

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Emission multi-fréquentielle par non linéarité pour la caractérisation des fonds marins

Lucilla Di Marcoberardino¹, Jacques Marchal¹, Pierre cervenka¹

¹Institut Jean Le Rond d'Alembert, UMR 7190, UPMC Univ. Paris 6, CNRS, 2 place de la Gare de Ceinture, F-78210 Saint-Cyr-l'Ecole
lucilladm@hotmail.com, jacques.marchal@upmc.fr, pierre.cervenka@upmc.fr

Dans le contexte de l'acoustique sous-marine, on sait que la diversité fréquentielle est susceptible d'apporter une information essentielle pour déterminer la nature du fond. Nous présentons ici le concept d'un nouvel outil fondé sur la génération simultanée de plusieurs fréquences harmoniques. Notre objectif final est de tester la faisabilité d'un tel système multi-fréquentiel dont les caractéristiques sont adaptées à des applications telles que la détection de nappes d'hydrocarbures coulées sur le fond, ou la caractérisation de sédiments. Les faisceaux acoustiques sont les composantes harmoniques d'une onde de choc générée par une antenne fonctionnant à fort niveau d'émission. La source étant unique, ces faisceaux sont parfaitement calées ensemble, aussi bien temporellement que spatialement. Un modèle numérique fondé sur une extension de l'équation de Burgers a été développée pour estimer les champs saturés. Des mesures de champs des premières harmoniques ont été effectuées en bassin, puis comparées aux simulations

1 Introduction

En acoustique sous-marine, des campagnes ont montré que la multiplicité fréquentielle pouvait apporter des informations complémentaires pour la caractérisation des sédiments [1], ou par exemple pour la détection de nappes d'hydrocarbure déposées sur les fonds marins [2]. Cependant, l'utilisation de différents systèmes imageurs fonctionnant à différentes fréquences rend difficile la fusion des données acquises. L'idéal serait de disposer d'une source unique capable d'émettre à plusieurs fréquences en même temps. Une antenne fonctionnant en régime saturé pourrait satisfaire un tel besoin, associant fort niveau d'émission et richesse spectrale. La faisabilité d'exploiter en imagerie un tel rayonnement obtenu par non-linéarité de la propagation reste cependant posée. L'étude présentée vise à estimer les niveaux accessibles pour les premières harmoniques. L'exposé est divisé en trois parties : 1) un modèle basé sur l'équation de Burgers généralisée est développé ; 2) des mesures effectuées en bassin avec deux configurations d'antenne sont présentées ; 3) ces mesures sont enfin comparées avec les simulations issues du modèle.

2 Théorie et modèle

Le modèle pseudo-1D utilisé pour estimer les caractéristiques de la propagation non linéaire multi-fréquentielle est fondé sur l'équation de Burgers généralisée [3,4]. Dans un fluide, l'équation non linéaire quadratique s'écrit [5] :

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{2}{c_0} \mathcal{L} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) + \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\nabla \Phi)^2 + (\beta - 1) \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

où $\Phi(\mathbf{r}, t)$ est le potentiel acoustique au point de l'espace $\mathbf{r}$ et au temps t , c_0 la célérité du milieu et β le coefficient de

non linéarité. La vitesse et la pression acoustiques se déduisent du potentiel selon :

$$\mathbf{v} = \nabla \Phi$$
$$P = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{\rho_0}{2} \left\{ (\nabla \Phi)^2 - \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 \right\} \quad (2)$$

L'opérateur linéaire $\mathcal{L}$ décrit les différents phénomènes d'atténuation (et de dispersion) du milieu, comme par exemple l'atténuation visqueuse et les phénomènes de relaxation [6] :

$$\mathcal{L}(\ast) = -\frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 \ast}{\partial t^2} - \sum_i \frac{c_i'}{c_0^2} \int_{-\infty}^t \frac{\partial^2 \ast}{\partial t'^2} e^{-\frac{t-t'}{t_i}} dt' \quad (3)$$

où b est le coefficient de viscosité, ρ_0 la densité du milieu. Le temps de relaxation t_i et l'accroissement de célérité c_i' caractérisent le $i^{\text{ème}}$ phénomène de relaxation. Il est cependant plus pratique de caractériser l'atténuation du milieu en fonction de la fréquence f par son coefficient d'atténuation $\alpha(f)$:

$$\mathcal{L}(e^{j2\pi f t}) = \alpha(f) e^{j2\pi f t} \quad (4)$$

Pour l'eau de mer, on a utilisé par exemple le modèle de Francois-Garrison [7]

