



5/1

**DEUXIÈME COLLOQUE
SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL
ET SES APPLICATIONS**

NICE - 5 AU 10 MAI 1969

Améliorations possibles du calcul
de l'intensité sonore d'un champ sonore
près d'une caustique et après réflexion sur le fond.

Improvements in sound field intensity
calculations near a caustic line and after
a bottom reflection.

Bruno LALLEMENT

THOMSON-CSF

Division des Activités Sous-Marines.

RESUME

Une bonne connaissance de l'influence du milieu marin sur la propagation du son est devenue indispensable aussi bien au stade des études de systèmes que lors des essais et de l'exploitation des matériels en mer.

On a appliqué un développement asymptotique de l'équation de propagation dû au Dr. H.W. Marsh au calcul des rayons dans le cas de l'approximation par segments linéaires du profil de célérité.

SUMMARY

The influence of the medium on sound propagation needs to be known in more details for both system analysis and equipment operation at sea.-

An asymptotic development of the wave equation due to Dr. W.H. Marsh is applied to ray computations in the case of a linear-segment approximation of the sound velocity profile. A correcting factor for sound intensity is thus computed and it reaches 5 to 10 dB near caustic lines.



DEUXIÈME COLLOQUE
SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL
ET SES APPLICATIONS
NICE - 5 AU 10 MAI 1969

5/3

Améliorations possibles du calcul
de l'intensité sonore d'un champ sonore
près d'une caustique et après réflexion sur le fond.

Improvements in sound field intensity
calculations near a caustic line and after
a bottom reflection.

Bruno LALLEMENT

THOMSON-CSF

Division des Activités Sous-Marines.

Les corrections ainsi obtenues s'appliquent aux
valeurs de l'intensité près des caustiques où elles
atteignent 5 à 10 dB en pratique.

La réflexion sur le fond est un paramètre
important pour les sonars qui l'utilisent, pour les
communications sous-marines et pour la détection par
petits fonds. Elle est traitée grâce à un modèle
théorique où le fond est considéré comme plat et
composé de couches parallèles et en nombre quelconque.

Bottom reflectivity is an important parameter
for bottom-bounce sonars, underwater communications
and shallow-water propagation. A model of the sea
floor is proposed where the bottom is flat and made
of parallel layers. A brief summary of the results
obtained in this field shows that this type of bottom
is rather common and that the corresponding reflec-
tion coefficient agrees with experimental acoustic
data. This theoretical model may be used in sound
field computations and to evaluate signal distortions
by comparing incident and reflected wave forms.



5/4 **DEUXIÈME COLLOQUE**
SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL
ET SES APPLICATIONS

NICE - 5 AU 10 MAI 1969

Améliorations possibles du calcul
de l'intensité sonore d'un champ sonore
près d'une caustique et après réflexion sur le fond.

Improvements in sound field intensity
calculations near a caustic line and after
a bottom reflection.

Bruno LALLEMENT

THOMSON-CSF

Division des Activités Sous-Marines.

On montre, dans un bref résumé des résultats obtenus dans ce domaine, que ce modèle correspond à un type de fond souvent rencontré et que le coefficient de réflexion ainsi calculé représente bien les caractéristiques acoustiques du fond. Ce modèle peut être utilisé dans un calcul de champ sonore et aussi pour chiffrer les distorsions subies par un signal grâce à une comparaison des formes d'ondes incidente et réfléchie.



DEUXIÈME COLLOQUE
SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL
ET SES APPLICATIONS
NICE - 5 AU 10 MAI 1969

5/5

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Bruno LALLEMENT
THOMSON-CSF
Division des Activités Sous-marines

I. INTRODUCTION

Une bonne connaissance des conditions de propagation en milieu marin est devenue essentielle pour toute étude de systèmes utilisant les ondes sonores ou ultra-sonores. C'est ce qui a incité les différents organismes de recherches concernés par la guerre sous-marine à consentir un effort important dans ce domaine durant la dernière décade. L'influence du milieu se fait particulièrement sentir sur :

- la répartition géométrique du champ sonore, qui détermine les zones de l'espace illuminées par une source sonore et les zones d'ombre, ainsi que la distribution spatiale et temporelle des trajets multiples,
- l'intensité de ce champ sonore, importante pour le bilan énergétique d'un système,



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

- et enfin les éventuelles pertes d'informations, qu'il s'agisse de distorsions du signal calculables (interférence de trajets multiples, fonctions de transfert complexes, effets Döppler différents) ou aléatoires (fluctuations d'indice du milieu, irrégularités de surface de ses frontières ou hétérogénéités de volume du fond).

