



IMAGERIE SONAR DE CIBLES ETENDUES PAR SYNTHÈSE D'OUVERTURE

Valérie TONARD (*), Marc BRUSSIEUX (**)

(*) CPE LISA / LASSO - 25 rue du Plat - 69288 LYON CEDEX 02

(**) STSN / GESMA - BP 42 - 29240 BREST NAVAL

RÉSUMÉ

Les performances et contraintes d'un sonar latéral à ouverture synthétique sont généralement évaluées pour une cible ponctuelle et un signal émis monochromatique. Cette approche ne permet pas d'interpréter les images synthétiques d'une scène complexe, notamment celles de cibles étendues. Nous définissons la réponse spatio-temporelle du système d'imagerie en tenant compte des traitements en azimut et en distance, et explicitons l'image finale par un produit de convolution. Alors que les champs diffractés sont souvent établis pour des cibles entièrement insonifiées, la convolution nous amène à effectuer la comparaison avec une insonification partielle en azimut. Nous étudions la décomposition des cibles sphériques et cylindriques en points brillants et nous interprétons les phénomènes secondaires observés sur les images, notamment sur celles des cibles cylindriques.

1 - INTRODUCTION

Les performances et contraintes de la synthèse d'ouverture par sonar latéral sont généralement évaluées pour une cible ponctuelle (omnidirectionnelle) et un signal monochromatique (infiniment long). Cette approche traduit la faisabilité d'un système d'imagerie à ouverture synthétique mais ne permet pas d'interpréter aisément des images synthétiques réelles. Il est nécessaire d'analyser finement la réponse spatio-temporelle de l'ensemble du système d'imagerie et d'étudier les propriétés en rétrodiffusion de la scène insonifiée.

La réponse spatio-temporelle (à une cible ponctuelle) inclut implicitement le traitement d'antenne et le traitement en distance. Cette réponse est bidimensionnelle, elle est établie dans le plan défini par la trajectoire de l'antenne ou "azimut", et la cible ponctuelle considérée.

Dans le cas d'une faible ouverture de l'antenne physique, le facteur d'obliquité inhérent à la synthèse d'ouverture (variation de l'angle d'observation de la cible) est négligeable et la scène peut être considérée comme un ensemble de diffuseurs ponctuels. Les images synthétiques résultent alors du produit de convolution bidimensionnel de la réponse spatio-temporelle par la distribution de diffuseurs.

Dans cet article, la scène est restreinte à des cibles rigides convexes: la sphère et le cylindre à terminaisons hémisphériques. Alors que leurs propriétés en rétrodiffusion sont souvent établies sous l'hypothèse d'une insonification totale [2], les images synthétiques sont comparables à celles issues d'une insonification partielle en azimut. Cela nous amène à étudier l'influence du lobe principal et des lobes secondaires de

ABSTRACT

Performances and constraints of a synthetic aperture side-scan sonar are generally established for a point target and a monochromatic transmitted signal. This approach does not allow to analyse synthetic images, more particularly those of extended targets. We define the time space response of the imaging system including both array and signal processing, what leads to express synthetic images by means of a convolution product. While diffracted fields are mostly expressed for entirely insonified targets, the convolution leads us to the comparison with a partial insonification according the azimuthal dimension. We study images of spherical and cylindrical targets as a distribution of several highlight scatterers and we analyse secondary phenomena observed on synthetic images, more particularly on those of cylindrical targets.

la réponse spatio-temporelle. Nous étudions la décomposition de la sphère et du cylindre (partiellement insonifiés) en un ou plusieurs points brillants et nous interprétons les images de la cible cylindrique en fonction de son orientation par rapport à la trajectoire de l'antenne. Cette dernière cible révèle, pour certaines orientations, des lobes secondaires dont nous précisons l'origine, le niveau et les limites.

2 - SYNTHÈSE D'OUVERTURE

La technique de synthèse d'ouverture [1] repose sur la formation d'une antenne virtuelle de grande dimension L_{sa} par déplacement rectiligne d'une antenne physique de dimension réduite L . La longueur de l'antenne synthétique est souvent limitée à la largeur à -3 dB du lobe d'émission de l'antenne physique. Le traitement d'antenne consiste en une focalisation dynamique des données sur le trajet aller-retour de l'onde sonore.

