAZE.G., et RIPOCHE., Méthode d'isolement et
d'identification des résonances (M.I.I.R) de
cylindres et de tubes soumis à une onde acous-
tique plane dans l'eau.
Revue.Phys.Appl. 18, /1983/, 319
- /8/ FAURE,A., MAZE,G., et RIPOCHE.J., Etude expéri-
mentale des modes normaux d'un cylindre métal-
lique massif
Revue du CETHEDC, 60 /1979/, 175
- /9/ MORSE and INGARD., Theoretical acoustic
Mac Graw Hill book company p.409
- /10/ GAZANHES,C., SESSAREGO,J.P.,HERAULT.J.P., et
LEANDRE,J., Fonctions de transfert et réponses
Impulsionnelles de sphères rigides et élastiques.
ACUSTICA 52 n°5 /1983/, 265