



**HAL**  
open science

## Validation expérimentale de la diffusion acoustique par des objets enfouis dans les sédiments marins

Mélanie Foulon, Valérie Labat, Delphine Dare

► **To cite this version:**

Mélanie Foulon, Valérie Labat, Delphine Dare. Validation expérimentale de la diffusion acoustique par des objets enfouis dans les sédiments marins. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. pp.6. hal-01087209

**HAL Id: hal-01087209**

**<https://hal.science/hal-01087209>**

Submitted on 25 Nov 2014

**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.

# 10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

## Validation expérimentale de la diffusion acoustique par des objets enfouis dans les sédiments marins

Mélanie Foulon<sup>1,2</sup>, Valérie Labat<sup>1</sup>, Delphine Daré<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IRENav Ecole Navale, BCRM Brest, Lanvéoc Poulmic, CC 600, F-29240 Brest Cedex 9, {valerie.labat, delphine.dare}@ecole-navale.fr

<sup>2</sup>CTSN, avenue de la Tour Royale, F-83050 Toulon, melanie.foulon@dga.defense.gouv.fr (adresse actuelle)

En acoustique sous-marine, la détection et la localisation d'objets enfouis revêtent un intérêt majeur dans de nombreux domaines : recherche de pipelines ou de câbles de télécommunication ensouillés, détection de mines... L'atténuation dans les sédiments marins est importante, il est donc nécessaire d'employer des basses fréquences afin d'assurer une pénétration suffisante de l'onde acoustique dans le sédiment, ce qui implique une dégradation de la résolution au niveau du système d'imagerie à la réception. Pour s'affranchir de ce problème, une des solutions serait d'augmenter la taille de l'antenne, entraînant un coût et un encombrement supplémentaires, option difficilement envisageable. Le traitement « antenne synthétique » est alors utilisé pour simuler une antenne de grande longueur à partir du déplacement rectiligne d'une antenne de plus petite taille. L'objectif de cette étude est de confronter des signaux modélisés à des signaux réels obtenus en cuve et d'y appliquer le traitement SAS (Synthetic Aperture Sonar). Les signaux temporels modélisés sont obtenus avec le formalisme de la matrice T et prennent en compte l'atténuation du sédiment. Nous y avons également inclus la contribution de l'interface eau/sédiment. Ces signaux modélisés ont été confrontés à des signaux réels obtenus en cuve à partir de cylindres enfouis dans du sable pour des fréquences de 500 kHz à 2.25 MHz. Un traitement SAS a alors été appliqué sur ces données et les résultats sont tout à fait encourageants.

### 1 Introduction

La détection d'objets posés sur le fond ou enfouis dans les sédiments constitue un enjeu pour de nombreuses applications tant civiles que militaires. Dans le cas de cibles posées, elles peuvent être détectées et classifiées sur l'image sonar à partir de l'ombre portée sur le fond. Pour les objets enfouis, une telle démarche n'est plus possible car il n'y a pas d'ombres. Une analyse des signaux temporels s'avère indispensable. Deux problèmes majeurs sont recensés. D'une part, l'onde acoustique est atténuée lors de sa propagation dans le sédiment. L'atténuation étant fonction de la fréquence, seules les basses fréquences peuvent atteindre l'objet enfoui d'où une faible résolution. D'autre part, l'écho de l'objet enfoui se voit masqué par l'écho relativement important de l'interface eau-sédiment d'où un faible rapport signal à bruit. Il faut donc trouver un compromis au niveau de la fréquence pour propager suffisamment dans le sédiment et avoir une bonne résolution.

Dans cette étude, nous nous intéressons à ce problème de détection d'objets enfouis d'un point de vue acoustique et signal. Lorsqu'une onde acoustique insonifie une cible, il y a diffusion de l'énergie dans l'espace environnant. Le principe de la détection repose sur l'analyse de la réponse acoustique renvoyée par la cible vers le système de détection. Cette réponse est bien connue pour des objets de forme géométrique simple placés en champ libre [1,2]. En revanche, lorsque ces objets sont enfouis, la modélisation

de cette réponse est rendue plus complexe par la présence du fond qui entraîne de multiples modifications [3,4].