Tous ces facteurs réagissent de façon très sensible sur les caractéristiques et sur les performances d'un système, et il est donc important d'appliquer les résultats obtenus dans ce domaine aux études de systèmes et aux projets techniques, et de les utiliser au mieux lors de l'évaluation des matériels en essai.

Il semble que les méthodes de calcul des champs sonores disponibles actuellement soient assez satisfaisantes, si l'on veut bien se limiter à l'aspect déterministique des phénomènes. Ces calculs sont le plus souvent conduits en utilisant la théorie des rayons sonores, en raison de sa simplicité et des bons résultats qu'elle donne dans la plupart des cas. Une conférence de ce colloque en donne d'ailleurs les limites et la compare à la théorie des modes normaux, que l'on réserve plutôt à la propagation en basse fréquence et par petits fonds.

Néanmoins, certains problèmes sont moins bien résolus en pratique, quoique souvent rencontrés dans l'étude d'un champ sonore : la réflexion sur les frontières, l'intensité sonore près d'une caustique, la diffraction près d'une discontinuité du champ sonore (frontière entre une zone fortement illuminée et une zone d'ombre).



5/7

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

II. INTENSITE SONORE AU VOISINAGE D'UNE CAUSTIQUE

L'approximation des rayons faite en acoustique ou en optique est théoriquement valable pour les fréquences infinies. Elle conduit à une intensité infinie sur une caustique. En effet la formule qui permet de calculer l'intensité le long d'un rayon est la suivante (voir référence 1) :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\cos \alpha_0}{\sin \alpha} \frac{1}{x \cdot \frac{dx}{d\alpha_0}} \quad (1)$$

où I est l'intensité sonore en un point M du rayon
 I_0 , l'intensité sonore de la source
 α , l'angle du rayon avec l'horizontale au point M
 α_0 , l'angle du rayon avec l'horizontale du départ de la source
 x , la distance horizontale entre la source et le point M .

La dérivé $\frac{dx}{d\alpha_0}$ de la distance horizontale par rapport à l'angle du rayon quand il quitte la source peut s'annuler, la caustique se produisant pour un extremum de la distance (voir références 1 et 2 notamment). Ceci est particulièrement apparent si l'on trace une courbe donnant la distance horizontale atteinte à une profondeur donnée, en fonction de l'angle α_0 . L'intensité devient alors infinie.

Ce phénomène connu est gênant lorsque l'on étudie une zone de convergence, qui est constituée par différentes caustiques.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Une conférence de ce colloque, montre que la "géométrie" de ces zones est complexe, mais prévisible et calculable dans ses détails (voir aussi les références 3 et 4), et que la cohérence des signaux y est bonne. Malgré leur relative étroitesse, ces zones présentent une stabilité et une cohérence intéressantes pour la détection sonar et il est donc utile d'y mieux connaître la valeur de l'intensité sonore.

Il faut pour cela chercher une solution de l'équation de propagation sous forme d'un développement asymptotique dans le cas d'une source harmonique de fréquence donnée (Référence 5). Cette solution tend vers l'approximation classique des rayons pour les fréquences infinies et donne des résultats plus exacts pour les fréquences basses ou au voisinage des caustiques.

