



## TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

Nice 7 au 12 mai 1973

---

SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

Alain MARCHIONI et Marcel MIANE  
Centre de Recherches Physiques - Marseille

---

**RESUME**

Cet exposé a pour objet l'étude de la propagation acoustique en eau peu profonde.

Nous comparons les relevés théoriques et expérimentaux du champ sonore pour deux, six et dix modes présents.

Nous étudions ensuite l'influence sur la propagation, de vagues à la surface de l'eau, de fonds ridés et d'un fond en pente.

**SUMMARY**

In this paper the shallow water propagation has been studied.

We compare the theoretical and experimental curves of sound field with two, six and ten modes.

We study the influence on the propagation from waves on the top of the water, serrated bottom and sloping bottom.

## SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION

## ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

Alain MARCHIONI et Marcel MIANE - C.N.R.S., Marseille.

INTRODUCTION

La distinction entre propagation en eau profonde et en eau peu profonde est une question d'échelle. On considèrera que l'on se trouve en eau peu profonde si le produit  $kH$  est faible, ( $k$  étant le nombre d'onde horizontal et  $H$  la hauteur d'eau).

En mer nous serons dans ces conditions pour des profondeurs d'eau de l'ordre de 100 à 200 mètres et nous nous intéressons ici qu'à la propagation basse fréquence pour ce cas là.

La propagation est alors caractérisée à assez grande distance de la source par de multiples réflexions des rayons sonores sur la surface de l'eau et sur le fond. Afin de mieux connaître la propagation et l'influence des limites nous avons réalisé un modèle réduit en cuve acoustique.

Nous avons pu ainsi vérifier la théorie de Pekeris jusqu'à une dizaine de modes présents puis étudier qualitativement l'influence de vagues sur la surface de l'eau, de stries sur le fond et d'un fond en pente.

PRINCIPAUX RESULTATS DE LA THEORIE DE PEKERIS

La théorie de Pekeris [1] est la plus simple qui corresponde à ce phénomène. Elle est établie pour deux milieux fluides, isocélères, séparés par un diop-tre plan horizontal.

Dans notre expérimentation, le premier milieu l'eau, a pour densité  $\rho_1 = 1$  et pour célérité du son  $C_1$ . Son épaisseur est  $H$ . Le deuxième milieu constitué de sable est assimilé à un fluide de densité  $\rho_2$  et dont la célérité du son  $C_2$  est égale à la vitesse longitudinale du son dans le sable. Nous le supposons de profondeur infinie.



SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

---

Les deux milieux sont infinis dans la direction  $r$ . Une source ponctuelle de pulsation  $\omega$  est placée dans l'eau à une profondeur  $hs$ .

L'équation d'onde s'écrit dans le milieu (1)

$$\nabla^2 \phi_1 + \left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 \phi_1 = -4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (1)$$

où  $r_0$  représente la position de la source.

Nous avons pour le milieu (2) l'équation

$$\nabla^2 \phi_2 + \left(\frac{\omega}{c_2}\right)^2 \phi_2 = 0 \quad (2)$$

$\phi_1$  et  $\phi_2$  sont les potentiels des vitesses dans les milieux (1) et (2).

La géométrie du modèle étant de révolution autour de l'axe OZ, on pourra écrire l'équation (1) en coordonnées cylindriques.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 \phi_1 = \frac{\delta}{r} \delta(r) \delta(z - hs) \quad (3)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes

- Pression nulle à la surface libre du milieu (1),
- Continuité de la vitesse normale et de la pression à l'interface des deux milieux,
- Champ nul à l'infini pour les deux directions.

Le champ en un point  $(z, r)$  de la couche d'eau s'exprime par une intégrale dans le plan complexe. Pour  $r$  assez grand et  $kr > 10$ , on peut l'approximer et se ramener alors à une somme de résidus.

SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE.

