

# SEPTIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

69/1



NICE du 28 MAI au 2 JUIN 1979

---

QUELQUES PROPRIETES DES ONDES SONORES REFLECHIES PAR LA SURFACE  
DE LA MER.

SOME PROPERTIES OF SOUND WAVES SCATTERED BY THE SEA SURFACE.

J. LEANDRE, Assistant de recherche spécialiste  
C. GAZANHES, Maître de recherche

LABORATOIRE DE MECANIQUE ET D'ACOUSTIQUE, C.N.R.S. - 31, chemin Joseph Aiguier - 13274 MARSEILLE CEDEX 2

---

## RESUME

Afin d'étudier la réflexion diffuse d'une onde ultrasonore par la surface de la mer, nous avons réalisé un modèle réduit de houle aléatoire en cuve.

Le signal ultrasonore réfléchi et diffusé suivant la direction spéculaire subit des modulations de phase et d'amplitude qui dépendent des fluctuations de la surface.

On montre qu'il comporte deux composantes, l'une cohérente, l'autre incohérente, que l'on peut expliquer à partir des propriétés statistiques de la modulation d'amplitude. Deux méthodes, la mesure des densités de probabilité, la mesure des fonctions de corrélation, permettent de calculer ces deux composantes.

## SUMMARY

As a result of studying the diffuse reflection of an ultrasonic wave by the sea surface, we have developed a reduced model of a random swell in a small vessel.

The reflected and scattered ultrasonic signal follows the specular direction, undergoing modulations of phase and amplitude, which depend on the surface fluctuations.

It is shown that it comprises two components, one coherent and the other incoherent, which can be explained by the statistical properties of the amplitude modulation. Two methods permit the calculation of the two components, the measurement of probability densities and the measurement of the correlation functions.



QUELQUES PROPRIETES DES ONDES SONORES REFLECHIES PAR LA SURFACE DE LA MER  
SOME PROPERTIES OF SOUND WAVES SCATTERED BY THE SEA SURFACE.

INTRODUCTION

Le milieu marin peut être considéré, vis-à-vis de la propagation des ondes sonore, comme un canal de transmission à paramètres variables dans le temps. En effet, la réverbération de volume d'une part et la réverbération de surface d'autre part, modifient plus ou moins les conditions de propagation d'un signal acoustique. De ce fait, la distorsion que subit le signal peut modifier considérablement ces propriétés initiales et rendre très difficile l'extraction de l'information qu'il contient.

L'étude que nous avons menée sur un modèle réduit en cuve acoustique se limite à celle des fluctuations aléatoires d'amplitude et de phase d'une onde sonore réfléchiée et diffusée, suivant la direction spéculaire, par la surface de la mer. On montre, à partir des propriétés statistiques des fluctuations d'amplitude, que l'onde diffusée comporte deux composantes ; l'une cohérente, l'autre incohérente.

Nous présentons deux méthodes de mesure permettant de les obtenir. La connaissance de ces deux composantes peut être utilisée, par exemple, pour déterminer l'importance des pertes de cohérence à la réflexion d'une onde se propageant par réflexions multiples en mer peu profonde.

2 - MAQUETTE DE SIMULATION

En mer, les vagues prennent naissance sous l'effet du vent ; sur notre modèle réduit, elles sont produites à l'aide d'une soufflerie disposée suivant le grand axe d'une cuve acoustique remplie d'eau douce. A différents régimes de la soufflerie correspondent différents états de surface dont nous avons déterminé les propriétés statistiques et mesuré certaines caractéristiques moyennes.

Le tableau ci-après donne pour 5 états de surface que nous allons simuler; la vitesse, la fréquence et la longueur d'onde des vagues ainsi que l'écart-type de leurs fluctuations d'amplitude ; ces derniers étant tirés des histogrammes obtenus par traitement statistique de 10 000 échantillons prélevés toutes les 17 millisecondes.

Tableau I

$V_1$ (tr/mn)	1 200	960	720	600	480
$V_2$ (cm S <sup>-1</sup> )	50,5	41	34,5	29,8	23,8
F (Hz)	2,79	3,26	3,95	5,5	6,98
$\lambda$ (cm)	18	12,5	8,75	5,4	3,4
$\sigma_s$ (cm)	0,517	0,326	0,193	0,108	0,051

$V_1$  : vitesse de rotation de la soufflerie  
 $V_2$  : vitesse de propagation des vagues (la vitesse a été déduite de la fonction d'intercorrélation des signaux issus de deux sondes placées suivant l'axe de la soufflerie)  
f : fréquence  
 $\lambda$  : longueur d'onde  
 $\sigma_s$  : écart-type

La transposition des paramètres de la diffusion d'une onde acoustique à 5 kHz sur notre modèle nous conduit aux fréquences ultrasonores. En particulier, pour simuler des états de la mer créés par des vents de force 2 à 4 dans l'échelle Beaufort, nous travaillons à 150 kHz.