De plus, l'application du traitement SAS (Sonar par Antenne Synthétique) va permettre d'améliorer la résolution des images sonar à partir du traitement des données brutes.

La première partie de ce document expose la modélisation de la diffusion acoustique dans le cas d'objets enfouis de forme cylindrique en utilisant la théorie modale. Le formalisme utilisé est introduit dans le cas du champ libre. L'analyse est alors menée pour un objet enfoui. La prise en compte de l'écho d'interface est également intégrée. Puis nous présentons le principe du traitement par antenne synthétique. Enfin dans la partie expérimentale, les signaux temporels simulés sont comparés aux signaux expérimentaux obtenus en cuve pour différentes configurations. L'apport du SAS sur des images de l'objet enfoui dans le sable sera exposé.

### 2 Modélisation de la diffusion acoustique

Soit un objet cylindrique placé dans un milieu fluide infini. L'objet est insonifié par une onde plane incidente se propageant perpendiculairement à l'axe du cylindre. Le cylindre est supposé de longueur infinie de façon à assurer une invariance par translation le long de l'axe du cylindre. L'étude est donc ramenée dans le plan (xOy) perpendiculaire à l'axe du cylindre (figure 1).

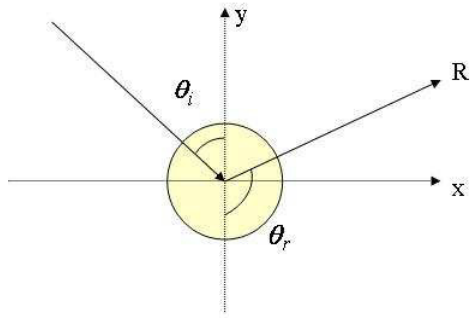


Figure 1 : Configuration géométrique.

Dans cette configuration, on considère une onde plane qui insonifie le cylindre sous un angle  $\theta_i$ . Soumis à cette excitation, le cylindre émet une onde diffusée dans l'espace environnant. L'objectif est d'exprimer l'onde diffusée perçue par un récepteur situé en un point R (direction  $\theta_r$ , distance  $r$ ).

En considérant que l'onde diffusée dépend linéairement de l'onde incidente, on peut écrire :

$$p_{dif} = T \cdot p_{inc},$$

où  $T$  est un opérateur linéaire ou matrice de transition [1,3]. Ce formalisme permet d'avoir une écriture générale valable quelle que soit la nature du cylindre (rigide, élastique, creux). L'expression de cet opérateur  $T$  est obtenue à partir des conditions de continuité appliquées sur le cylindre [1,2].

### 2.1 Expression de la pression incidente

On considère une onde incidente unitaire, monochromatique de pulsation  $\omega$ . En omettant le terme en  $\exp(-i\omega t)$  symbolisant la dépendance temporelle, elle peut s'exprimer dans le repère cylindrique  $(r, \theta_r, z)$  [4] :

$$p_{inc} = \exp[i \vec{k} \cdot \vec{r}] = \exp[ikr \cos(\theta_r - \theta_i)], \quad (1)$$

où  $k = \omega/c$  est le nombre d'onde.

A l'aide d'un développement en série de Fourier de la fonction  $x \rightarrow \exp[kr \cos x]$ , on montre que la pression incidente se décompose dans la base des fonctions cylindriques [2,4]:

$$p_{inc} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(kr) e^{in\theta_r}, \quad (2)$$

où  $J_n(kr)$  représente les fonctions de Bessel d'ordre  $n$ , et  $a_n$  les coefficients définis par :

$$a_n = i^n \cdot e^{-in\theta_i}. \quad (3)$$

### 2.2 Expression de la pression diffusée

Sous l'excitation de l'onde incidente, le cylindre va diffuser l'énergie dans l'espace environnant. L'onde diffusée par le cylindre dépend de l'onde incidente et de la nature du cylindre.

L'onde diffusée par un cylindre se décompose sur la base des fonctions  $H_n(kr)e^{in\theta_r}$  (correspondant à des ondes émergentes) [2,4]:

$$p_{dif} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n b_n H_n(kr) e^{in\theta_r}, \quad (4)$$

avec  $H_n(kr)$  représentant la fonction de Hankel de première espèce d'ordre  $n$ .

