Signal rétrodiffusé par un corps élané de révolution

F. Ywanne, M. Tran van Nhieu, F. Varlet

► To cite this version:

F. Ywanne, M. Tran van Nhieu, F. Varlet. Signal rétrodiffusé par un corps élané de révolution. Journal de Physique IV Proceedings, 1994, 04 (C5), pp.C5-885-C5-888. 10.1051/jp4:19945193 . jpa-00252876

HAL Id: jpa-00252876

<https://hal.science/jpa-00252876>

Submitted on 1 Jan 1994

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.

Signal rétrodiffusé par un corps élané de révolution

F. YWANNE, M. TRAN VAN NHIEU et F. VARLET

Thomson Sintra Uwa, 1 Avenue Aristide Briand, 94117 Arcueil, France

Résumé: The echoes backscattered in the far field by a rigid prolate spheroid at low and medium frequencies are computed and commented. The so-called *slender-body approximation* is applied to express the pressure backscattered by the body when insonified by a harmonic plane wave. The impulse response is then calculated by Fast Fourier Transform for different angles of incidence. The computed echoes exhibit two main peaks, one narrow and one spread out, corresponding respectively to the reflected echo and to the diffracted waves that encircle the body once ("creeping waves"). The time of arrival of the specular echo corresponds to that provided by Geometrical Optics. An explanation, resulting from the analysis of the computed echos, is proposed for the times of arrival of the diffracted waves at oblique incidence. However, a theoretical study is required to check the validity of that explanation.

1. INTRODUCTION

La diffraction acoustique par un corps rigide est un problème classique ayant fait l'objet de nombreux travaux. Dans la plupart des cas, les solutions analytiques exactes ont été établies pour des corps de forme simple [1], [2]. Cependant, une méthode asymptotique a été proposée pour traiter le cas d'un corps élané [3]. Cette méthode permet de ramener un calcul de diffraction tridimensionnel à la résolution d'une famille de problèmes bidimensionnels. Pour un corps de révolution insoné en régime harmonique, une expression analytique est obtenue sous la forme d'une combinaison linéaire d'harmoniques cylindriques. Dans cet article, on s'intéresse à la réponse temporelle monostatique d'un corps élané de révolution dans le domaine des basses et des moyennes fréquences. Le formalisme théorique développé dans [3] est utilisé pour calculer la fonction de transfert du corps et la réponse impulsionnelle est évaluée numériquement à l'aide d'une Transformée de Fourier Rapide (FFT). La forme et les instants d'arrivée des différents échos rétrodiffusés à incidence normale et oblique sont analysés afin de les relier à des phénomènes physiques. On s'intéresse en particulier aux ondes circonférentielles qui se propagent en s'enroulant autour du corps (ondes de Franz).

2. FORMALISME THÉORIQUE

On considère un ellipsoïde de révolution, supposé infiniment rigide, de longueur $2L$ et de rayon maximal a (voir figure 1).

Figure 1 : Géométrie du problème

Ce corps est immergé dans l'eau et insoné par une onde plane. En régime harmonique, on montre, en utilisant l'approximation dite "des corps élancés", que la pression rétrodiffusée en champ lointain s'exprime sous la forme [3]

$$\rho \rightarrow +\infty: p \approx \frac{e^{i2kp}}{\rho^2} e^{-i2\pi ft} H(f, \theta) ; H(f, \theta) = \frac{i}{\pi} \sum_{m=0}^{+\infty} \epsilon_m \int_{-L}^{+L} \left(\frac{J'_m}{H_m^{1'}} \right) (kr \sin \theta) e^{i2k \cos \theta z} dz \quad (1)$$

- où :
- ρ désigne la distance entre la source et le centre du corps,
 - $r(z)$ est le rayon de l'ellipsoïde au point d'intégration,
 - f est la fréquence et $k=2\pi f/c$ est le nombre d'onde,
 - θ est la direction d'insonification repérée par rapport à l'axe z ,
 - J'_m désigne la dérivée première de la fonction de Bessel d'ordre m ,
 - $H_m^{1'}$ est la dérivée première de la fonction de Hankel cylindrique, de première espèce et d'ordre m ,
 - ϵ_m est le facteur de Neumann qui vaut 1 pour $m=0$ et 2 sinon.

Le terme $H(f, \theta)$ constitue la fonction de transfert du corps et caractérise sa réponse fréquentielle.

On s'intéresse ici à la réponse impulsionnelle de ce corps, en se limitant au domaine des basses et moyennes fréquences. L'expression de la réponse impulsionnelle s'écrit

$$h(t, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(f) H(f, \theta) e^{-i2\pi ft} df \quad (2)$$

où $W(f)$ est une fenêtre de pondération destinée à limiter la bande de fréquence. En pratique, on utilise soit une fenêtre rectangulaire, soit une fenêtre de Riemann [4] de support fréquentiel total $2B$ où B est la bande de fréquence à laquelle on s'intéresse. L'utilisation de cette seconde fenêtre a pour effet de réduire les lobes secondaires et ainsi de faciliter l'analyse des résultats, au prix toutefois d'un léger élargissement des échos.