Nous prendrons pour expression du champ

$$\phi = \frac{2\pi}{H} \sqrt{\frac{z}{\pi n}} \sum_{n=1}^N e^{-i(k_n r + \frac{\pi}{4})} G(k_n) \sin(\beta_{1n} \rho_s) \sin(\beta_{2n} z) \quad (4)$$

où

$$G(k_n) = \frac{1}{\sqrt{k_n}} \frac{\beta_{1n} H}{\beta_{1n} H - \sin(\beta_{1n} H) \cos(\beta_{1n} H) - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \sin^2(\beta_{1n} H) \tan(\beta_{1n} H)} \quad (5)$$

Les  $k_n$  étant reliés aux  $\beta_{1n}$  et  $\beta_{2n}$  par

$$\beta_{1n} = \left[ \left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 - k_n^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad \beta_{2n} = \left[ \left(\frac{\omega}{c_2}\right)^2 - k_n^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

$\beta_{1n}$  et  $\beta_{2n}$  étant solution de l'équation

$$\beta_1 \cos(\beta_1 H) + i \frac{\rho_1}{\rho_2} \beta_2 \sin(\beta_1 H) = 0 \quad (7)$$

La solution (4) montre donc que le champ dans le milieu (1) se présente sous la forme d'une somme de termes, chacun étant défini par une valeur  $k_n$  homogène à un nombre d'onde. Nous ne considérerons par la suite que les valeurs réelles de  $k_n$  ; les valeurs complexes correspondant aux modes dits atténués n'ont d'influence qu'en champ proche.

INTERPRETATION PHYSIQUE DU PHENOMENE

La source omnidirectionnelle placée dans le milieu (1) émet des ondes qui se réfléchissent de nombreuses fois sur la surface et le fond. A distance suffisamment grande de la source, les ondes interfèrent entre elles. Seules vont contribuer au champ celles qui interfèrent de façon constructive et qui se propagent selon des angles d'incidence pour lesquels le coefficient de réflexion du fond est théoriquement égal à 1 ; c'est-à-dire pour des angles d'incidence

$$\theta > \theta_L = \text{Arc sin } \frac{c_1}{c_2}.$$



SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE.

---

Les conditions d'interférence constructive conduisent à l'équation caractéristique suivante équivalente à l'équation (7)

$$\operatorname{tg}\left(\frac{2\pi f}{c_1} \cos \theta\right) = -\frac{P_1}{P_2} \frac{\cos \theta}{\sqrt{\lambda \sin^2 \theta - \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2}} \quad (8)$$

dont les solutions  $\theta_n$  réelles sont les  $n$  incidences possibles de propagation.

A chaque valeur de  $\theta_n$  correspond alors le nombre horizontal

$$k_n = \frac{2\pi f}{c_1} \sin \theta_n \quad (9)$$

et nous aurons

$$\beta_{1n} = \left[ \left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 - k_n^2 \right]^{1/2} = \frac{2\pi f}{c_1} \cos \theta_n \quad (10)$$

L'équation (8) nous permet donc de connaître les angles de propagation des différents modes et de déterminer aussi pour une fréquence donnée la hauteur de coupure du  $n^{\text{ième}}$  mode

$$H_n = \frac{(2n-2)c_1}{4f \sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2}} \quad (11)$$

L'expression (5) donne la valeur de l'excitation de chaque mode selon son ordre. L'excitation des modes en fonction de la profondeur de la source, ou la réception en fonction de la profondeur du récepteur se présente sous la forme  $\sin(\beta_n h_s)$ , chaque mode d'ordre  $n$  pouvant être annulé ou non reçu pour  $(n-1)$  profondeurs de la source ou du récepteur.

Les modes théoriquement non atténués correspondant à des valeurs  $k_n$  réelles solution de l'équation (7), c'est-à-dire à des valeurs  $\theta_n$  solution de

SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PROFONDE

l'équation (8), sont en réalité légèrement atténués.

Si nous écrivons  $k_n$  sous la forme

$$k_n = k_n^0 - i\gamma_n$$

où  $\gamma_n \ll k_n$  l'introduction de cette nouvelle valeur dans l'expression du champ ne fait guère varier les termes  $G(k_n) \sin(\beta_n ks) \sin(\beta_n z)$  où  $k_n$  apparait au carré. Avec KORNHAUSER et RANEY [2] négligeons cette perturbation.

L'expression du champ sera alors :

$$\phi = \frac{2\pi}{H} \frac{z}{\pi n} \sum_m e^{-i(k_n^2 r + \frac{\pi}{4}) - \gamma_n r} G(k_n) \sin(\beta_n hs) \sin(\beta_n z) \quad (12)$$