Les coefficients  $a_n$  sont ceux définis précédemment dans le cas de la décomposition de l'onde plane incidente (3). Quant aux coefficients  $b_n$ , ils dépendent de la nature de l'objet cylindrique (rigide, élastique, coque) et sont déterminés par application des conditions aux limites sur le cylindre.

Pour  $kr$  grand, il est possible d'utiliser un développement asymptotique de la fonction de Hankel [2] :

$$H_n(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp\left(i\left[kr - (2n+1)\frac{\pi}{4}\right]\right). \quad (5)$$

En injectant ce développement dans l'expression (4), la pression diffusée devient :

$$p_{dif} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n b_n \exp\left(i\left[kr - (2n+1)\frac{\pi}{4} + n\theta_r\right]\right). \quad (6)$$

Dans le cas particulier de la rétrodiffusion, l'angle  $\theta_r$  s'écrit avec les conventions adoptées précédemment :  $\theta_r = \theta_i + \pi$ .

Dans le cas d'un cylindre parfaitement rigide, les conditions de continuité obtenues sur l'interface du cylindre (en  $r = a$ ,  $a$  étant le rayon du cylindre) conduisent à l'expression suivante [1,2]:

$$b_n = \frac{J'_n(ka)}{H'_n(ka)}. \quad (7)$$

### 2.3 Cas de l'objet enfoui

L'objet cylindrique est à présent enfoui, à une profondeur  $h$ , dans un milieu sédimentaire, assimilable à un milieu fluide homogène.

L'onde plane émise dans l'eau arrive avec un angle d'incidence  $\theta_1$  sur l'interface plane séparant l'eau et le sédiment (de célérité et masse volumique respectives  $c_e$ ,  $\rho_e$  et  $c_s$ ,  $\rho_s$ ). Une partie de cette onde incidente est donc transmise dans le sédiment avec un angle  $\theta_2$  déterminé par la loi de Descartes. C'est cette onde réfractée transmise dans le sédiment, affectée du coefficient de transmission de l'eau vers le sédiment, qui constitue à présent l'onde incidente sur le cylindre avec un angle d'incidence  $\theta_2$  (figure 2). Il y a donc diffusion d'une onde cylindrique dans le sédiment. Celle-ci est alors transmise dans l'eau puis perçue par le système de détection, situé à une hauteur  $H$  de l'interface (figure 3).

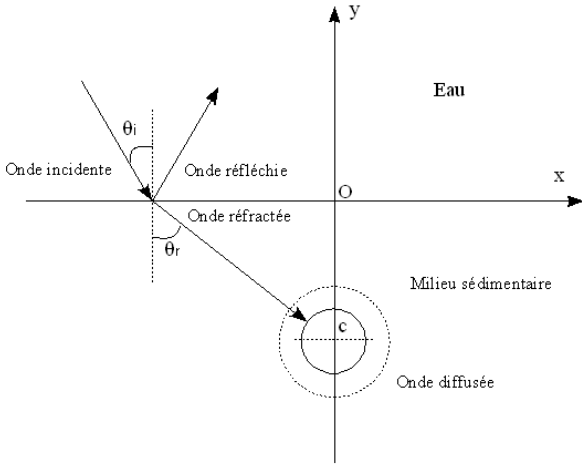


Figure 2 : Configuration géométrique dans le cas du cylindre enfoui [4].

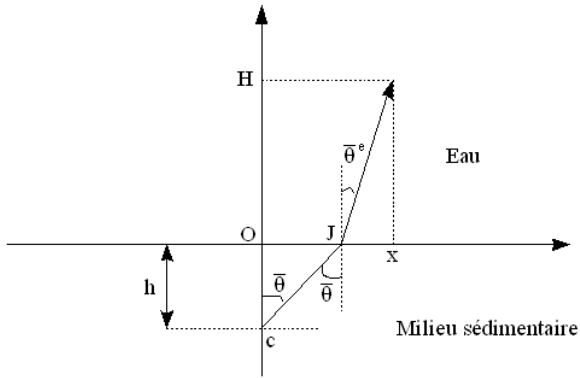


Figure 3 : Configuration pour la transmission dans l'eau de l'onde diffusée par le cylindre dans le sédiment. [4].