Utilisant une transformation de Hankel modifiée et son inverse pour aboutir à une résolution plus facile de l'équation de propagation par la méthode de la phase stationnaire, le Dr W.H. Marsh (ref.5) aboutit à une solution approchée qui peut être mise sous la forme d'un facteur correctif de l'équation (1) :

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{\cos \alpha_0}{\sin \alpha} \cdot \frac{1}{x \cdot \frac{dx}{d\alpha_0}} \right) \cdot \frac{\pi}{2^{2/3} 3^{1/3}} \cdot a^{1/3} \cdot [h_2(a^{2/3})]^2$$

$$\exp \left[i \left(\frac{4a}{3} - \frac{5\pi}{6} \right) \right]$$

$$\text{avec } a = \frac{\pi f}{c_0} \cdot \left(\frac{dx}{d(\cos \alpha_0)} \right)^3 / \left(\frac{d^2 x}{d(\cos \alpha_0)^2} \right)^2$$

f étant la fréquence de la source harmonique et h_2 désignant une fonction de Hankel modifiée d'ordre 1/3.



5/9

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Ce facteur tend vers zéro quand on s'approche d'une caustique. Des méthodes analogues ont été aussi appliquées pour résoudre l'équation de propagation à l'intérieur et à l'extérieur des zones illuminées (Référence 6). Appliquons ce facteur correctif au cas d'un milieu stratifié où l'indice est une fonction linéaire d'une des coordonnées dans chaque couche (cas classique de l'approximation d'un profil de célérité approché par une série de segments rectilignes). Dans ce cas, la distance horizontale entre source et point d'un rayon s'exprime ainsi (Voir Référence 1) :

$$x_i = x_{i-1} + \frac{1}{g_{i-1} \cos \alpha_0} (\sin \alpha_i - \sin \alpha_{i-1})$$

et sa dérivée :

$$\frac{dx_i}{d\alpha_0} = \frac{dx_{i-1}}{d\alpha_0} + \operatorname{tg} \alpha_0 \left[x_i - x_{i-1} + \frac{1}{g_{i-1}} \left(\frac{c_i}{\operatorname{tg} \alpha_i} - \frac{c_{i-1}}{\operatorname{tg} \alpha_{i-1}} \right) \right]$$

L'indice i étant celui des couches d'eau à gradient de célérité constant,

c_i étant la célérité du son à la limite entre les couches d'indice $(i-1)$ et i ,

α_i , l'angle du rayon avec l'horizontale à la même limite,

x_i , la distance horizontale atteinte à la même limite,

g_{i-1} , le gradient de célérité dans la couche $(i-1)$.

On peut alors calculer $\frac{dx_i}{d(\cos \alpha_0)}$ et $\frac{d^2 x_i}{d(\cos \alpha_0)^2}$



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

et obtenir ainsi la valeur a_i du facteur correctif à la limite des couches $(i-1)$ et i :

$$a_i = -\pi f \cdot \frac{\cos \alpha_o}{C_o} \cdot \frac{\delta_i^3}{(2\delta_i - \frac{\cos \alpha_o}{C_o} \gamma_i)^2}$$

avec $\delta_i = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_o} \cdot \frac{dx_i}{d\alpha_o}$

$$\gamma_i = \gamma_{i-1} + \frac{1}{g_{i-1}} \cdot \left(\frac{c_i^2}{\sin^3 \alpha_i} - \frac{c_{i-1}^2}{\sin^3 \alpha_{i-1}} \right)$$

Des cas particuliers se présentent dans les cas où α_o , α_i et g_{i-1} sont nuls. Pour ne pas alourdir inutilement l'exposé, nous n'en donnerons pas le détail ici, mais ils ont été incorporés au programme de calcul de champs sonores qui donne les paramètres géométriques d'un rayon, ainsi que l'intensité corrigée et non corrigée le long de ce rayon.

Ce facteur est aussi assez difficile à calculer pour les très petits angles, à cause d'erreurs de calcul possibles dans des différences de quantités très voisines.

Afin d'étudier l'importance et les effets de ce facteur correctif, différents calculs de champ sonore ont été effectués pour des situations bathythermiques typiques de la Méditerranée et des Océans Atlantique ou Pacifique. A titre d'exemple, les résultats obtenus pour un profil de célérité de l'Atlantique (voir figure 1) sont présentés ici pour une source située à 5 mètres de profondeur (sonar de coque classique), et pour des récepteurs situés à 10, 100 et 500 mètres d'immersion.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/11
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Les figures 2, 3 et 4 donnent la perte de transmission calculée en fonction de la distance horizontale pour les rayons parvenant dans la première zone de convergence, qui se trouve à environ 60-65 kilomètres en Atlantique-et 30-35 kilomètres en Méditerranée- pour un ensemble émetteur-récepteur situé près de la surface. Dans ce cas c'est aussi une zone de résurgence des rayons, et elle constitue un anneau autour de la source entouré par deux zones d'ombre, illuminées seulement par les rayons réfléchis sur le fond.