2.1 - Diagramme de directivité monochromatique

Soit le signal émis de longueur d'onde λ et les N (impair) échos d'une cible ponctuelle enregistrés le long d'une trajectoire rectiligne. Si Δ est l'échantillonnage spatial de l'antenne synthétique et R est la plus courte distance de la cible à la trajectoire, la loi de phase associée aux N échos est:

$$\phi(i) = \frac{4\pi}{\lambda} \sqrt{R^2 + i^2 \Delta^2} \approx \frac{4\pi}{\lambda} \left(R + \frac{i^2 \Delta^2}{2R} \right) \quad \text{si } R \gg L_{sa}/2 \quad (1)$$

avec i l'indice d'échantillonnage spatial
 $-(N-1)/2 \leq i \leq (N-1)/2$



Une expression analytique simple du diagramme de directivité D peut être établie en négligeant la pondération des signaux due à la directivité de l'antenne physique:

$$D(n) = \sum_{i=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \exp[j\phi(i-n)] \exp[-j\phi(i)] \quad (2)$$

d'où

$$D(n) = \exp\left[j2\pi \frac{(n\Delta)^2}{\lambda R}\right] \frac{\sin(N2\pi n\Delta^2/\lambda R)}{\sin(2\pi n\Delta^2/\lambda R)} \quad (3)$$

avec n l'indice d'échantillonnage spatial, $n=0$ correspond au point de focalisation

Ce diagramme (souvent explicité en module) conduit à une résolution azimutale théorique de $L/2$. Il fournit également les contraintes sur l'échantillonnage de l'antenne afin d'éliminer les ambiguïtés en azimut, $\Delta \leq L/2$ [1].

2.2 - Réponse spatio-temporelle

La réponse spatio-temporelle de l'antenne synthétique est établie dans le plan défini par la trajectoire de l'antenne et la cible ponctuelle considérée. Cette représentation bidimensionnelle prend en compte le traitement d'antenne et le signal utile (signal émis ou comprimé si une compression d'impulsion est réalisée à la réception).

La figure 1 présente l'enveloppe de la réponse spatio-temporelle (avec pondération due à la directivité de l'antenne physique), pour une cible ponctuelle située à $R=111,4\text{m}$ et une antenne physique de longueur $L=0,4\text{m}$. Le signal émis (comprimé à la réception) est à modulation hyperbolique de fréquence (enveloppe de la fonction d'autocorrélation proche d'une fonction gaussienne), de bande de fréquence $B=10\text{kHz}$ et de fréquence centrale $f=100\text{kHz}$. La synthèse d'ouverture est réalisée à la fréquence centrale ($L_{sa}=cR/Lf$ où c est la célérité des ondes) et l'échantillonnage spatial est $\Delta=L/8$.

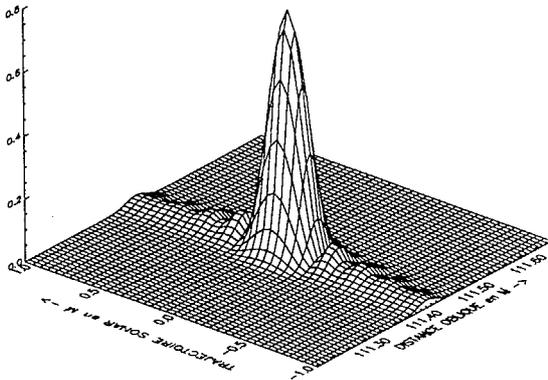


Figure 1

L'influence de la directivité de l'antenne physique se traduit par une diminution du niveau central (-3 dB) et un élargissement en azimut du lobe principal. Les lobes secondaires en azimut sont atténués et lissés par rapport à ceux de la relation (3). Dans la suite de cet article, le signal utile est celui de la représentation de la figure 1 et la synthèse d'ouverture est réalisée à la fréquence centrale.

3 - CHAMP RETRODIFFUSE PAR UNE CIBLE RIGIDE ENTIEREMENT INSONIFIÉE

La méthode des zones de Fresnel [4] constitue une première approche de la diffraction par une cible rigide convexe. L'onde incidente est considérée comme une succession de fronts d'onde plans séparés les uns des autres de $\lambda/4$, les zones de

Fresnel proviennent de l'intersection de ceux-ci avec la surface rétrodiffusante. Compte tenu des interférences entre zones, l'amplitude du champ rétrodiffusé par la cible entièrement insonifiée est égale à la moitié de celle provenant de la première zone de Fresnel. Cette approche, quoique approximative, insiste sur le phénomène d'interférence entre zones et montre ainsi que le champ rétrodiffusé par une cible partiellement insonifiée peut s'avérer largement différent de celui issu de la cible entièrement insonifiée [4].