Nous pouvons relier comme le fait PLAISANT [3] le terme  $\gamma_n$  au coefficient de réflexion du fond  $R_f(\theta_n)$  par :

$$R_f(\theta_n) = e^{-2H\gamma_n \text{tg } \theta_n}$$

Les courbes calculées par la suite l'ont été à partir de l'expression :

$$\phi = \frac{2\pi}{4} \sqrt{\frac{z}{\pi n}} \sqrt{\left[ \sum_n A_n \cos(k_n^2 r) \right]^2 + \left[ \sum_n A_n \sin(k_n^2 r) \right]^2} \quad (14)$$

où  $A_n = e^{-\gamma_n r} G(k_n) \sin(\beta_n hs) \sin(\beta_n z) \quad (15)$

EFFICACITE DE LE THEORIE DES MODES

Les mesures ont été effectuées dans une cuve de 5 x 2 x 0,60 m nous permettant d'avoir par rapport à une profondeur d'eau de 100 m, une échelle de 1/1000 à 1/4000 selon la hauteur de la lame d'eau située au-dessus de la couche de sable.

Une fréquence de 124 kHz, 25 mm d'eau et 4 m



SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

---

de portée utile correspondent pour un fond de 100 m en mer à une fréquence de 31 Hz et une portée de 16 Km. Avec 100 mm d'eau, la fréquence serait de 124 Hz et la portée de 4 Km.

La couche de sable a une épaisseur de 25 cm suffisamment importante pour que l'on puisse la considérer de profondeur infinie.

Afin d'avoir les conditions d'un champ libre dans la direction horizontale et pour éviter les réflexions sur les parois de la cuve nous avons utilisé un absorbant en caoutchouc dit "pc" taillé en prisme et disposé sur le pourtour de la lame d'eau.

L'émetteur est placé sur un chariot fixe et peut être immergé à des profondeurs différentes. Le récepteur est placé sur un chariot mobile permettant d'explorer longitudinalement le champ sonore.

Dans le modèle théorique, la source est ponctuelle et le champ est donné sur un point  $M(z,r)$ . On a donc utilisé des transducteurs de petites dimensions. Ils sont du type utilisé par A.B. WOOD [4] et A. PLAISANT [3]

Nous avons déterminé d'abord le coefficient de réflexion du fond pour des angles supérieurs à l'angle limite  $\theta_L$  en faisant varier la hauteur d'eau depuis la hauteur de coupure du 1er mode. A une hauteur d'eau  $H$  correspond un angle  $\theta$  de propagation du mode. L'amplitude du mode décroît suivant la forme  $\frac{1}{\sqrt{r}} e^{-\gamma r}$

Si au point  $r_0$  le champ a pour valeur

$$\phi_0 = \frac{A}{\sqrt{r_0}} e^{-\gamma r_0}$$

et au point  $r_1$   $\phi_1 = \frac{A}{\sqrt{r_1}} e^{-\gamma r_1}$

nous pouvons calculer le coefficient d'atténuation  $\gamma$

par

$$\gamma = - \frac{\ln \left( \frac{\phi_1 \sqrt{r_1}}{\phi_0 \sqrt{r_0}} \right)}{r_1 - r_0}$$

SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

d'où le coefficient de réflexion  $R_f(\theta) = e^{-2H \gamma \tan \theta}$

A la fréquence de 124 kHz, nous avons obtenu un coefficient moyen de  $R = 0,95$ . Les constantes acoustiques des deux milieux sont les suivantes :

Pour l'eau :  $\rho_1 = 1$                        $C_1 = 1\ 485$  m/s  
 Pour le sable :  $\rho_2 = 2,04$                  $C_2 = 1\ 750$  m/s

Nous donnons dans les pages suivantes des relevés de champ effectués pour 25 mm, 67 mm et 113 mm pour différentes profondeurs de l'émetteur et du récepteur.

Les courbes tracées en pointillé étant les courbes théoriques.

PERTURBATION DE LA SURFACE

Nous avons perturbé la surface par des vaguelettes générées au moyen d'un plongeur à profil triangulaire mu par un vibreur électrodynamique. Les états de surface sont définis dans le tableau suivant :

ETAT DE SURFACE	n° 1	n° 2	n° 3
FREQUENCES DE HOULE	8 Hz	6 Hz	4,5 Hz
LONGUEUR D'ONDE	2,5 cm	4,2 cm	8 cm
AMPLITUDE DES VAGUES (environ)	1 mm	2 mm	5 mm

En présence de vagues, le signal capté en un point présente des fluctuations d'amplitude. Les relevés donnent la valeur moyenne de l'amplitude. Nous observons que pour les vagues de 8 Hz les relevés sont à peu près identiques à ceux donnés sans vagues.





SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

---

Pour 6 Hz, le niveau sonore est diminué mais la forme des relevés est conservée.