La figure 2, correspondant à une profondeur du récepteur de 100 mètres, montre bien les différentes caustiques obtenues à cette profondeur. Les courbes en trait gras correspondent aux portions où le facteur correctif a une valeur appréciable. Les courbes en pointillé correspondent aux valeurs non corrigées, et normalement montent jusqu'à une intensité infinie, au point de convergence correspondant à l'intersection de chaque caustique avec la profondeur 100 mètres. On n'a représenté ici que les points calculés effectivement et il est évident que la différence notée est d'autant plus grande que le point calculé est proche de la caustique elle-même. Elle est ici de l'ordre de 5 à 10 décibels suivant les cas.

Les figures 3 et 4 sont un peu plus compliquées, car on y a représenté les courbes intéressantes avec des échelles décalées pour pouvoir en observer les détails tout en les présentant sur le même graphique.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Ces figures montrent bien que la correction a des valeurs appréciables -de 0,5 à 4 dB- seulement sur certaines "branches" des courbes présentées. Lorsque l'on fait varier l'angle de départ d'un rayon de la source, on décrit successivement ces différentes branches.

Prenons comme exemple les deux courbes de la figure 2 situées à près de 59 kilomètres : on commencera par décrire une branche à correction nulle pour atteindre un point de convergence dans le voisinage duquel la correction deviendra très importante pour garder une valeur non nulle sur la branche suivante. On passera alors à une autre branche "corrigée" pour atteindre un autre point de convergence, au-delà duquel la correction tombera pratiquement à zéro sur la dernière branche. La correction est donc effective pour un faisceau de rayons sensiblement limité par les deux rayons qui coupent la caustique à la profondeur donnée.

L'intérêt de cette correction est avant tout de limiter l'intensité calculée sur une caustique à une valeur non infinie, et donc de permettre de connaître la perte de transmission minimum que l'on obtiendra dans une situation donnée. Les différents calculs de champs sonores qui ont été conduits montrent que l'erreur faite avec un calcul sans correction est de 5 à 10 dB dans la pratique courante, et plus élevée encore si l'on cherche à décrire en détail une zone de convergence, c'est-à-dire à calculer des rayons très voisins des caustiques.



5/13

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

III. REFLEXION SUR LE FOND

Le fond de l'océan est un milieu compliqué et un signal est fortement modifié par une réflexion sur le fond. Ces phénomènes prennent une grande importance dans un certain nombre de situations pratiques :

- détection dans une zone d'ombre,
- télémétrie utilisant les rayons réfléchis sur le fond,
- propagation par petits fonds
- gêne apportée par des trajets multiples (communications sous-marines, télémétrie).

Il est donc nécessaire d'en tenir compte dans une étude approfondie, et, pour ce faire, on a recherché un modèle théorique représentant ces phénomènes de réflexion de façon satisfaisante. Le modèle adopté actuellement est celui d'un fond stratifié. En effet, de nombreuses études sismiques ont confirmé que les plaines abyssales et les bassins fermés sont couverts d'épaisses couches de sédiments. La stratification détaillée des premières dizaines de mètres de ces sédiments a pu être établie en maints endroits par carottage et grâce à des sondages à grande résolution, mais à faible pénétration dans les sédiments.

Un modèle constitué par un fond plat constitué de couches parallèles de matériaux de nature et d'épaisseur différentes est donc présenté comme un outil de travail :

- commode, car on peut calculer son coefficient de réflexion et, en assimilant le fond à un filtre



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

linéaire, l'utiliser comme une fonction de transfert.

- intéressant, car ce type de modèle est très répandu dans la nature à cause de l'étendue des plaines abyssales, des bassins ou des plateaux sédimentaires faiblement inclinés au fond des océans,
- valable, car différents laboratoires l'ont utilisé avec succès pour calculer des coefficients de réflexion à partir des paramètres physiques mesurés dans le fond, et les comparer avec des résultats acoustiques expérimentaux (notamment au Centre Saclant de la Spezia, en Italie, et à l'U.S. Navy Underwater Sound Laboratory, à New London, aux Etats-Unis).