Le schéma ci-après donne une coupe de notre maquette. Pour l'émission et la réception de l'onde ultrasonore, nous utilisons un dispositif mécanique permettant de couvrir, avec le faisceau incident, une portion de surface constante pour toutes les incidences. Les déplacements s'effectuent dans un plan perpendiculaire à la surface et parallèle à la direction des vagues.

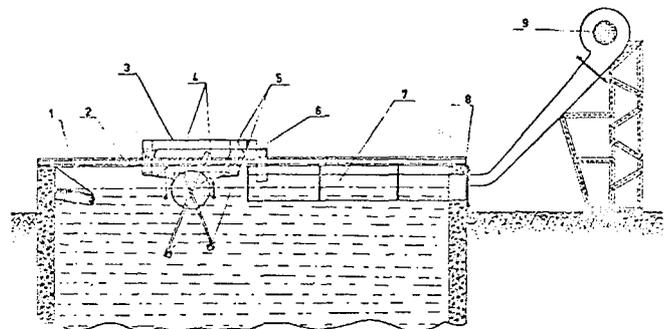


Figure 1

- 1) Amortisseurs de houle,
- 2) Rails,
- 3) Pont roulant,
- 4) Sondes résistives (enregistrement des houles),
- 5) Emetteurs-récepteurs à ultrasons,
- 6) Mécanisme d'entraînement des émetteurs à ultrasons,
- 7) Tunnel à vent,
- 8) Cuve,
- 9) Ventilateur de la soufflerie.

3 - ETUDE DE LA DIFFUSION

3.1. - Méthode des densités de probabilité

Nous travaillons en émission ultrasonore entretenue à la fréquence de 150 kHz. En présence des vagues, l'amplitude du signal reçu varie de façon aléatoire. Nous détectons ces variations. Ce nouveau signal est échantillonné à cadence faible de manière à assurer l'indépendance statistique entre échantillons ; puis les échantillons sont classés suivant leur grandeur par un analyseur statistique multicanaux. Nous obtenons ainsi une estimation de la densité de probabilité de l'enveloppe du signal, estimation à partir de laquelle nous calculons sur ordinateur la valeur moyenne, l'écart-type et le coefficient de variation  $\gamma_v = \sigma/m$  correspondant aux données expérimentales.

Si pour une fréquence ultrasonore et une incidence données nous traçons sur un même graphique les densités de probabilité correspondant à des forces de vent décroissantes, nous constatons qu'elles se déplacent à partir de l'origine vers une position extrême  $E_0$  correspondant à la surface calme. La figure 2 schématise ce mécanisme.

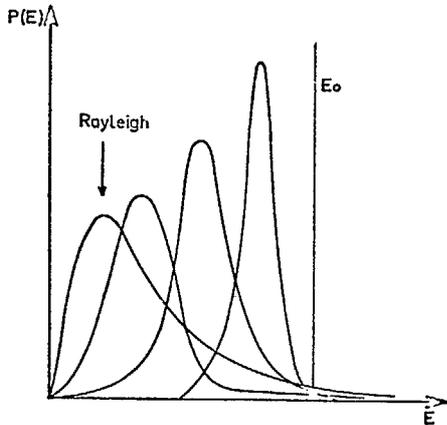


Fig 2 - Evolution des densités de probabilité de l'enveloppe du signal acoustique diffusé en fonction de l'état de surface.

De son côté, le coefficient de variation  $\gamma_v$  décroît de la valeur 0,52 à 0. Nous avons porté sur la figure 3 un certain nombre de résultats qui montrent que  $\gamma_v$  correspond précisément à la loi de probabilité de Rayleigh. Pour les cas intermédiaires, nous avons ajusté nos résultats au moyen de la loi de probabilité de Beckmann, appliquée généralement aux ondes électromagnétiques [2].