Pour 4,5 Hz, seuls subsistent les deux premiers modes les mieux excités.

PERTURBATION DU FOND

Au lieu d'un fond plat, nous avons réalisé un fond possédant un profil en dents de scie. Les vallées et les crêtes sont parallèles entre elles et perpendiculaires à la direction de propagation.

Trois profils similaires mais de dimensions différentes ont été essayés.

<u>Profil n° 1</u>	Distance entre les dents $\Lambda = 1,25$ cm
	Distance entre les sommets et creux ..... $\ell = 0,36$ cm
<u>Profil n° 2</u>	Distance entre les dents $\Lambda = 2,5$ cm
	Distance entre les sommets et les creux ..... $\ell = 0,72$ cm
<u>Profil n° 3</u>	Distance entre les dents $\Lambda = 5$ cm
	Distance entre les sommets et creux ..... $\ell = 1,42$ cm

Pour tous les profils, le fond plat apparent qui correspond au plan médian du profil permet de retrouver la forme générale des courbes obtenues avec un fond plat.

Comme pour le cas des vagues, de faibles perturbations ont peu d'influence sur le champ acoustique régnant dans la lame d'eau. Le profil de plus grandes dimensions ayant là aussi pour effet de supprimer les modes d'ordres supérieurs.

SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

---

FOND EN PENTE

Deux cas ont été envisagés, d'une part lorsque la profondeur d'eau croît lorsque l'on s'éloigne de la source, d'autre part lorsque la profondeur d'eau décroît alors que l'on s'en éloigne.

Dans le premier cas nous avons constaté qu'il n'y avait pas création de modes supplémentaires et qu'en présence de deux modes, à une distance et pour une profondeur d'eau donnés, le pas d'interférence était le même que si le fond était plat avec la même hauteur d'eau qu'en ce point.

Dans le second cas, les modes disparaissent au fur et à mesure que l'on atteint des points où la profondeur d'eau correspond à la hauteur de coupure de ces modes.

CONCLUSION

Nous avons pu vérifier la théorie de PEKERIS jusqu'à dix modes présents. La comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux est généralement satisfaisante.

Des vagues ou des rugosités au fond ont pour effet lorsqu'elles sont assez importantes de supprimer les modes d'ordres supérieurs.

Pour un fond en pente, il y a selon le cas, dilatation ou compression des relevés par rapport à ceux effectués avec un fond plat. D'autre part si l'émission est faite dans le sens de la pente, il n'y a pas création de mode et dans le cas contraire les modes sont supprimés progressivement alors que la hauteur d'eau décroît.

Des expérimentations portant sur l'influence d'un gradient de température dans la lame d'eau sont en cours.



SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PROFONDE

---

Enfin, on envisage l'étude du phénomène à une fréquence beaucoup plus élevée, correspondant aux fréquences habituellement utilisées en détection sous-marine.

-oOo-

SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

---

BIBLIOGRAPHIE

- [1] PEKERIS (C.L)  
Theory of propagation of explosive sound in  
shallow water  
Geol. Soc. Amer. n° 27, 1948
- [2] KORNHAUSER et RANEY  
J.A.S.A., n° 27, 689, 1955
- [3] PLAISANT (A)  
Contribution à l'étude de la propagation du son  
dans l'eau par petit fond.  
Thèse spécialité - Université de Provence 1970
- [4] WOOD (A.B)  
Underwater acoustics  
U.M Albers, Ed. Plnum Press Inc, New-York 1968
- [5] OFFICER (CB)  
Introduction to the theory of sound transmission  
Mc. Graw Hill, New York, 1958
- [6] TOLSTOY and CLAY  
Ocean Acoustic  
Mc. Graw Hill, New-York, 1966