III.1. Résultats obtenus

Ce modèle a évolué en partant des coefficients de réflexion et de transmission d'un milieu fluide semi-infini (référence 7) où ont été introduites des pertes par absorption (références 8,9). Il a ensuite évolué vers un milieu à plusieurs couches (références 10,11) pour aboutir enfin à la solution la plus générale, un milieu stratifié constitué par des matériaux élastiques où existent des ondes de compression et de cisaillement dans toutes les couches (référence 12).

Le fond est donc considéré comme constitué de couches de matériaux dont on connaît l'épaisseur, la densité humide, la célérité et le coefficient d'absorption des ondes de compression et des ondes de cisaillement. Certains de ces paramètres sont assez facilement mesurables :



5/15

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

épaisseur des couches par carottage et sondage à grande résolution, densité et célérité des ondes de compression en prélevant des échantillons sur des carottes ou en effectuant des mesures in situ en eaux peu profondes. Les autres sont moins accessibles et on doit parfois recourir à des méthodes indirectes pour les mesurer. Ces paramètres sont liés à la porosité du matériau par les équations de Wood, dont les vérifications expérimentales semblent assez satisfaisantes, et au coefficient de Poisson σ par :

$$\frac{C_s}{C} = \sqrt{\frac{1-2\sigma}{2(1-\sigma)}}$$

C_s vitesse des ondes de cisaillement

C vitesse des ondes de compression.

On peut affirmer que l'on dispose actuellement de valeurs expérimentales assez bien déterminées de la densité, de la célérité des ondes de compression et même de leur coefficient d'absorption. Les valeurs obtenues pour la vitesse de cisaillement sont encore assez peu sûres, car c'est un paramètre qui doit être obtenu in situ sans destruction de la cohésion du matériau. Quant aux valeurs à attribuer à son coefficient d'absorption, on estime qu'elles sont de l'ordre de celui des ondes de compression. Les valeurs des paramètres physiques du fond, qui seront utilisées dans cet exposé, ont été tirées de la référence 13 et des mesures faites par Monsieur Kermabon, au Centre de Saclant de La Spezia.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Une fois déterminée la stratification du fond, on peut calculer le module et la phase de son coefficient de réflexion pour différents angles d'incidence et à différentes fréquences. La vérification expérimentale de la validité de ce modèle est alors faite par comparaison avec des mesures acoustiques directes de ce coefficient de réflexion. Ces mesures ont été faites le plus souvent avec des sources à large bande (explosifs) et parfois avec des sources à fréquence pure. On s'est d'abord attaché à mesurer le module de ce coefficient de réflexion dans une certaine bande de fréquence, puis, en faisant largement appel aux techniques numériques, à obtenir la réponse impulsionnelle complète du fond (références 14,15). Ces vérifications sont en général satisfaisantes (références 9,16,17,18). On a pu démontrer récemment l'excellente correspondance entre la fonction de transfert complexe mesurée acoustiquement et celle calculée à partir des paramètres physiques dans le cas de fonds stratifiés compliqués (référence 19). En effet, connaissant la forme d'onde incidente, la stratification du fond jusqu'à une certaine profondeur et donc sa réponse impulsionnelle grâce au modèle mathématique utilisé, on a pu calculer la forme d'onde réfléchie pendant une durée correspondant à la pénétration de l'énergie sonore jusqu'à la dernière couche connue du fond. Cette forme d'onde calculée correspond très bien à celle qui a été mesurée in situ après réflexion sur le fond étudié, et ceci pour tous les angles d'incidence envisagés et différents fonds stratifiés (fond uniforme semi-infini, fond stratifié sablonneux, fond stratifié constitué de couches sablonneuses et de limon alternées).



5/17

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
AVANT D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

11.2. Modèle utilisé dans un calcul de champ sonore

Ce résumé très succinct de l'évolution de l'étude de la réflexion sur le fond prouve la valeur pratique de ce modèle stratifié du fond.