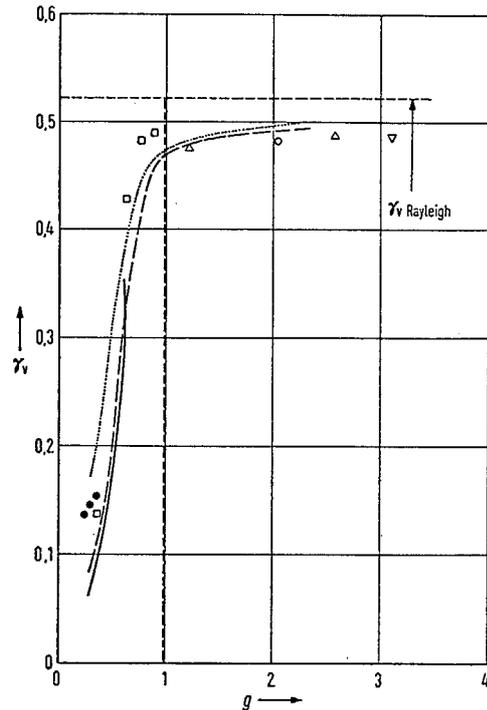


Fig 3 - Coefficient de variation  $\gamma_v$  correspondant à différents états de surface :  $f = 150$  kHz ;  $\theta = 30^\circ$  (480 à 720)  
 ●● 480 tr/min, □□ 600 tr/min, ▽▽ 720 tr/min,  
 ○○ 960 tr/min, △△ 1200 tr/min, ---φ 30 mm, ---φ 60mm

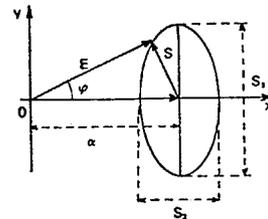


FIG. 4. — Représentation vectorielle du signal diffusé.

Si nous supposons que le signal reçu est la somme de deux termes (fig. 4). Un vecteur constant, dit cohérent, est dirigé suivant l'axe x. Un secteur S, dit incohérent, dont la phase est équipartie dans l'intervalle  $[0, 2\pi]$  de composantes  $S_1$  et  $S_2$  suivant l'axe Ox et Oy en quadrature et d'écart type  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ .

Introduisons l'amplitude normalisée :

$$\mu = \frac{E}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}$$

la densité de probabilité de  $\mu$  est alors donnée par la formule de Beckmann.

$$P(\mu) = \frac{K^2 + 1}{K} \mu \exp\left[-\frac{1+K^2}{2} \left(B^2 + \frac{1+K^2}{2K^2} \mu^2\right)\right] \times \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \varepsilon_m I_m\left(\frac{K^2 - 1}{4K^2} \mu^2\right) I_{2m}(B[1+K^2]\mu) \quad (1)$$

avec  $B^2 = \alpha^2 / (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)$  et  $K = \sigma_2 / \sigma_1$

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1 & m = 0 \\ 2 & m \neq 0 \end{cases}$$



Pour  $K = 1$  et  $B^2 = 0$ , l'expression (1) se réduit à la formule de Rayleigh.

Nous introduisons ensuite les données expérimentales au moyen des paramètres  $K$  et  $B$ . Le paramètre  $K$  est calculé par Beckmann [2] pour une surface gaussienne.

$$K^2 = \frac{1 + e^{-g^2}}{1 - e^{-g^2}} = \coth \frac{g^2}{2} \quad (2)$$

Le paramètre  $B$  est obtenu à partir de l'énergie totale reçue. Compte tenu de l'écart-type expérimental  $\sigma_{exp}$  et de la valeur moyenne expérimentale  $m_{exp}$ , on écrit celle-ci :

$$\sigma_{exp}^2 + m_{exp}^2 = \alpha^2 + I_{incoh}$$

avec :

$$I_{incoh} = \sigma_{incoh}^2 + m_{incoh}^2 = \sigma_{incoh}^2 [1 + (1/\gamma_v^2)]$$

posons :

$$\sigma_{incoh}^2 = \sigma_{exp}^2$$

et

$$\gamma_v = \frac{\sigma_{incoh}}{m_{incoh}} = 0,5227$$

Il vient successivement

$$\alpha^2 = m_{exp}^2 - \frac{\sigma_{exp}^2}{(\gamma_v)^2} \quad (3)$$

et

$$B^2 = \frac{1/(\gamma_v)_{exp}^2 - 1/(\gamma_v)^2}{1 + 1/(\gamma_v)^2} \quad (4)$$

Nous assimilons le terme cohérent du champ acoustique diffusé à la valeur de  $\alpha^2$  et le terme incohérent à valeur de  $\sigma_{exp}^2$  ; nous mesurons  $\sigma_{exp}$  et  $m_{exp}$ .