Pour le modèle pseudo-1D (figure 1), on suppose que l'énergie de l'onde est collimatée en champ proche et que cette énergie est uniformément répartie dans un cône en champ lointain (l'angle du cône est égal à l'ouverture du faisceau à -3 dB). La transition entre ces deux zones est déterminée par la distance de Fraunhofer (ou Rayleigh) $L_F = A^2/\lambda_0$ où A est la longueur caractéristique de l'antenne d'émission et λ_0 est la longueur d'onde à la fréquence d'émission f_0 . Cela revient donc à considérer une propagation plane en champ proche et sphérique en champ lointain. Dans le cas d'une antenne rectangulaire, on peut définir deux distances caractéristiques de Fraunhofer, la divergence entre ces deux distances étant cylindrique.

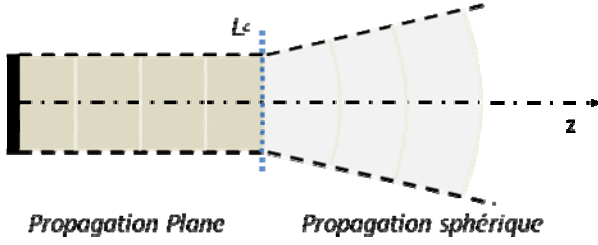


Figure 1 : Schéma représentant la répartition de l'énergie du faisceau dans le modèle pseudo-1D.

On utilise le temps retardé $t \rightarrow t + r/c_0$ en posant le changement de potentiel suivant :

$$\varphi(r, t) = \Phi(r, t + r/c_0) \quad (5)$$

ce qui permet de supposer que :

$$\left| \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right| \ll \left| \frac{1}{c_0} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right| \quad (6)$$

L'équation (1) se simplifier alors comme suit :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = -\frac{m}{r} \varphi - \mathcal{L}(\varphi) - \frac{\beta}{2c_0^3} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \quad (7)$$

où le paramètre m indique le type de propagation : plane ($m=0$), cylindrique ($m=1/2$) ou sphérique ($m=1$). Cette équation peut aussi s'exprimer en fonction de la pression :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{m}{r} P - \mathcal{L}(P) + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial P^2}{\partial t} \quad (8)$$

Cette dernière équation est mise sous une forme sans dimension en posant $p = P/\rho_0 c_0 v_0$ où v_0 est la vitesse normale à la surface de l'antenne :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{m}{r} p - \frac{1}{L_\alpha} \mathcal{L}'(p) + \frac{1}{L_c} p \frac{\partial p}{\partial \tau} \quad (9)$$

$$m = \begin{cases} 0 & \text{si } r < L_F \\ 1 & \text{si } r \geq L_F \end{cases}$$

où $L_\alpha = 1/\alpha(f_0)$ est la distance caractéristique d'atténuation, $L_c = c_0^2/\nu_0 \beta \omega_0$ est la distance de formation de l'onde choc et $\tau = 2\pi f_0 t$ est le temps sans dimension. $\mathcal{L}' = \mathcal{L}/\alpha_0$ est le propagateur d'atténuation sans dimension, et qui vaut par exemple dans le cas l'eau pure $\mathcal{L}' = \partial^2/\partial \tau^2$.

L'équation pseudo-1D obtenue pour modéliser l'émission multi-fréquentielle est relativement simple. Les trois longueurs caractéristiques définies permettent de quantifier l'importance relative des trois phénomènes entrant en jeu (divergence, atténuation et effet non linéaire). Il est clair que l'émission multi-fréquentielle ne peut être réalisée que si la longueur de formation de l'onde de choc L_c est plus petite ou du même ordre de grandeur que la plus petite des deux distances d'atténuation L_α et de Fraunhofer L_F .