L'onde diffusée par le cylindre en réponse à une onde incidente unitaire dans le sédiment est connue (4). Comme cette onde incidente n'est plus unitaire, il suffit de lui affecter à présent le coefficient de transmission en pression à l'interface eau/sédiment.

L'obtention de la pression diffusée par le cylindre et perçue par le système de réception après transmission dans l'eau est plus complexe à obtenir.

La pression diffusée par le cylindre dans le sédiment s'écrit sous la forme générale (8) :

$$P_{dif\_s} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} d_n H_n(k_s r) e^{in\theta}, \quad (8)$$

avec les coefficients  $d_n$  à déterminer. En décomposant cette onde cylindrique sur la base d'un spectre d'ondes planes, la pression  $P$  perçue par un récepteur dans l'eau s'écrit sous la forme suivante (9) [4] :

$$P \cong \left( \frac{\pi}{2.u.k_s h''(\bar{\theta})} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i[k_s h(\bar{\theta}) + u \frac{\pi}{4}]} t(\bar{\theta}) \sum_{n=-\infty}^{\infty} d_n e^{in(\bar{\theta} - \frac{\pi}{2})}, \quad (9)$$

avec  $u = +1$ , si  $h''(\bar{\theta}) > 0$  et  $u = -1$ , si  $h''(\bar{\theta}) < 0$ .

$t(\bar{\theta})$  représente le coefficient de transmission à l'interface sédiment/eau :

$$t(\bar{\theta}) = \frac{2 \frac{\rho_e}{\rho_s} \cos \bar{\theta}}{\frac{\rho_e}{\rho_s} \cos \bar{\theta} + \frac{k_e}{k_s} \cos \bar{\theta}^e}, \quad (10)$$

où  $k_e$  et  $k_s$  représentent respectivement les nombres d'onde dans l'eau et dans le sédiment.

Les expressions des fonctions  $h(\bar{\theta})$  et  $h''(\bar{\theta})$  sont données par les relations suivantes [4] :

$$h(\bar{\theta}) = x \cdot \sin \bar{\theta} + H \cdot \frac{k_e}{k_s} \sqrt{1 - \left( \frac{k_s}{k_e} \right)^2 \sin^2 \bar{\theta}} + h \cdot \cos \bar{\theta}, \quad (11)$$

$$h''(\bar{\theta}) = -x \cdot \sin \bar{\theta} - H \left( \frac{k_s \cos^2 \bar{\theta}}{k_e \cos^3 \bar{\theta}^e} + \tan \bar{\theta}^e \sin \bar{\theta} \right) - h \cos \bar{\theta}. \quad (12)$$

Les angles  $\bar{\theta}$  et  $\bar{\theta}^e$  (figure 3) sont obtenus à partir de la profondeur d'enfouissement  $h$ , de la hauteur d'eau  $H$ , et de l'abscisse  $x_J$ , où J est le point de transmission du rayon issu du milieu sédimentaire à l'eau. La valeur de  $x_J$  est obtenue à partir de la loi de Snell-Descartes [4] :

$$k_s^2 \cdot \frac{x_J^2}{x_J^2 + h^2} = k_e^2 \cdot \frac{(x - x_J)^2}{(x - x_J)^2 + H^2}. \quad (13)$$

## 2.4 Prise en compte de l'écho d'interface

L'interface eau/sédiment étant caractérisée par sa rugosité, la diffusion de l'onde acoustique n'est pas isotrope et présente une dépendance angulaire.

Pour modéliser l'écho rétrodiffusé par l'interface, nous avons utilisé le modèle simple de la loi de Lambert [5]:

$$\frac{I_{dif}}{I_{inc}} = \mu \cos^2 \theta_1, \quad (14)$$

où  $I_{dif}$  représente l'intensité rétrodiffusée par le fond,  $I_{inc}$  l'intensité incidente,  $\mu$  un coefficient adimensionnel caractérisant le milieu sédimentaire, et  $\theta_1$  l'angle d'incidence sur l'interface (figure 2).