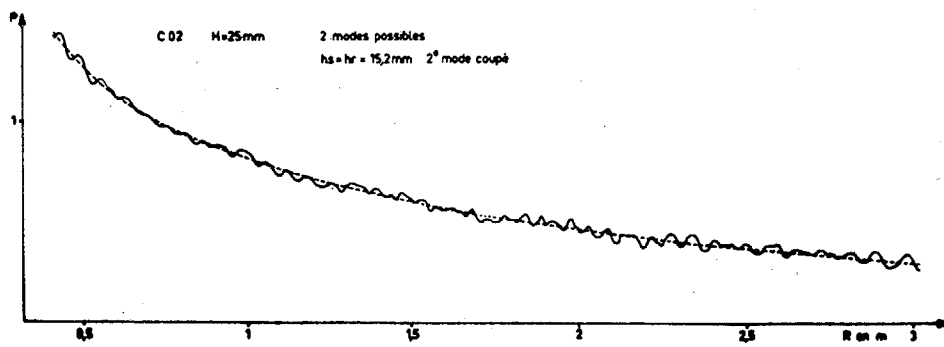
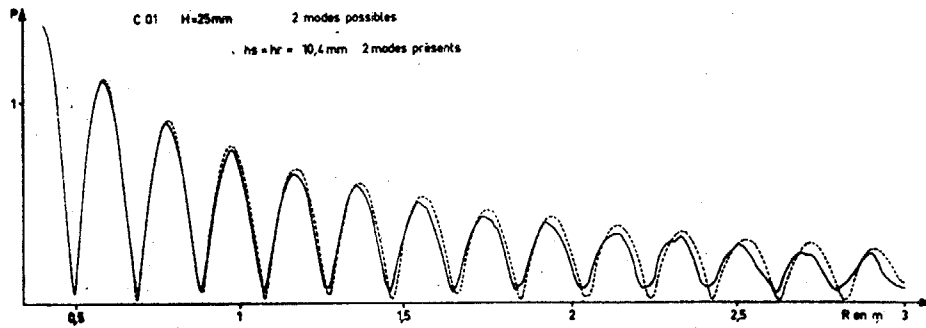
§



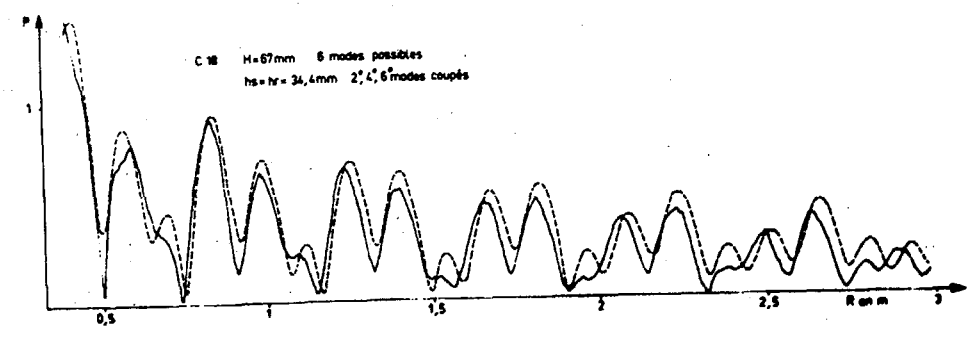
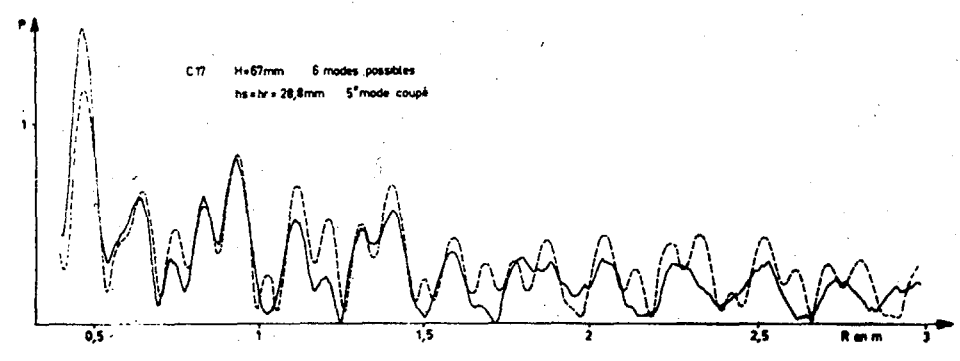
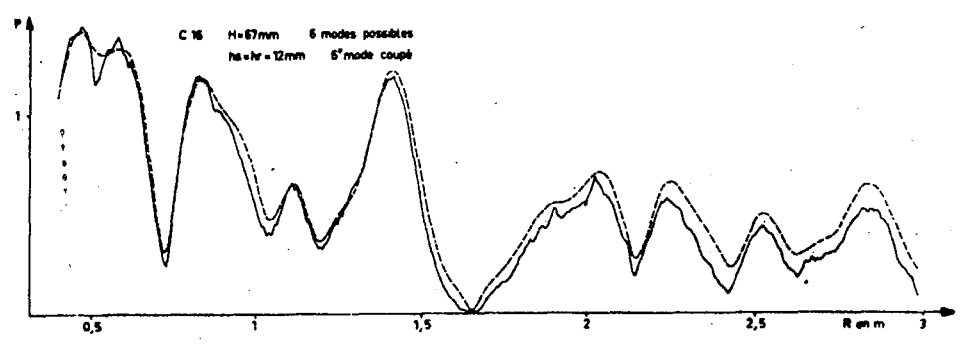
NUMERATION CIRCULAIRE EN MODELES REDUITS DE LA PROPAGATION  
 ACOUSTIQUE MARIN EN BAI FOND PROFONDE