La formulation intégrale de Fresnel-Kirchhoff, traduite de l'Optique Physique [3], exprime le champ rétrodiffusé au moyen d'une intégrale de surface. Si S est la surface insonifiée, M un point courant de S et P le point d'observation, le champ rétrodiffusé a pour expression:

$$U(P) = \frac{U_0}{j\lambda r_{\text{moy}}^2} \int_S \exp(j\vec{k} \cdot \vec{PM}) \cos(\vec{n}, \vec{MP}) dS \quad (4)$$

avec U_0 le champ émis, \vec{k} le vecteur d'onde incident ($k=2\pi/\lambda$), \vec{n} la normale à dS et r_{moy} la distance moyenne entre P et S

Si on considère une cible sphérique et une onde plane (\vec{k} et \vec{PM} colinéaires), l'intégrale est connue. Considérant la sphère de rayon a dont le point de réflexion spéculaire (point brillant) est situé à la distance R_0 de P , l'expression de $U(P)$ est:

$$U(P) = \frac{aU_N}{2} \left[\left(-\frac{\sin 2ka}{2ka} + \cos 2ka \right) + j \left(\frac{1}{2ka} - \frac{\cos 2ka}{2ka} - \sin 2ka \right) \right] \quad (5)$$

avec $U_N = \frac{U_0}{r_{\text{moy}}^2} \exp[j2k(R_0+a)]$

Si $ka \gg 1$ alors $|U(P)| = |U_N| a/2$ (6), amplitude en accord avec l'index classique en $10 \log(a^2/4)$, [2].

Si on considère un corps cylindrique, celui-ci est décomposé en sous-éléments cylindriques en cas d'incidence non plane afin de rendre l'insonification localement plane. L'intégrale est résolue au moyen d'une approximation "hautes fréquences" telle que la méthode de la phase stationnaire. L'élément cylindrique est de longueur h , de centre d'inertie O et de rayon a . Si ϕ est l'angle entre la normale à l'axe de révolution et le vecteur d'onde alors l'expression de $U(P)$ est:

$$U(P) = U_N h \text{Sinc}(kh \sin\phi) \sqrt{\frac{a \cos\phi}{2\lambda}} \exp\left(-j\frac{\pi}{4}\right) \quad (7)$$

avec $U_N = \frac{U_0}{r_{\text{moy}}^2} \exp[j2k(OP - a \cos\phi)]$ et $2ka \cos\phi \gg 1$

4 - SYNTHÈSE D'OUVERTURE ET INSONIFICATION PARTIELLE

La réponse spatio-temporelle, introduite en 2, peut être utilisée pour interpréter des images synthétiques si la scène insonifiée est une distribution de diffuseurs ponctuels, omnidirectionnels le long de l'antenne virtuelle. Les images synthétiques résultent alors du produit de convolution bidimensionnel de la réponse spatio-temporelle par la distribution de diffuseurs, et elles sont composées de un ou plusieurs points brillants dont la répartition et l'intensité dépendent de la géométrie de la cible. Chaque point brillant correspond à une réflexion spéculaire ou quasi-spéculaire sur l'élément de surface provenant de la projection de la cellule de résolution (coupe à -3 dB de la réponse spatio-temporelle) sur la surface rétrodiffusante.

Si la résolution en azimut est suffisamment fine (par rapport à la largeur "apparente" en azimut de la cible), nous effectuons la comparaison avec une insonification partielle en azimut et évaluons le niveau de chaque point brillant. Cette comparaison

suppose négligeable l'influence des lobes secondaires de la réponse spatio-temporelle sur l'image finale; les images de la cible cylindrique comportent cependant des lobes secondaires de part et d'autre de la cible. Si la résolution en distance est suffisamment longue (par rapport à la longueur "apparente" en distance de la cible), la réponse de la cible est considérée comme indépendante de la résolution en distance.