3. APPLICATIONS NUMÉRIQUES

Des applications numériques ont été réalisées avec un ellipsoïde de révolution dont on a fait varier le paramètre d'élancement a/L de 0.1 à 0.4. La réponse impulsionnelle du corps a été évaluée numériquement par Transformée de Fourier Rapide (FFT) et ce, pour différents angles d'incidence θ . La bande de fréquence analysée correspond à des ka allant de 0 à 13.

Les réponses impulsionnelles obtenues présentent 2 pics (voir figures 2 à 5) :

- un pic étroit correspondant à la réflexion spéculaire,
- un pic d'amplitude plus faible et de base plus large imputable à des ondes circonférentielles.

En ce qui concerne le spéculaire, on retrouve les résultats de l'optique géométrique selon lesquels le corps se réduit à un point brillant situé au point où la normale tridimensionnelle du corps est parallèle à la direction d'insonification. Ainsi, l'instant d'arrivée du maximum de cet écho, référencé par rapport au centre du corps, s'écrit

$$T_{spec} = \frac{2 [x_0(\theta) \sin\theta + z_0(\theta) \cos\theta]}{c} \quad (3)$$

où (z_0, x_0) sont les coordonnées cartésiennes du point brillant dans le repère lié au corps (figure 1). Le niveau de cet écho diminue à mesure que l'insonification est plus rasante, ce qui résulte directement de la décroissance du rayon de courbure du corps au point brillant.

A incidence normale, on trouve que l'instant d'arrivée du maximum du second écho s'écrit approximativement $T_{circ} = \alpha \pi a/c$ avec $\alpha \approx 1.04$. Ce résultat est compatible avec les résultats publiés par ailleurs pour un cylindre infini [1] et une sphère [2]. Le coefficient α provient du fait que la célérité des différents modes se propageant autour du corps est légèrement inférieure à la célérité des ondes acoustiques dans l'eau, pour des ka finis (cf.[1]). L'élargissement de l'écho obtenu peut s'expliquer par le caractère dispersif des différents modes.

A incidence oblique, l'interprétation physique des résultats obtenus est plus délicate. On peut remarquer que le niveau relatif du second pic par rapport à celui du spéculaire augmente à mesure que l'angle d'insonification est plus rasant.

Par ailleurs, nous avons observé que, pour des incidences non rasantes, les instants d'arrivée de ces échos correspondent approximativement à ceux d'une onde qui s'enroulerait autour de l'ellipse définie par l'intersection de la direction d'insonification avec le corps, au point situé dans la partie "cachée" du corps et pour lequel la normale est perpendiculaire à la direction d'insonification. L'instant d'arrivée d'une telle onde s'écrit

$$T_{circ} \approx \frac{2 [-x_0(\theta) \sin\theta - z_0(\theta) \cos\theta - A(\theta) + \alpha S(\theta)]}{c} \quad (4)$$

où A et S désignent respectivement le demi-grand axe et le demi-périmètre de l'ellipse ainsi définie. Une analyse théorique est en cours afin de juger de la validité de ce résultat. Enfin, on peut noter que les ondes circonférentielles s'enroulant plusieurs fois autour du corps ne sont pas visibles sur les échos calculés.

4. CONCLUSION

La réponse impulsionnelle d'un ellipsoïde de révolution, supposé infiniment rigide, a été évaluée numériquement par Transformée de Fourier Rapide, pour des ka allant de 0 à 13.

La fonction de transfert du corps a été déterminée à partir de l'approximation des corps élancés [3]. On constate que les échos calculés comportent deux pics correspondant à la réflexion géométrique et aux ondes circonférentielles qui s'enrouleraient une seule fois autour du corps. A incidence normale, on retrouve les résultats classiques obtenus par ailleurs pour une sphère et un cylindre infini. A incidence oblique, on constate que le niveau relatif du deuxième écho est plus important. En outre, l'analyse des instants d'arrivée mesurés nous a conduit à proposer une explication quant au chemin suivi par les ondes circonférentielles. Toutefois, ce résultat nécessite d'être vérifié par une analyse théorique approfondie.

Figure 2: Réponse temporelle- $a/L=0.2$; $\theta=90^\circ$

Figure 3: Réponse temporelle- $a/L=0.2$; $\theta=75^\circ$

Figure 4: Réponse temporelle- $a/L=0.2$; $\theta=70^\circ$

Figure 5: Réponse temporelle- $a/L=0.2$; $\theta=65^\circ$

Références

- [1] Überall H. and al., J. Acoust. Soc. Am., Vol. 39, N°3, 1966, p. 564-578.
- [2] McDaid E. and Gaunard G.C., J. Acoust. Soc. Am. **88** (6), December 1990, p.2720-2735.
- [3] Tran Van Nhieu M., J. Acoust. Soc. Am. **85** (5), May 1989, p. 1834-1840.
- [4] Harris F.J., Proc. of the IEEE, Vol. 66, N°1, January 1978, p.51-83.