3 Implémentation numérique

L'implémentation numérique de l'équation (9) est basée sur la méthode dite "split-step" [8] : pour chaque pas d'intégration dr le long de la propagation, on intègre séparément chaque terme de l'équation. Le pas doit être

assez petit pour que chaque phénomène engendre une petite variation de l'onde (le résultat doit être indépendant de l'ordre de résolution). Pour résoudre l'équation (9), il suffit donc de choisir une valeur du pas en fonction de la plus petite des trois distances caractéristiques. La partie de l'équation (9) correspondant au phénomène de divergence peut être résolue analytiquement :

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{m}{r} p = 0 \rightarrow p/r^m = \text{constante} \quad (10)$$

L'atténuation est facilement traitée en passant dans le domaine des fréquences :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{1}{L_\alpha} \mathcal{L}'(p) \rightarrow p(f) e^{+\alpha(f)r} = \text{constante} \quad (11)$$

La contribution du terme non linéaire se résout en utilisant la solution implicite de Poisson.

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{L_c} p \frac{\partial}{\partial \tau} p \rightarrow p(r+dr, \tau) = p\left(r, \tau + \frac{p}{L_c} dr\right) \quad (12)$$

Pour obtenir la solution au pas $(r+dr)$, il faut effectuer une interpolation de la pression au pas r avec une échelle de temps déformée. On impose que le décalage temporel maximal $\Delta\tau = \max(|p|) dr/L_c$ soit plus petit que l'échantillonnage temporel du signal. Cette condition est toujours vérifiée si $dr \leq L_c/N$ où N est le nombre d'échantillons par période. Une estimation plus fine de cette condition permet d'écrire un algorithme à pas variable, le pas augmentant si l'amplitude de la pression sans dimension diminue.

4 Expériences

Deux antennes conçues au laboratoire ont été utilisées pour tester la faisabilité de l'émission multi-fréquentielle (figure 2). Les caractéristiques de ces deux émetteurs sont données dans la table 1. La première antenne est directive ($\sim 5^\circ$ d'ouverture) alors que la seconde est très ouverte selon l'une des directions, ce qui correspond à la configuration classique utilisée dans les sonars latéraux.



Figure 2 : Antennes circulaire (Ø 18 cm) et rectangulaire (26cm x 1.6cm).

Le bassin d'essai (12m x 6m x 3m) est doté d'une passerelle automatisée pour effectuer des cartographies de 3m x 2m perpendiculairement à l'axe de propagation (figure 3). Le bras de la passerelle est équipé d'un hydrophone en réception (Reson TC4034, 1Hz-500kHz). La célérité est estimée à partir du modèle de Lovett et varie entre 1480 m/s ($T=12.3^\circ\text{C}$ au printemps – antenne circulaire) et 1420 m/s ($T=3.7^\circ\text{C}$ en hiver – antenne rectangulaire). Pour l'eau douce, la masse volumique et le coefficient non linéaire valent respectivement $\rho_0=1000 \text{ kg/m}^3$ et $\beta=3.5$.

	Antenne circulaire	Antenne rectangulaire
f_0	100 kHz	
λ	1,50 cm	
Longueur des cotés	18 cm	1,6 cm x 26cm
Ouverture à -3dB	4,8°	47° x 3°
L_F	1,7 m	0,017m et 4,5m
L_a	235 m	
Sv @100kHz	173 dB	160 dB

Table 1 : Caractéristiques des deux émetteurs.
Les sensibilités sont exprimés en dB réf 1μPa à 1m / V



Figure 3 : Bassin d'essai de l'Institut d'Alembert – site de Saint-Cyr-l'Ecole

L'un des points délicats de cette expérience est la génération d'une forte puissance acoustique : un amplificateur de classe E/D délivrant une puissance électrique maximale de 20 kW a été conçu au laboratoire. Le signal brut émis est carré, et donc composé des harmoniques impaires. Le transducteur, malgré un filtrage naturel, émet ainsi directement ces harmoniques. Une première expérience a mis en évidence l'interférence destructive entre la troisième harmonique engendrée par non linéarité de la propagation et celle générée directement par l'antenne avec le signal délivré par l'amplificateur. Il a donc été nécessaire de filtrer les harmoniques supérieures du signal injecté au niveau de l'adaptation électrique de l'antenne : les niveaux relatifs des harmoniques sont maintenant inférieurs à -30 dB. Le rendement global (adaptation et transduction) varie entre 30 % et 60 %.

On reporte dans le tableau 2 les niveaux atteints avec les deux antennes, et pour deux puissances électriques. Il est intéressant de comparer les différentes valeurs de la longueur de formation de l'onde de choc avec les longueurs caractéristiques du tableau 1. Ainsi, on remarque que 1) l'influence de l'atténuation ($L_a=230m$) est faible et que 2) la déformation non linéaire de l'onde sera observable (L_c proche de L_F).