## 2.5. Signal temporel diffusé perçu par le récepteur

L'expression de la pression diffusée par un cylindre a été obtenue dans le cas d'une onde plane incidente monochromatique.

Dans le cas d'un signal impulsionnel, les calculs de la pression diffusée par le cylindre sont donc menés dans le domaine fréquentiel pour la gamme de fréquences envisagée.

Le signal temporel perçu par le récepteur est alors obtenu par transformée de Fourier inverse. Pour tenir compte de la réponse fréquentielle du système émetteur, une enveloppe de pondération est appliquée avant de passer dans le domaine temporel [2].

### 3 Traitement SAS

Pour s'assurer d'une pénétration minimale de l'onde acoustique dans le sédiment, les fréquences de travail sont choisies dans la gamme des basses fréquences d'où une résolution plus faible. Pour améliorer les résultats, l'option du sonar latéral avec synthèse d'ouverture est retenue. En effet, les images obtenues par un sonar latéral présentent une résolution latérale donnée par :

$$\delta = R_0 \frac{\lambda}{L_r}, \quad (15)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde,  $L_r$  la longueur réelle du récepteur et  $R_0$  la distance minimale entre la cible et l'antenne.

Les solutions classiques qui consistent à augmenter la taille de l'antenne  $L_r$  ou à augmenter la fréquence d'émission  $f_0$  (c'est-à-dire diminuer la longueur d'onde  $\lambda$ ) afin de s'assurer d'une bonne résolution imposent de nouvelles contraintes qui rendent peu intéressantes leur mise en application. Ainsi, l'augmentation de la taille  $L_r$  de l'antenne physique impose une manoeuvrabilité restreinte et un surcoût important. De même, la portée diminuant proportionnellement au carré de la fréquence  $f_0$ , l'étude se limite principalement aux petits fonds.

Pour améliorer cette résolution, l'approche « antenne synthétique » [6] peut être mise en oeuvre. Il s'agit de réaliser une antenne « fictive » de grande dimension. Cette technique réalise une correction du retard des différents signaux réfléchis avant de procéder à une focalisation.

Ainsi, un objet enfoui ou non dans le sédiment sera vu par l'élément d'antenne pendant plusieurs tirs sonar (voir figure 4). L'écho de cet objet est reçu par le capteur après un temps 't' correspondant au trajet aller-retour de l'onde insonifiant l'objet et revenant au capteur.

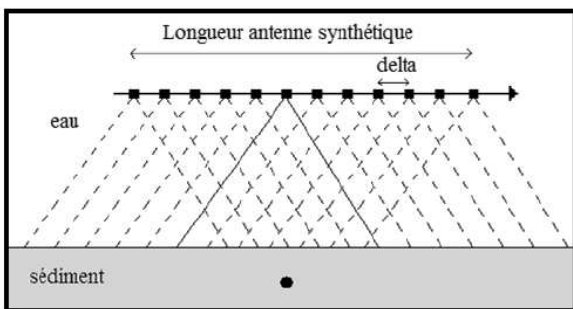


Figure 4 : Schéma de principe du traitement d'antenne synthétique.

L'ensemble des temps d'arrivée varie de façon quadratique en fonction de la distance cible-récepteur : c'est l'équation d'une hyperbole dont le sommet correspond à la distance minimale antenne/cible qui est illustrée par la figure 5.

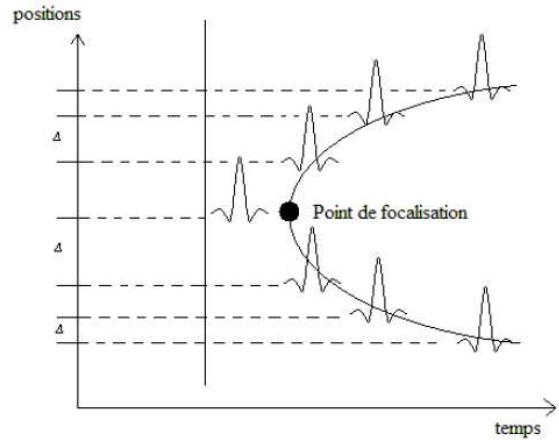


Figure 5 : Principe de la synthèse d'ouverture dans le domaine temporel [6].