RELEVÉS DU CHAMP

----- Courbes théoriques  
 ——— Relevés expérimentaux

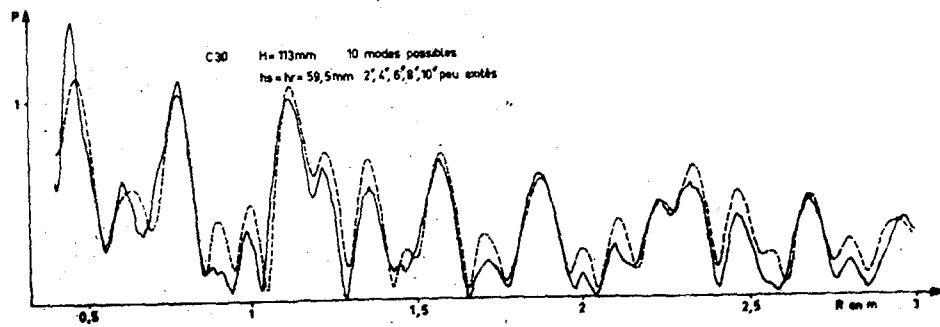
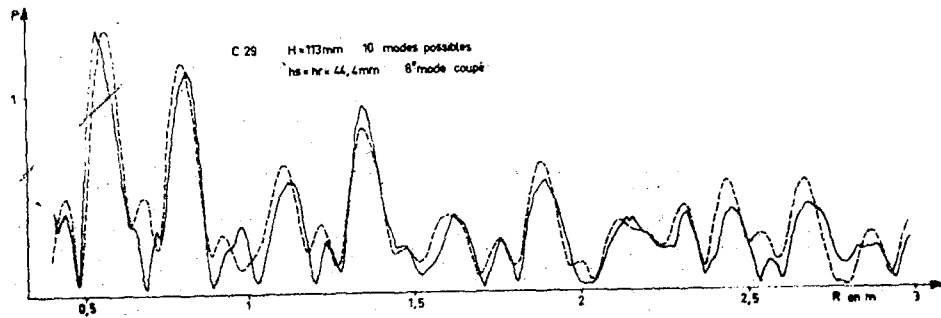
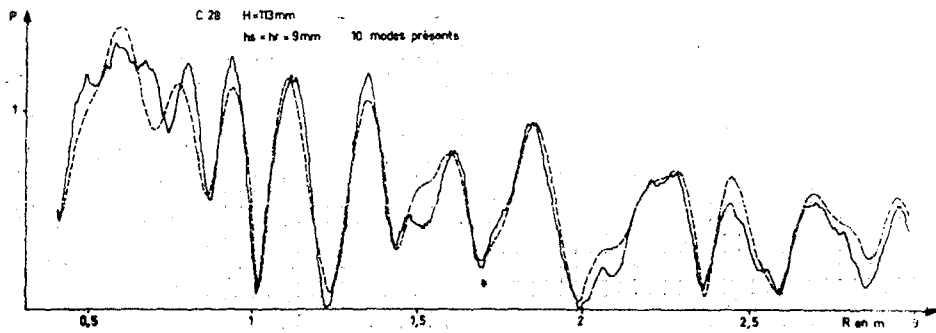


# SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE MARINE EN EAU POU PROFONDE



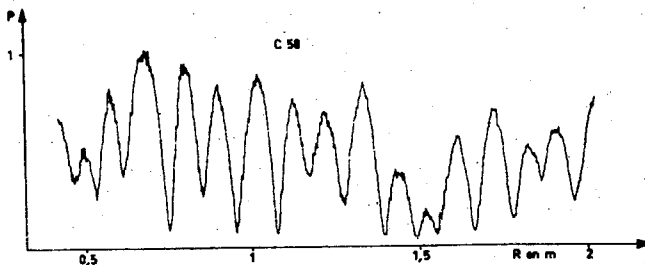
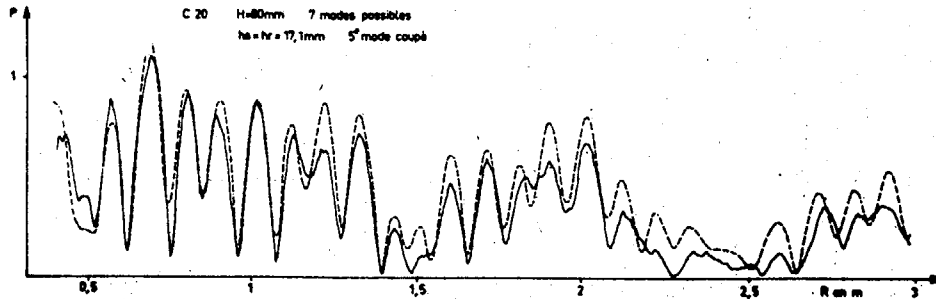


# SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

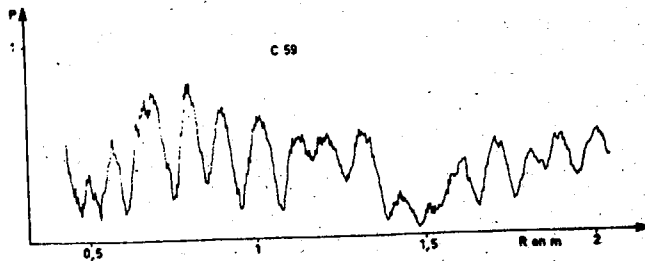




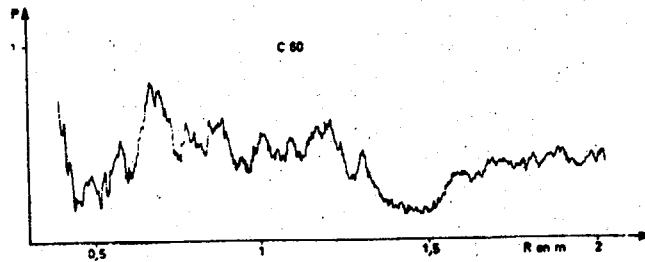
SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE



Vagues 8 Hz



Vagues 6 Hz

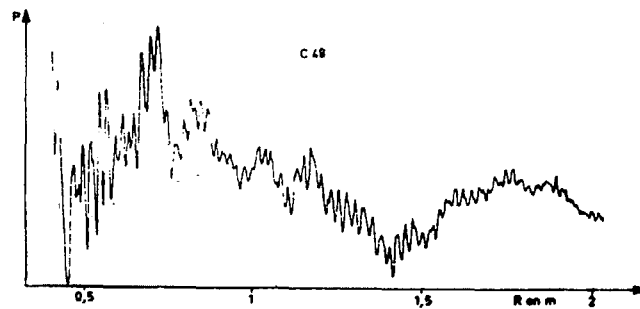
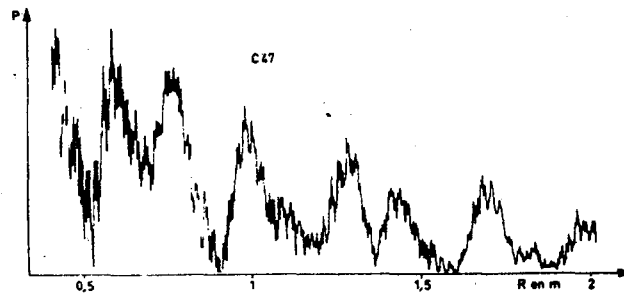
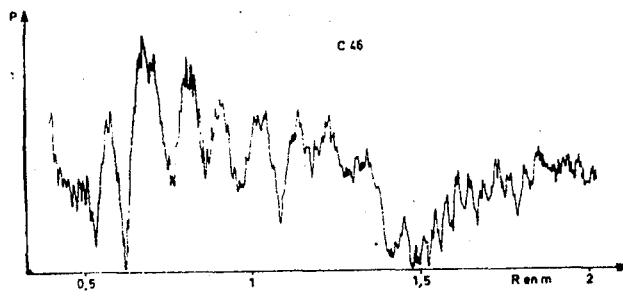
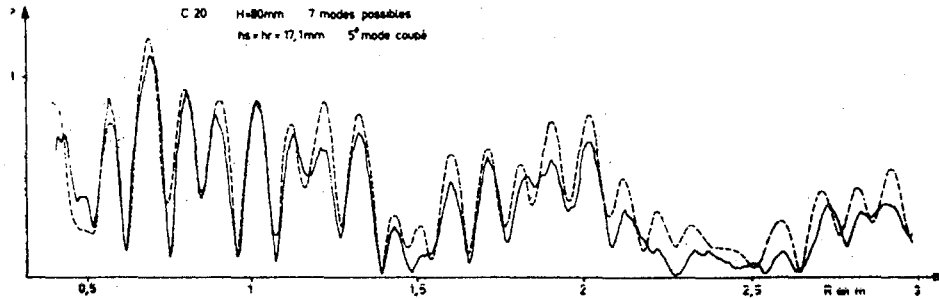