Le tableau II donne les résultats obtenus pour trois états de surface ; ils correspondent aux courbes de la figure 5.

Tableau II

Résultats pour trois états de surface

g	$\gamma_v$	$X^2$	$X^2$
0,7544	0,3261	63,45	175,20
0,7375	0,2847	90,47	159,81
6,1104	0,5205	44,45	137,70

La loi de Beckmann ajuste bien nos résultats. Le test de vraisemblance du  $\chi^2$  vérifie toujours la relation  $X^2 < \chi_a^2$ ,  $a$  étant le niveau de signification que nous avons fixé à 5 %.

Les courbes des figures 6 et 7 montrent les variations de  $\sigma_{exp}$  et de  $\alpha = m_{coh}$  en fonction de  $g$ .

La courbe théorique de  $\sigma$  a été obtenue en calculant la pression acoustique diffusée. [3]

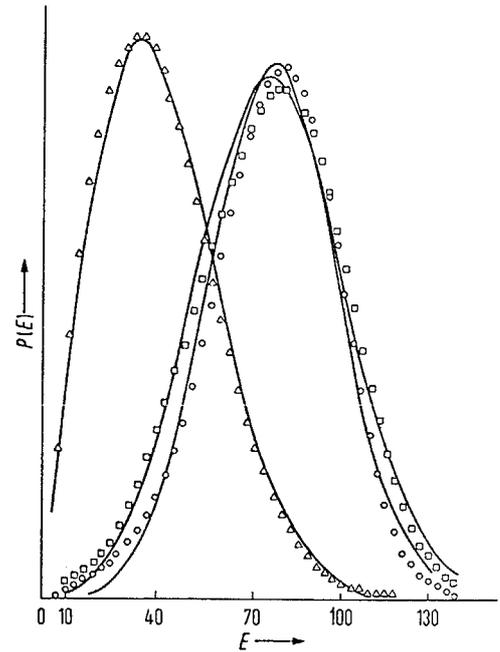


Fig 5 - Densités de probabilité théoriques et expérimentales :  $f = 150$  kHz  
 $\square\square$  520 tr/min,  $\circ\circ$  560 tr/min,  $\Delta\Delta$  1200 tr/min

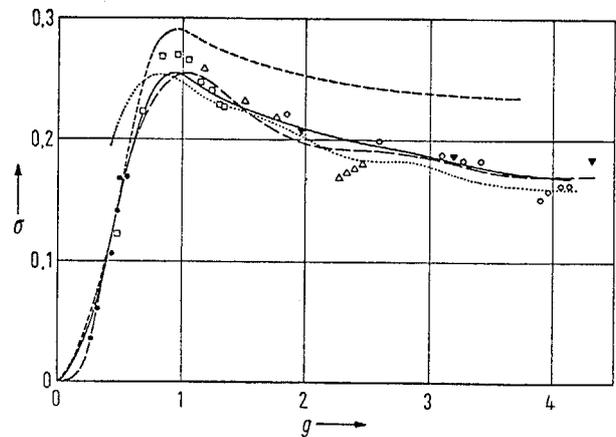


Fig 6 - Intensité cohérente (méthode des densités de probabilités)  
à 150 kHz,  $\circ\circ$  960 tr/min  $\nabla\nabla$  1200 tr/min  
 $\bullet\bullet$  480 tr/min,  $\square\square$  600 tr/min,  $\Delta\Delta$  720 tr/min  
— 150 kHz ; - - - - 300 kHz ; - - - - 82 kHz  
— théorique  
3.2. - Méthode par corrélation

Nous venons de montrer que le signal moyen diffusé est la somme d'un terme cohérent et d'un terme incohérent. L'analyse statistique au premier ordre ne permet pas, du moins directement, de séparer ces deux composantes. Par contre, l'analyse au deuxième ordre et le calcul des corrélations le permettent. Cette méthode, basée sur les propriétés d'un train d'onde modulé en fréquence, exige une mesure d'autocorrélation

et d'intercorrélation.

Voyons maintenant quel est le principe de ces mesures.