La décomposition en diffuseurs ponctuels suppose négligeable l'influence du facteur d'obliquité inhérent à la synthèse d'ouverture (variation de l'angle d'observation de la cible). Pour tout élément de surface dS , l'influence de l'obliquité est traduite dans la formulation de Fresnel-Kirchhoff (4) par le terme en cosinus. Rappelant que l'information "utile" est celle de la réflexion spéculaire ou quasi-spéculaire, on remarque que le cosinus est voisin de 1, ce qui autorise l'approximation effectuée. Celle-ci est justifiée pour une ouverture raisonnable de l'antenne physique. Les éléments de surface pour lesquels le facteur est non négligeable, sont les éléments "orientés" (réflexion non spéculaire) dont la contribution est négligeable.

Nous présentons plusieurs images synthétiques de cibles sphérique et cylindrique avec terminaisons hémisphériques. Les images temporelles, avant synthèse d'ouverture, sont calculées par transformation de Fourier inverse des spectres issus de la multiplication du spectre du signal utile par les champs $U(P)$ (explicités en 3) pondérés par la directivité de l'antenne physique. L'échantillonnage spatial Δ est de $L/2$. Pour analyser les images de la cible cylindrique, nous proposons une autre approche par intégration de la réponse spatio-temporelle à un diffuseur ponctuel.

4.1 - Cible sphérique

Nous considérons la sphère de rayon $a=0,5m$, dont le centre d'inertie est situé à la distance $R=111,6m$.

Deux situations extrêmes sont envisagées: 1) le diamètre de la sphère est inférieur à la résolution en azimuth, la cible est entièrement insonifiée, 2) la résolution en azimuth est inférieure à la largeur de la première zone de Fresnel.

Nous étudions, dans un premier temps, le comportement de l'intégrale de surface de (4). L'approximation de la surface sphérique au voisinage du point de réflexion spéculaire par une surface parabolique permet de décomposer l'intégrale de surface en deux intégrales de Fresnel. Connaissant la valeur de l'intégrale sur la totalité de la surface, nous évaluons la surface sphérique de même contribution et étudions l'évolution du niveau rétrodiffusé au voisinage de celle-ci. Le calcul par intégrales de Fresnel établit que la plus petite surface vérifiant cette condition a une profondeur de $\lambda/16$ et un rayon a_{surf} .

$$a_{surf} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{2} \frac{aR_0}{a + R_0}} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{2} a} \quad (8)$$

En accord avec les propriétés des intégrales Fresnel, pour toute surface sphérique de rayon inférieur, l'intégrale décroît linéairement; dans le cas contraire, elle oscille en convergeant vers une valeur asymptotique. La surface sphérique de rayon a_{surf} appartient à la première zone de Fresnel; le niveau réémis par les surfaces intermédiaires (profondeurs comprises entre $\lambda/16$ et $\lambda/4$), est supérieur à celui de la première zone de Fresnel.

Ignorer l'influence de la résolution en distance signifie que l'évolution du champ rétrodiffusé ne dépend principalement que de l'intégrale en azimuth.

La figure 2 présente l'évolution du niveau rétrodiffusé par la cellule de résolution centrée sur le point de réflexion spéculaire (point le plus proche de la trajectoire de l'antenne) en fonction de la résolution en azimuth. Le niveau décroît linéairement lorsque la résolution en azimuth est inférieure à $2a_{surf}$; dans le cas contraire, l'influence du traitement synthétique se traduit

par un lissage et une convergence étroite vers la valeur asymptotique de (6). Dans la zone de décroissance, les deux courbes convergent l'une vers l'autre car la perte de niveau (-3 dB) due à la directivité de l'antenne physique est compensée par l'élargissement du lobe en azimuth.

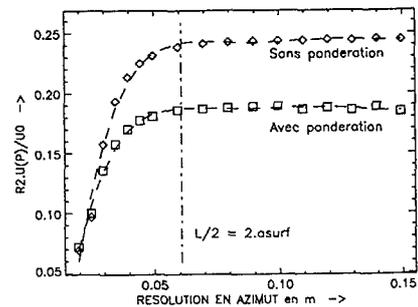


Figure 2

Pour une résolution fine ($\Delta \leq 2a_{surf}$), l'image de la cible sphérique est composée de plusieurs points brillants dont les niveaux respectifs sont liés aux champs rétrodiffusés par les éléments quasi-cylindriques inscrits à l'intérieur des cellules de résolution correspondantes. Sinon, elle est modélisée par un unique point brillant et peut être considérée comme ponctuelle. Ceci est illustré sur les figures 3.a et 3.b:

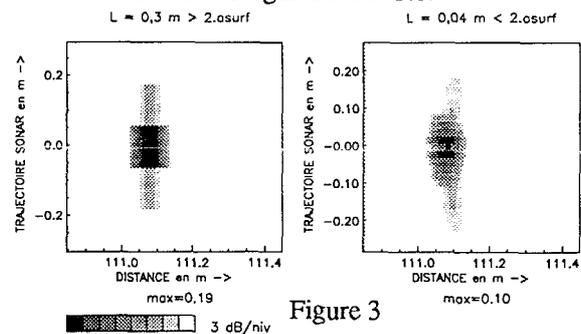


Figure 3

Remarquons que l'approximation de la surface parabolique n'est pas valide sur la totalité de la surface sphérique. Le raisonnement par intégrales de Fresnel est cependant largement adapté au voisinage de la première zone de Fresnel.

Cette étude sur l'influence de la résolution en azimuth sur l'image d'une sphère est réalisée en monostatique, elle complète l'étude [5] effectuée en bistatique pour un traitement d'antenne classique.

4.2 - Cible cylindrique avec terminaisons hémisphériques

Nous supposons, dans un premier temps, le corps cylindrique parallèle à la trajectoire de l'antenne ($\alpha = 0$).

L'image synthétique d'un cylindre à terminaisons hémisphériques de rayon $a=0,25m$ et de longueur $L_c=1m$ est présentée sur la figure 4. Son centre d'inertie est situé à $R=111,7m$.

L'image du corps cylindrique est un ensemble de points brillants dont le nombre est le rapport de la longueur L_c sur la résolution en azimuth. Le niveau associé à chaque point brillant est celui de l'élément cylindrique de rayon a et de longueur $L/2$.

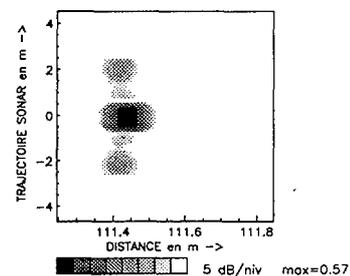


Figure 4



Nous nous intéressons aux lobes secondaires observés de part et d'autre du corps cylindrique.

La répartition spatiale simple des points brillants autorise une première approche par convolution de la réponse spatio-temporelle avec une distribution de fonctions de Dirac réparties en azimut sur une longueur L_c (intégration en azimut). La réponse spatio-temporelle diffère de celle du paragraphe 2.2 (figure 1) par l'échantillonnage spatial Δ égal à $L/2$. Le résultat de la convolution est présenté sur les figures 5.a en représentation 3D, et 5.b en niveaux de gris.

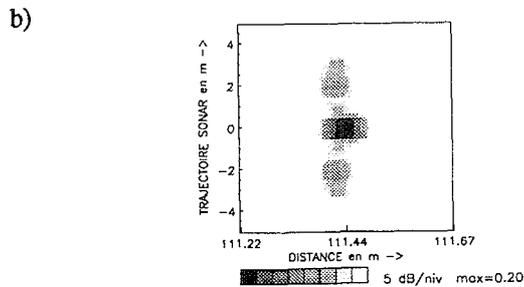
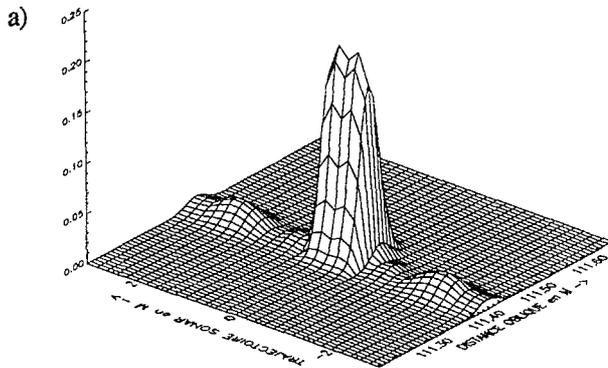


Figure 5

La largeur (à -3 dB) en azimut du lobe principal de la figure 5.a correspond à la longueur L_c ajoutée d'une cellule de résolution ($L/2$). Les lobes secondaires (comparables sur les figures 4 et 5.b) sont plus élevés que ceux de la réponse spatio-temporelle à un diffuseur (figure 1), ils sont localisés de part et d'autre de l'alignement de points brillants modélisant le corps cylindrique. L'intégration (en azimut) du diagramme complexe de l'antenne synthétique (3) renseigne sur l'amplitude et la position de ces lobes. Nous remarquons ainsi que, le long de la trajectoire d'antenne, au voisinage de "l'azimut" $n\Delta = R_0 \lambda/2L$ du point de focalisation, la phase du terme exponentiel tourne de π à chaque déplacement de $L/2$ le long de la trajectoire. De plus, en observant que la fonction $\text{Sin}NX/\text{Sin}X$ change de signe pour le même déplacement, on en déduit une intégration cohérente, ce qui se traduit par l'addition cohérente des contributions des points brillants localisés sur le corps cylindrique.