Pour pouvoir l'utiliser dans un calcul de champ sonore, sans trop alourdir le programme déjà existant, on a choisi un modèle où les couches du fond sont fluides, sauf la dernière couche considérée comme élastique, c'est-à-dire qu'elle peut être le siège d'ondes de cisaillement. Ceci simplifie et réduit le volume des calculs nécessaires.

Cette approximation est valable parce que les couches superficielles des sédiments sont en général assez peu rigides (rapport de vitesses de l'onde de cisaillement à celle de l'onde longitudinale de l'ordre de 0,05 à 0,1) et l'on verra sur l'exemple donné plus loin que l'influence des modes de cisaillement est alors très faible. Il est par contre utile de pouvoir introduire un sous-bassement plus rigide, comme un fond rocheux ou de sédiments consolidés.

Le coefficient de réflexion du fond R est donné par le rapport (référence 8) :

$$R = \frac{Z_f - Z_w}{Z_f + Z_w}$$

entre les impédances du fond Z_f et de l'eau Z_w .



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

L'impédance de l'eau et l'impédance caractéristique d'une couche ont la forme suivante :

$$Z = \frac{\rho \omega}{k \cos \theta}$$

ρ , densité

θ , angle avec la normale dans la couche

$\omega = 2 \pi f$, f étant la fréquence de l'onde incidente

$k = \frac{\omega}{c} + i \alpha$, nombre d'onde considéré comme complexe pour tenir compte de l'absorption α dans les sédiments.

L'impédance caractéristique de la dernière couche est donnée par :

$$Z = \frac{\rho \omega}{k \cos \theta} \cos^2 (2\theta_s) + \frac{\rho \omega}{k_s \cos \theta_s} \sin^2 (2\theta_s)$$

où l'indice s indique les paramètres correspondant aux ondes de cisaillement.

Les différents angles d'incidence et de réfraction sont reliés entre eux par la loi de Descartes et l'impédance totale du fonds est calculée par récurrence à partir des différentes impédances caractéristiques (références 11 et 18).

Les coefficients d'absorption ont été choisis de la forme $\alpha = \alpha_0 f^n$, dépendant ainsi de la fréquence élevée à la puissance n .



5/19

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

III.3. Coefficient de réflexion de différents fonds.

Afin d'illustrer sommairement l'influence des différents paramètres sur le coefficient de réflexion du fond, on a choisi différents fonds typiques dont on a calculé le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence sur le fond et à certaines fréquences. Le tableau suivant résume les conditions de ces calculs, avec les notations suivantes :

h , épaisseur de la couche en mètres,

$\frac{\rho}{\rho_w}$, rapport des densités du sédiment et de l'eau,

$\frac{c}{c_w}$, rapport des vitesses des ondes longitudinales dans les sédiments et l'eau,

$\frac{c_s}{c}$, rapport des vitesses des ondes longitudinales et des ondes de cisaillement dans les sédiments,

α et α_s , absorption en dB/longueur d'onde pour les ondes longitudinales et les ondes de cisaillement.

f , fréquence en Hertz

θ_c , angle critique

θ_i , angle d'incidence



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

N° fig.	Type de fond	h	$\frac{P}{P_w}$	$\frac{c}{c_w}$	α	$\frac{C_s}{C}$	α_s	f	θ_c	θ_i
5	Unif. (Sable fin)	-	1,92	1,12	0 0,5 3,5 40 65	0	0	-	63,2°	-
6	Unif. (Sable fin)	-	1,92	1,12	0 0,5	0,1 0,2 0,4	0 0,5	-	63,2°	-
7(1)	Unif. (li- mon)	-	1,44	0,976	0 0,1 0,5 1,75 20 32	0	0	-	-	80,5°
7(2)	Unif. (Sable Limon Argile)	-	1,44	0,966	0,1	0	0	-	-	75 °
8	Stratifié Sable- Limon- Argile	0,2	1,44	0,966	0,1	0	0		-	75 °
	Limon	2	1,69	0,975	0,1	0	0		-	80,5°
	Sable	0,1	1,89	1,055	0,5	0	0		71,3°	-
	Limon	0,2	1,60	0,97	0,1	0	0	100	-	78,5°
	Sable	0,3	1,89	1,055	0,5	0	0	1100	71,3°	-
	Limon	0,2	1,60	0,97	0,1	0	0	3100	-	78,5°
	Limon	2,5	1,69	0,98	0,2	0	0		-	81,5°
	Sable	0,8	1,12	1,12	1	0	0		63,2°	-
	Calc.	-	2,2	1,87	0,5	0,57	0,5		47,2°	-
9 10 11	Stratifié Sable- Limon- Argile	0,2	1,44	0,966	0,1	0	0	50	-	75 °
	Limon	1,3	1,69	0,976	0,1	0	0	à	-	80,5°
	Sable fin	-	1,92	1,12	0,5	0,1	0,5	10 000	63,2°	-