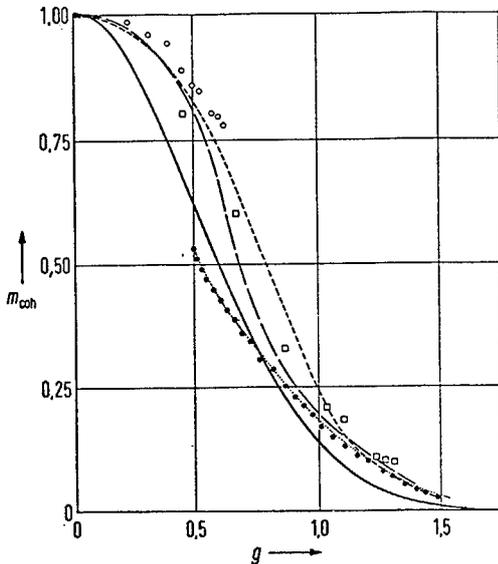


Fig 7 - Intensité cohérente (méthode des densités de probabilités)

à 150 kHz,  
 ○○ 480 tr/min, □□ 600 tr/min  
 ●● 300 kHz, — théorique.

3.2.1. - Détermination du terme cohérent

Soit  $p_i(t)$  le signal incident sur la surface et  $Ap_i(t-t')$  le signal reçu après réflexion sur la surface au repos.  $t'$  représente le temps de propagation émetteur-récepteur et  $A$  le facteur de réflexion, égal à un pour le dioptre eau-air.

Surface au repos. L'intercorrélation du signal incident et du signal reçu s'écrit :

$$C_{12}(\tau) = A [P_i(t-\tau) P_i(t-t')]$$

qui est maximale pour  $\tau = t'$ , soit :

$$C_{12}(t') = A (I_i)$$

Surface agitée. Le signal reçu est de la forme :

$$P = AF p_i(t-t') + P_{incoh}$$

où  $F$  est un coefficient qui dépend de l'état de surface ; il est quelquefois appelé perte de cohérence. L'intercorrélation du signal reçu et du signal émis s'obtient :

$$C'_{12}(\tau) = AF (P_i(t-t') P_i(t-\tau)) + P_{incoh} P_i(t-\tau)$$

qui est maximal pour  $\tau = t'$

$$C'_{12}(t') = AF (I_i)$$

(le deuxième terme est nul puisque les deux signaux sont indépendants) de sorte que nous obtenons :

$$F = \left[ \frac{C'_{12}(\tau)}{C_{12}(\tau)} \right]_{\tau=t'} \quad (5)$$

3.2.2. - Détermination de la partie incohérente du signal

Deux mesures de corrélation suffisent.

Surface au repos. On mesure l'autocorrélation du signal reçu.

$$C_o(\tau) = A^2 (P_i(t-t') P_i(t-t'-\tau))$$

qui est au maximum pour  $\tau = 0$ , soit :

$$C_o(0) = A^2 (I_i)$$

Surface agitée.

$$C'_o(\tau) = A^2 F^2 (P_i(t-t') P_i(t-t'-\tau)) + (I_{incoh})$$

qui est maximale pour  $\tau = 0$ , soit :

$$C'_o(0) = A^2 F^2 (I_i) + (I_{incoh})$$

Formons le rapport

$$R = \frac{C'_o(0)}{C_o(0)} = F^2 + \frac{(I_{incoh})}{A^2 (I_i)}$$

il vient :

$$\frac{I_{incoh}}{A^2 (I_i)} = R - F^2 \quad (6)$$

qui est l'énergie incohérente totale. La variance du signal reçu est encore :

$$\sigma_{exp}^2 = \frac{R - F^2}{1 + (1/\gamma_w^2)}$$

Nous pouvons donc obtenir, à l'aide de quatre mesures, la partie cohérente et la partie incohérente du signal diffusé.

Pour faire ces quatre mesures, nous utiliserons un train d'onde modulé linéairement en fréquence. Ce signal particulier permet d'obtenir en sortie d'un corrélateur une fonction de corrélation ayant un maximum bien marqué. C'est ce maximum qui est proportionnel aux valeurs de  $C_o(0)$ ,  $C'_o(0)$ ,  $C_{12}(\tau)$ ,  $C'_{12}(t)$ , respectivement autocorrélation et intercorrélation du signal acoustique émis et reçu après réflexion sur la surface.

Le signal modulé en fréquence est d'un emploi courant en technique radar ou sonar dès que l'on recherche une bonne résolution des échos sur une cible. On dit qu'il y a alors compression d'impulsion ou émission à BT grand (produit largeur de bande par durée de signal).

Les trains d'onde émis par le générateur sont modulés de 100 à 200 kHz, d'une durée de 0,8 ms, et



leur récurrence est de 15 ms. Les émetteurs et récepteurs ultrasonores sont amortis. Ils ont fait l'objet d'une étude spéciale au laboratoire.