Finalement, le niveau maximal de ces lobes secondaires est évalué en première approximation à celui rétrodiffusé par le corps cylindrique (entièrement insonifié en spéculaire) pondéré par la directivité des cellules de résolution sur la cible (inférieure à 3 dB) et par celle de l'antenne synthétique.

On attribue logiquement à ce niveau les propriétés utilisées lors de l'évaluation des index de cibles: 1) en champ lointain de cible, l'index du corps cylindrique est l'index usuel [2], 2) en champ proche, l'index est inférieur à celui mesuré en champ lointain. La répartition spatiale de ces lobes est d'une description complexe: elle dépend de la longueur L_c de la cible par rapport à celle de l'antenne synthétique, de la focalisation en champ proche ou lointain de cible, de la durée du signal utile et de la migration en distance liée à la loi de phase parabolique

de la synthèse d'ouverture (1). Les lobes secondaires de la cible sont décalés par rapport à l'axe d'alignement des points brillants; cette migration en distance correspond au terme de retard (temporel) traduit dans l'expression analytique (fréquentielle) de la relation (3) par l'exponentielle complexe.

Pour une faible orientation de la cible ($\alpha \approx \tan \alpha \leq \lambda/2L$), les points brillants sont moins intenses, les surfaces rétrodiffusantes du corps cylindrique sont légèrement "orientées" (directives) à l'intérieur de la cellule de résolution.

Pour une orientation plus importante, les points brillants du corps cylindrique et les lobes secondaires associés disparaissent. Seules les terminaisons hémisphériques sont visibles, comme présenté sur la figure 6; la terminaison "avant" est privilégiée, celle située en arrière disparaît rapidement pour des orientations plus importantes. La configuration est comparable à celle de la sphère de rayon $a=0,25\text{m}$.

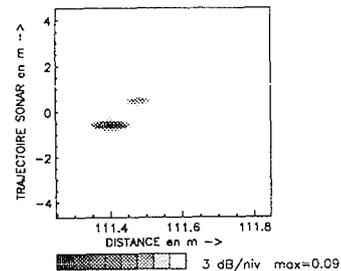


Figure 6

5 - CONCLUSION

Les images synthétiques haute résolution sont comparables à celles issues d'une insonification partielle des cibles imagées, et sont composées de un ou plusieurs points brillants dont la répartition et l'intensité dépendent de la dimension de la cellule de résolution et de la géométrie de la cible. Des nouveaux phénomènes (apparition de lobes secondaires en azimut) ont été observés dans le cas de cibles cylindriques. Ces lobes proviennent d'une contribution cohérente des points brillants de la cible observés dans les lobes secondaires en azimut de la réponse spatio-temporelle de l'antenne synthétique.

6 - REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur Jacques CHATILLON pour ses précieux conseils et les échanges scientifiques réalisés au cours de cette étude.

7 - REFERENCES

- [1]L.J. CUTRONA: "Comparison of sonar system performance achievable using synthetic aperture techniques with the performance achievable by more conventional means". *J.Acoust.Soc.Am*, August 1975, Vol 58, N°2, pp 336-348
- [2]R.J. URICK: "Principles of underwater sound, 3rd Edition". *McGraw-Hill*, 1983, Chap 9, pp 291-327
- [3]M. BORN and E. WOLF: "Principles of optics, 6th Edition". *Pergamon Press*, 1993, Chap 8, pp 370-458
- [4]G.C. GAUNAURD: "Sonar cross sections of bodies partially insonified by finite sound beams". *Invited paper I.E.E.E Journal of oceanic engineering*, July 1985, Vol OE-10, N°3, pp 213-230
- [5]F. FLORIN et S. BOZINOSKI: "Effets d'échos et d'ombres différentiels sur les antennes de sonar actif en champ de Fresnel". *GRETSI*, 1993, pp 1155-1158