Le principe de cette synthèse d'ouverture consiste à reconstituer, compte tenu de la théorie de déphasage hyperbolique (dans le domaine fréquentiel) ou de retard hyperbolique (dans le domaine temporel), l'écho qui provient de la cible. Pour ce faire, on identifie parmi les différents échos ceux qui appartiennent à une éventuelle hyperbole ainsi que le centre de celle-ci. Il correspond à la position de la cible. Il suffit ensuite de compenser les retards des échos pour pouvoir sommer leurs amplitudes et obtenir au point où se trouve la cible l'amplitude totale de l'écho dû à la cible.

La figure 6 propose une image obtenue à partir d'un enregistrement de signaux temporels pour des objets posés sur le fond à une fréquence de travail de 1 MHz. Les mesures sont réalisées en déplaçant le transducteur sur un rail par pas régulier de 1 mm sur une distance de 12 cm. Compte tenu de la distance entre les cibles (~1.5 cm) et de la résolution à cette fréquence (~ 3 cm), la résolution n'est pas satisfaisante pour un tel jeu de données. Les traces hyperboliques des différentes cibles apparaissent sur cette figure avec un chevauchement pour certaines d'entre elles.

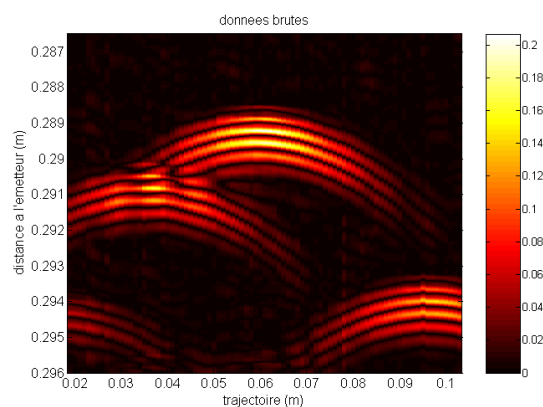


Figure 6 : Image obtenue à partir des données brutes.

Afin d'améliorer l'image, le traitement SAS est appliqué sur ces données brutes. L'image résultante (figure 7) est de meilleure qualité. La forme hyperbolique est nettement atténuée et laisse place à une empreinte plus condensée.

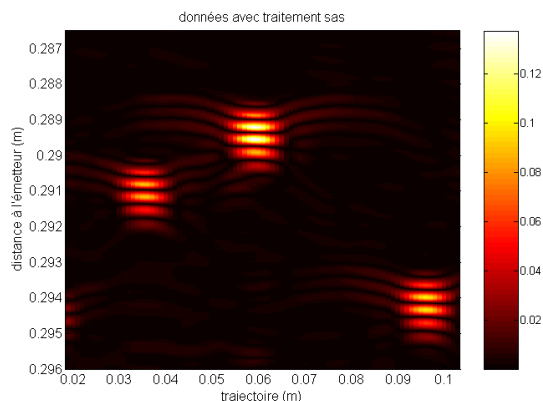


Figure 7: Image après application du traitement SAS.

## 4 Résultats expérimentaux

### 4.1 Mesures de célérité et d'atténuation des sédiments

Des mesures préalables de célérité et d'atténuation ont été réalisées dans le sable. Ces mesures ont été effectuées en transmission pour des distances de 6 et 10 cm à 1 et 2.25 MHz. Les valeurs de célérité et d'atténuation obtenues pour le sable sont respectivement de 1660 m/s et de 0.7 dB/mm/MHz.

### 4.2 Dispositif expérimental

Différentes séries de mesures ont été effectuées en rétrodiffusion dans une cuve de dimensions 1 m x 2 m x 1 m. Elle est équipée d'un système automatisé de déplacement en translation (trois axes) et en rotation (trois degrés de liberté). Le pas de déplacement du capteur était de 1 mm en translation et de 1° en rotation.

Les transducteurs sont excités par un signal impulsionnel délivré par un générateur d'impulsion large bande (*Panametrics NDT 5077 PR*). Le signal de réception est préamplifié avant acquisition.

Les mesures ont été réalisées pour des fréquences de 500 kHz et 1 MHz avec des transducteurs *Reson TC 3029* (ouverture 11°) et *Panametrics A303R* (ouverture 6.5°).