Après filtrage pour éliminer les vibrations basses fréquences d'origine mécanique, le signal reçu est amplifié et envoyé sur l'entrée d'un corrélateur en temps réel (\*). En commutant les entrées, nous obtenons soit la fonction  $C_{xx}(\tau)$  autocorrélation du signal reçu, soit la fonction  $C_{yx}$  intercorrélacion du signal reçu avec une copie du signal émis. Cette copie est obtenue directement à la sortie du générateur de trains d'onde. Enfin, l'analyseur (\*\*) permet de numériser les fonctions de corrélation ou de les obtenir facilement sur table traçante.

A partir des valeurs maximales correspondant à  $\tau=0$  ou  $\tau=\tau'$ , nous calculons les rapports (5) et (6) proportionnels respectivement aux termes cohérent et incohérent. Les figures 8 et 9 montrent l'ensemble des résultats obtenus, ainsi que les valeurs théoriques correspondantes.

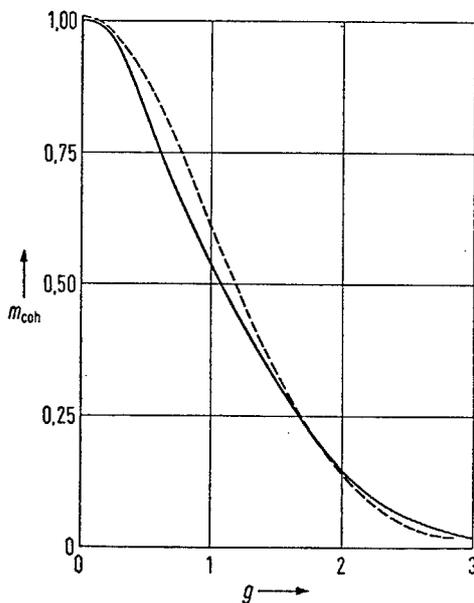


Fig 8 - Intensité cohérente (méthode des corrélations)  
f =  $(150 \pm 50)$  kHz

--- résultats expérimentaux lissés,  
— théorique.

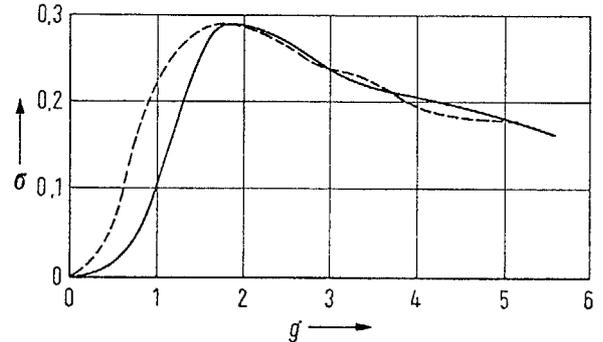


Fig 9.- Intensité incohérente (méthode des corrélations)  
f =  $(150 \pm 50)$  kHz

--- expérimental, — théorique

#### 4 - CONCLUSION

Les résultats obtenus montrent que le mécanisme de la diffusion d'une onde acoustique par une surface agitée est expliqué par la loi statistique de BECKMANN. L'application de cette loi au signal reçu permet de séparer les termes cohérent et incohérent de l'amplitude moyenne de l'onde diffusée. Nous avons montré que l'on peut obtenir ces deux composantes par des mesures d'auto et d'intercorrélacion au moyen d'un signal modulé en fréquence.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] GAZANHES C. - Réflexion d'une onde ultrasonore par une surface aléatoire ; réalisation d'un modèle réduit en cuve - Deuxième Colloque sur le Traitement du Signal et ses applications (Nice 5-9 mai 1969), 1, pp. 213-228.
- [2] BECKMANN P. et SPIZZICHINO A. - The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces (la diffraction des ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses) Pergamon Press, New York (1963) p. 503.
- [3] GAZANHES C. - Etude de la modulation d'amplitude consécutive à la diffusion d'une onde acoustique par une surface agitée - Thèse de Doctorat d'Etat Univ. de Provence Aix-Marseille (1972) p. 168.
- [4] GAZANHES C. et LEANDRE J. - Propriétés statistiques d'une onde sonore diffusée par une surface aléatoire. Application à la réflexion sous-marine de surface - Acustica, vol 30 (1974) pp. 11-19.
- [5] GAZANHES C. et LEANDRE J. - Réverbération sur une surface fluctuante aléatoire - Ann. Télécom. Fr, (1975), 30, n° 7-8, pp. 291-297.

(\*) SAIP

(\*\*) DIDAC 800