	Antenne Circulaire		
Pe	P_0	$P_{@1m}$	L_c
1,2 kW	220 dB	224	16,2 m
20 kW	231 dB	236	4,32 m

	Antenne Rectangulaire		
Pe	P_0	$P_{@1m}$	L_c
1,2 kW	228 dB	217 dB	6,00 m
20 kW	240 dB	228 dB	1,59 m

Table 2 : Niveaux de source (dB réf 1μPa rms) et distance de formation de l'onde de choc.

La pression ramenée à 1m est plus importante pour l'antenne circulaire car elle est plus directive. En revanche, c'est à partir de la vitesse normale v_0 à la surface de l'émetteur qu'est définie la pression équivalente $P_0=\rho_0 c_0 v_0$. Cette pression étant supérieure au bar, des phénomènes de cavitation peuvent apparaître. Le seuil de cavitation dépend de plusieurs paramètres, comme la fréquence du signal, sa durée et son niveau. En se plaçant à une distance fixe de l'émetteur, on fait varier le niveau d'émission et on étudie le niveau des différentes harmoniques pour plusieurs tirs successifs (figure 4). On observe des fluctuations de niveaux au delà de certains seuils de puissance (11KW pour l'antenne circulaire et 2,8 kW pour l'antenne rectangulaire). On restera donc en-dessous de ces seuils de cavitation pour étudier l'émission multi-fréquentielle.

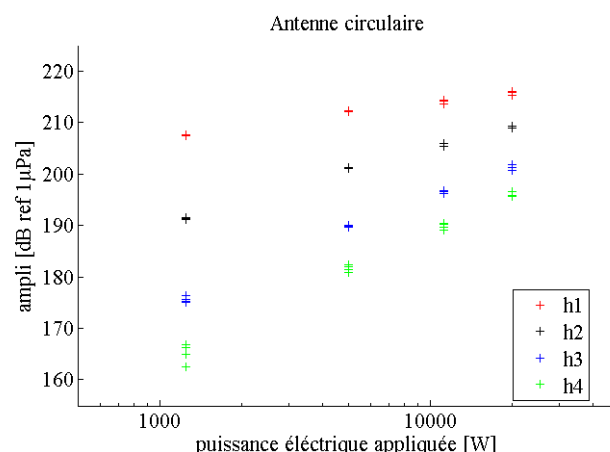


Figure 4a : Niveaux des harmoniques en fonction de la puissance d'émission – antenne circulaire – d = 6m.

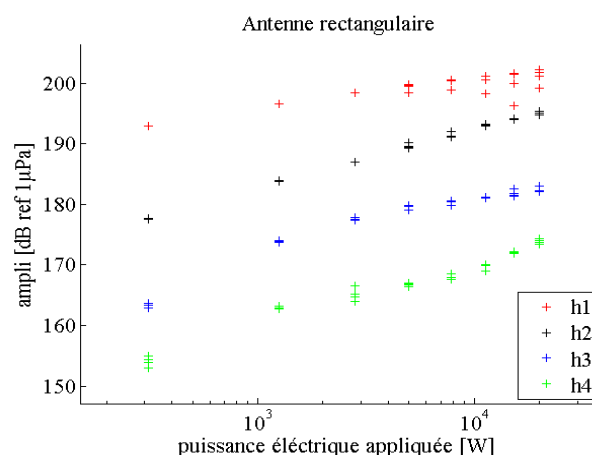


Figure 4b : Niveaux des harmoniques en fonction de la puissance d'émission – antenne rectangulaire – d = 6m.

5 Comparaison avec le modèle

On étudie le niveau sur l'axe en fonction de la distance et de la puissance d'émission pour valider expérimentalement le modèle pseudo-1D. L'équation (9) a été implémentée sous Matlab, les paramètres d'entrée étant les longueurs caractéristiques définies dans les tables 1 et 2.

La comparaison entre expériences et modèle est présentée sur les figures 5a et 5b pour l'antenne circulaire. La concordance est satisfaisante compte tenue du simplisme de la modélisation de la diffraction.