5/21

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PREs D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

a) Fonds uniformes

Les figures 5, 6 et 7 concernant trois fonds uniformes qui sont caractéristiques des différents sédiments constituant les fonds marins. Sur ces trois figures, les courbes en trait gras correspondent aux types de sédiments utilisés dans le modèle à trois couches qui sera décrit plus loin. Les courbes ont été tracées pour différentes fréquences, avec un coefficient d'absorption fonction de la fréquence ($\alpha = \alpha_0 \cdot f^{1,8}$), afin d'obtenir des valeurs de l'absorption différentes pour chaque courbe. Elles ont été indiquées dans le tableau précédent en décibels par longueur d'onde (dB/λ), qui est une unité plus commode que le dB/m , qui obligerait à noter la fréquence utilisée. Ces courbes sont donc valables à n'importe quelle fréquence, pour laquelle l'absorption aurait la valeur indiquée. Il est aussi important de noter que, si l'absorption est directement proportionnelle à la fréquence, le coefficient de réflexion ne change pas avec la fréquence dans le cas d'un fond semi-infini.

La figure 5 illustre le cas d'un fond où la vitesse du son est plus grande que celle de l'eau (fond à faible porosité, inférieure à 55%, tels que les fonds sablonneux ou rocheux). Il existe alors un "angle critique", où il n'y a plus transmission d'énergie dans le fond, mais création d'une onde évanescente confinée à l'interface fond-eau. Ceci se traduit par un rapide déphasage de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente ; le module du coefficient de réflexion est égal à 1 pour un fluide parfait et garde une valeur assez élevée pour les fonds absorbants.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

On a indiqué sur la figure le sens dans lequel varient les courbes lorsque l'absorption α dans le fond croît.

Sur la figure 6, on a représenté les courbes correspondant à un fond identique, mais ayant une certaine rigidité. L'évolution des courbes avec $s = \frac{c_s}{c}$ croissant est indiquée par une flèche. Les courbes en pointillé correspondent à une absorption nulle et celles en trait continu à une absorption de 0,5 dB/ λ . On constate sur cette figure que des vitesses de cisaillement faibles - $s = \frac{c_s}{c}$ inférieur à 0,2 - changent très peu la forme des courbes.

Le fond, dont les variations du coefficient de réflexion sont représentées sur la figure 7, a une vitesse du son inférieure à celle de l'eau, cas classique des fonds dont la porosité est forte (supérieure à 55%, argiles, limons, ...). Ceci entraîne la présence d'un "angle d'intromission" (ou angle de Brewster), où toute l'énergie est transmise dans le fond s'il s'agit d'un fluide sans pertes. L'influence de l'absorption α est ici fort importante car elle réduit ces pertes dans la zone de l'angle d'intromission. La réflexion se fait avec un changement de signe (phase de 180°) avant que cet angle d'intromission soit atteint, où se produit un rapide changement de phase. Les courbes notées 1 et 2 correspondent aux deux types de sédiments utilisés plus loin.



AMELIORATIONS POSSIBLE DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

En fonction des rapports entre densités et vitesses du son, il existe d'autres types de courbes, mais elles n'ont pas été représentées ici, car elles ne correspondent pas aux matériaux rencontrés dans le fond de la mer. Les angles critiques varient dans la pratique entre environ 35° et 90° , et les angles d'intromission entre 75° et 90° . L'absorption a donc une influence assez importante sur le coefficient de réflexion, alors que les ondes de cisaillement en ont moins. La séparation entre sédiments à vitesse du son plus élevée que celle du son dans l'eau et à vitesse moins élevée est justifiée par la différence importante présentée par ces courbes.

b) Modèles multi-couches.