Les objets cibles utilisés sont des cylindres métalliques pleins de 2.5 cm de diamètre. Ils sont enfouis dans le sable à des profondeurs comprises entre 1.5 et 3 cm.

La hauteur de la colonne d'eau varie entre 20 et 50 cm.

Les mesures ont été menées en incidence normale et pour différentes inclinaisons du transducteur.

### 4.3 Comparaisons des signaux temporels

Les signaux temporels rétrodiffusés simulés ont été confrontés aux signaux expérimentaux en incidence normale et en incidence oblique. Les résultats présentés ont été normalisés par rapport à l'amplitude de l'écho d'interface pour comparaison.

La figure 8 présente les résultats obtenus après insonification en incidence normale, à la fréquence de 1 MHz, d'un cylindre rigide de 2.5 cm de diamètre enfoui dans le sable à une profondeur de 3 cm. Le transducteur se situe à environ 38 cm au dessus de l'interface. On observe bien une concordance entre les temps des échos d'interface et de l'objet enfoui. En revanche, il existe une différence entre les amplitudes relatives de ces deux échos. Par ailleurs, le signal expérimental présente de nombreuses

contributions entre ces deux échos dues aux diffuseurs présents dans le sable.

Dans le cas d'une incidence oblique de 8° (figure 9), on observe des résultats similaires. L'objet est enfoui à une profondeur de 1.5 cm et insonifié à une fréquence de 500 kHz. Malgré la bonne concordance des temps d'arrivée, on observe un décalage de l'amplitude relative des échos d'interface et rétrodiffusé par l'objet enfoui.

Ce décalage pourrait s'expliquer par une erreur de positionnement du cylindre, impliquant une section apparente plus importante et/ou par une mauvaise estimation de l'amplitude de l'écho rétrodiffusé.

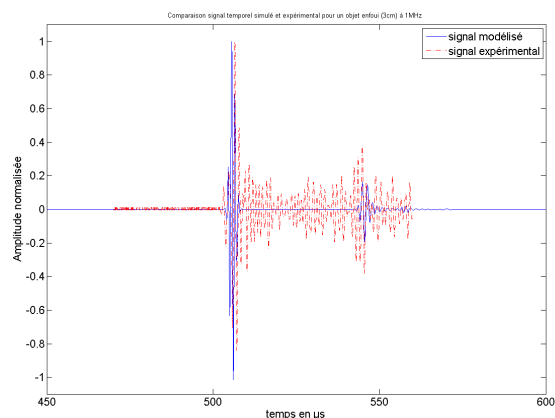


Figure 8 : Comparaison des signaux temporels modélisé et expérimental pour un cylindre rigide enfoui à 3 cm et insonifié à la fréquence de 1 MHz en incidence normale.

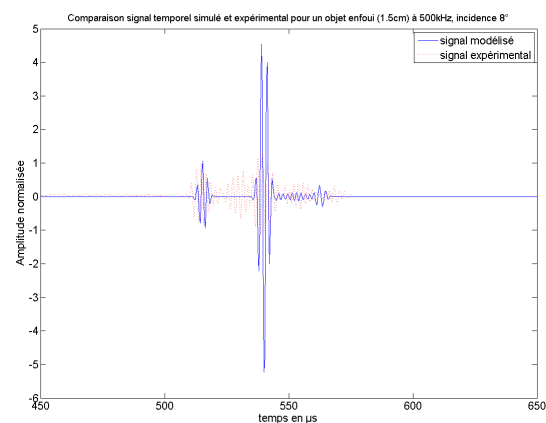


Figure 9 : Comparaison des signaux temporels modélisé et expérimental pour un objet enfoui à 500 kHz en incidence oblique.