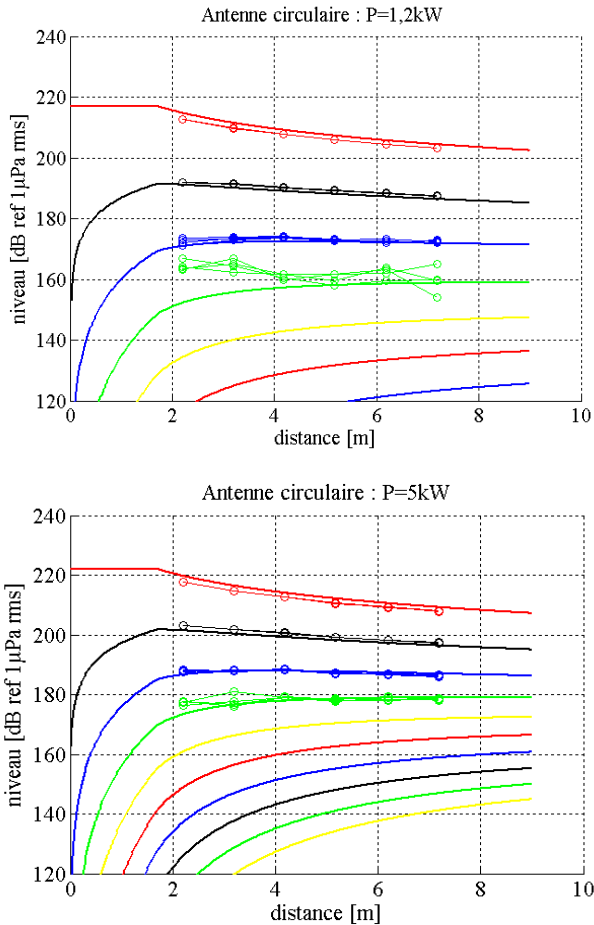


Figure 5 : décroissance des harmoniques en fonction de la distance – antenne circulaire.

Traits : modèle ; cercles : mesures.

Haut : 1,2 kW, Bas : 5 kW.

En revanche les niveaux estimés sont inférieurs aux mesures (figure 6a). pour l'antenne rectangulaire. Or celle-ci présente une grande ouverture selon l'un des axes. La zone d'interaction est très courte (de l'ordre de la longueur d'onde) et l'on ne tient pas compte de la focalisation naturelle de l'antenne (comme schématisé sur la figure 7). Pour améliorer la modélisation de la répartition de l'énergie en champ proche, on pourrait tenter de tenir compte d'une évolution de la section d'ouverture du faisceau en fonction de z . Dans une approche simplifiée, on a tenté de majorer les interactions non linéaires en minorant la section apparente (voir figure 7). Cependant, les écarts relatifs entre chaque niveau estimé des harmoniques restent supérieurs aux écarts mesurés (figure 6b). L'hypothèse que le champ est uniformément réparti sur une section n'est donc pas correcte pour une antenne ouverte.

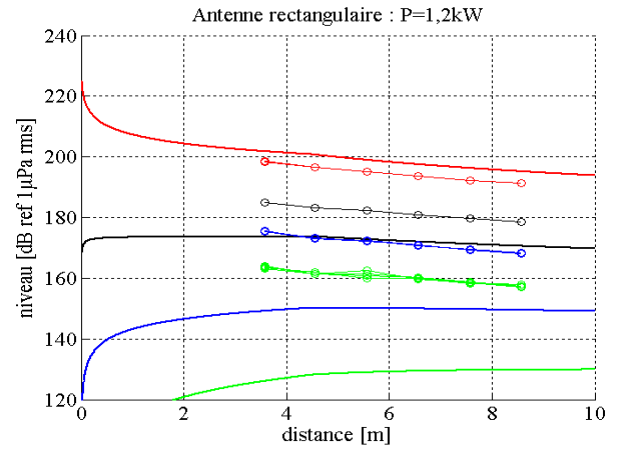


Figure 6a : décroissance des harmoniques en fonction de la distance – antenne rectangulaire – 1,2 kW

Traits : modèle ; cercles : mesures.