Vagues 4,5 Hz



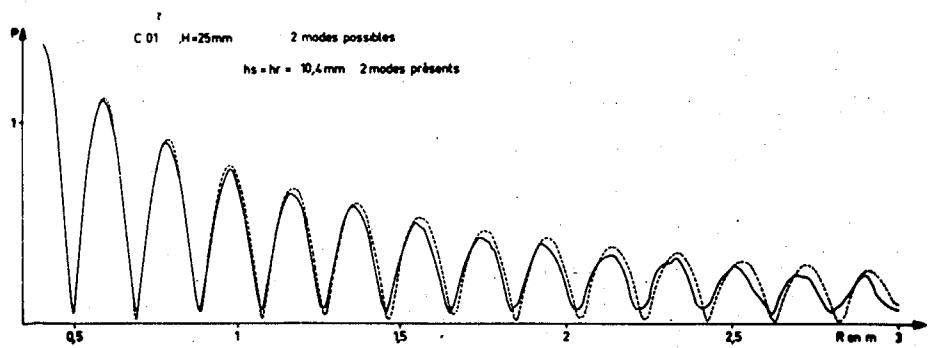


# SIMULATION SUR UN MODELE RÉDUIT DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

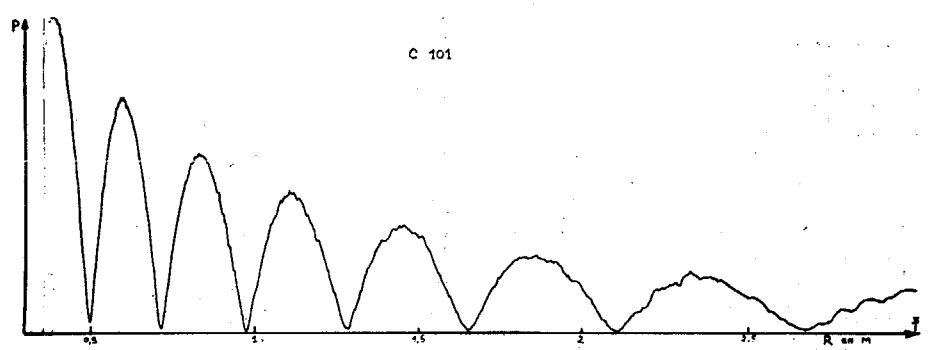




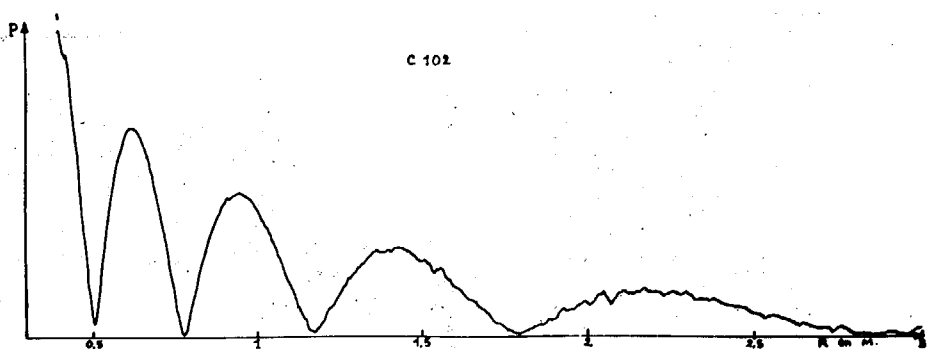
# STIMULATION D'UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION ACUSTIQUE MARITIME EN EAU PEEU PROFONDE



Fond plat



Pente à 1 %



Pente à 2 %



SIMULATION SUR UN MODELE REDUIT DE LA PROPAGATION  
ACOUSTIQUE MARINE EN EAU PEU PROFONDE