### 4.4 Application du traitement SAS

L'application du traitement SAS s'effectue à présent dans le cas d'un objet enfoui. La fréquence employée est de 1 MHz en incidence normale. La hauteur d'eau considérée est de l'ordre de 24 cm pour un enfouissement de l'objet d'environ 2 cm. La figure 10 permet de retrouver ces paramètres. En effet, l'interface eau/sédiment est bien visible pour une hauteur de 24 cm environ sur l'image brute et l'image traitée. L'interface sur l'image traitée paraît moins perturbée. L'objet enfoui est bien situé à 2 cm de cette interface. La trace hyperbolique de l'objet sur l'image

brute est bien visible. Celle-ci est fortement réduite sur l'image traitée pour laisser place à une forme plus ponctuelle et un niveau d'amplitude plus important. Enfin, l'action des différents diffuseurs présents dans le sable semble moins importante à l'issue du traitement SAS.

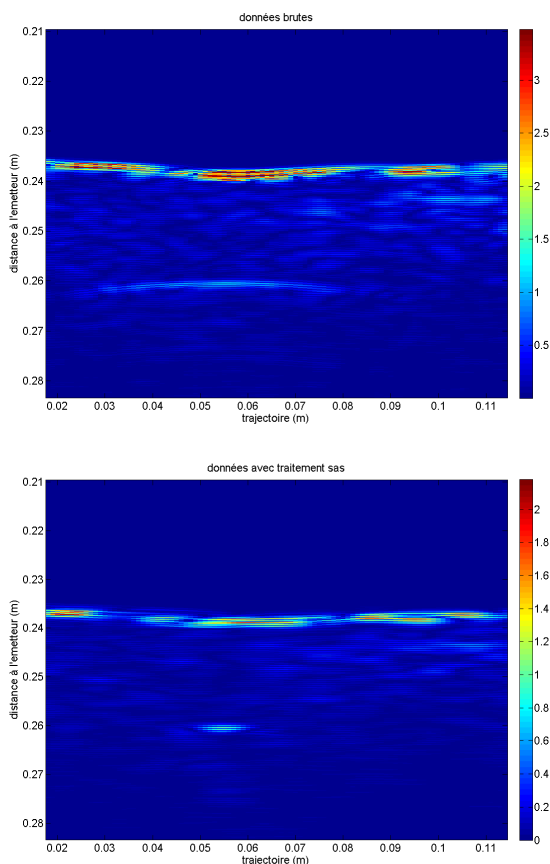


Figure 10 : Cartographie pour un objet enfoui à 1 MHz : données brutes (haut) et données avec traitement SAS (bas).

## 5 Conclusion

Notre étude a porté sur la modélisation de la diffusion acoustique pour des objets enfouis dans le sable. Le formalisme utilisé est celui de la matrice T. La contribution de l'écho d'interface a été intégrée dans la modélisation.

Dans un premier temps, les signaux temporels issus de la modélisation ont été comparés aux signaux expérimentaux obtenus en cuve. Cette confrontation a mis en évidence une concordance des temps d'arrivée des différents échos observés, mais une différence d'amplitude est observée, en particulier en incidence oblique.

Un traitement par antenne synthétique a ensuite été appliqué aux données expérimentales, ce qui a permis d'améliorer la résolution des images obtenues.

Ces premiers résultats sont encourageants. Des améliorations doivent être apportées dans la modélisation des signaux rétrodiffusés en particulier la prise en compte d'une modélisation plus approfondie pour l'écho d'interface. L'étude a été réalisée pour un objet parfaitement rigide, mais peut être étendue à des objets plus complexes tels que les câbles de télécommunications enfouis. Il suffit dans ce cas de modifier l'expression des coefficients de diffusion de l'objet.

## Références

- [1] Neubauer W.G., "Acoustic reflexion from surfaces and shapes ", Naval Research Laboratory, Wasinhgton D.C., (1986).
- [2] Veksler N.D., "Resonance acoustic spectroscopy", Springer Series on Wave Phenomena, (1993).
- [3] Fawcett J.A., Fox W.L. and Maguer A. "Modeling of scattering by objects on the seabed", *J. Acoust. Soc. Am.* 104 (6), 3296-3304 (1998).
- [4] Coatanhay A. "Diffusion acoustique par un objet cylindrique à proximité d'une interface plane", thèse de l'Université du Havre, (2000).
- [5] Lurton X., "An introduction to underwater acoustics: principles and application ", Springer , (2002).
- [6] Chatillon J., "Application de la synthèse d'ouverture en sonar actif ", thèse de doctorat de l'INSA de Lyon, (1994).