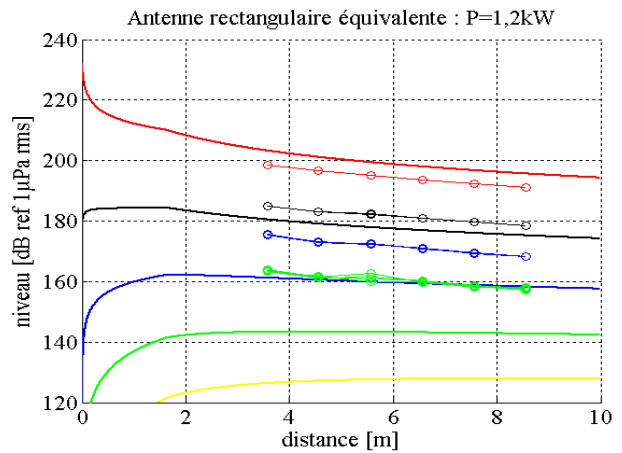


Figure 6b : décroissance des harmoniques – antenne rectangulaire virtuelle à section minorée – 1,2 kW.

Traits : modèle ; cercles : mesures.

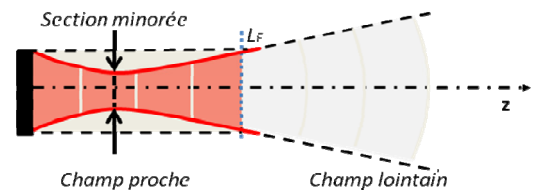


Figure 7 : représentation du phénomène de l'auto-focalisation en champ proche.

6 Conclusion

Notre objectif étant de disposer d'un modèle pour estimer la faisabilité de l'émission multi-fréquentielle, nous avons confronté des mesures expérimentales aux résultats issus du modèle pseudo-1D décrit dans cet article. Les résultats ne sont satisfaisants que pour l'antenne directive. Il paraît en revanche nécessaire de prendre en compte plus finement les phénomènes de diffraction, en utilisant une simulation en 3D [9], lorsque l'antenne est ouverte selon l'un de ses axes.

En ce qui concerne la faisabilité de l'imagerie multi-fréquentielle en acoustique sous-marine proprement dite, les niveaux absolus atteints par les harmoniques sont élevés : pour l'antenne rectangulaire étudiée et malgré sa

grande ouverture selon une direction, les niveaux ramenés à 1 m des quatre premières harmoniques se situent dans l'intervalle 175-210 dB ref 1 μ Pa rms ramené à 1m ; pour l'antenne circulaire, les niveaux sont dans l'intervalle 190-225 dB. Cependant, pour compléter l'étude, il est nécessaire d'estimer et de mesurer les ouvertures des faisceaux aux différentes fréquences.

Remerciements

Cette étude a été soutenue par l'IFREMER (contrat 2007 2 20681100). Nous remercions en particulier Xavier LURTON.

Références

- [1] "Characterization and observation of the seafloor with a new multibeam front-Scan sonar system (COSMOS)" – Contrat MAS3-CT97-0090 (DG 12 - ESCY).
- [2] "Expérimentation de capteurs acoustiques pour repérer le pétrole immergé (EXCAPI)" – Soutien du ministère de la recherche n°01G0815 via le réseau RITMER (*Réseau de recherche et d'innovation technologique sur les pollutions accidentelles et leurs conséquences écologiques*).
- [3] Hamilton M.F., Blackstock, D.T., "Nonlinear Acoustics", Academic Press, Texas (2002).
- [4] Blackstock D.T., "Generalized Burgers equation for plane waves", *J. Acoust. Soc. Am.*, 77, 2050-2053 (1985).
- [5] Marchal J., Cervenka P., "Modeling of the parametric transmission with the spatial Fourier formalism. Optimization of a parametric antenna", *Acta Acustica / Acustica* 90 1, 49-61 (2004).
- [6] Pierce A.D., "Acoustics: an introduction to its physical principles and applications", ch. 11, *Acoustical Society of America*, New York (1989).
- [7] Francois R.E., Garrison G.R., "Sound absorption based on ocean measurements: Part II: Boric acid contribution and equation for total absorption", *J. Acoust Soc. Am.*, 72, 1879-1890 (1982).
- [8] Yang X., Cleveland R.O., "Time domain simulation of nonlinear acoustic beams generated by rectangular pistons with application to harmonic imaging", *J. Acoust. Soc. Am.*, 117, 113-123 (2005).
- [9] Marchiano R., Coulouvrat F., Ganjehi L., Thomas J-L., "Numerical investigation of the properties of nonlinear acoustical vortices through weakly heterogeneous media", *Physical Review*, 77, 016605 (2008).