Nous allons donner rapidement un exemple d'un fond tel qu'on peut le rencontrer dans une zone où des courants de turbidité ont déposés des couches alternées de sédiment à haute et faible porosité. Les valeurs des paramètres choisis correspondent bien à la réalité ; la classification des sédiments n'a par contre été donnée qu'à titre indicatif. Les valeurs de l'absorption ont été choisies assez faibles, afin de ne pas masquer les oscillations des courbes présentées sur la figure 8.

Ces oscillations sont dues au fait qu'une couche d'une épaisseur h est "transparente" aux fréquences où $\frac{h}{\cos \theta}$ est égal à la moitié de la longueur d'onde ou à un de ses multiples : c'est alors l'impédance de la couche inférieure qui compte.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Aux fréquences où $\frac{h}{\cos \theta}$ est égal à $\frac{\lambda}{4}$ ou à un de ses multiples, la couche devient équivalente au transformateur quart d'onde, qui est familier aux radioélectriciens. Suivant le rapport des impédances des deux couches en présence, le fond apparaîtrait comme moins réfléchissant (meilleure transmission du son) ou plus réfléchissant. Dans la pratique, les couches supérieures ont le plus souvent une impédance plus faible que les couches inférieures (consolidation des sédiments), et aux demi-longueurs d'onde correspondent des maxima du coefficient de réflexion, et, aux quarts de longueur d'onde, des minima.

Comme on peut le voir sur la figure 8, le coefficient de réflexion dépend fortement de la fréquence. En basse fréquence (100 Hz, soit une longueur d'onde de l'ordre de 15 mètres), les couches de faible épaisseur devant cette longueur d'onde ont peu d'influence. La totalité des couches a une épaisseur de 6,3 mètres, entre entre $\frac{\lambda}{4}$ et $\frac{\lambda}{2}$ - Pour $h = \frac{\lambda}{4}$, la courbe présente un minimum à incidence verticale ($\theta = 0^\circ$) ; et, pour $h = \frac{\lambda}{2}$, elle présente un maximum à incidence verticale suivi d'un minimum lorsque $\frac{h}{\cos \theta} = \frac{\lambda}{4}$ dans la couche, c'est-à-dire $\theta = 60^\circ$ ($\cos \theta = \frac{1}{2}$). La courbe "100 Hz" a donc une allure intermédiaire, compte tenu du fait que l'ensemble des couches considéré n'est pas homogène. L'angle critique de la couche inférieure (47°) a une influence très nette sur la forme de cette courbe.



5/25

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Les courbes tracées à 1100 Hz et 3100 Hz (environ 1,5 et 0,5 mètres de longueur d'onde) sont nettement influencées par les couches successives, ce qui se traduit par une complexité croissante des courbes et une variation très rapide de la phase du coefficient de réflexion avec l'angle d'incidence.

L'influence de l'épaisseur des couches est nettement plus apparente sur les figures 9 et 10 qui correspondent au modèle à trois couches cité précédemment, et dont la plus grande simplicité permet de mieux voir évoluer le coefficient de réflexion aux différentes fréquences.

Ces diagrammes sont constitués par des courbes donnant le module du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence à différentes fréquences : de 50 à 500 Hz par pas de 50 Hz, puis de 500 à 2100 Hz par pas de 200 Hz sur la figure 9, et de 50 à 10.000 Hz par pas d'environ 1000 Hz sur la figure 10. Les extrema que nous venons de décrire sont nettement marqués et on a indiqué, sur la partie gauche des diagrammes, les fréquences pour lesquelles l'épaisseur de deux couches (0,2 et 1,3 mètres) correspond à des fractions de longueur d'onde. L'indice 1 correspond à la couche supérieure constitué de sable-limon-argile, et l'indice 2, à la couche de limon.



III.4. Introduction de la réflexion sur le fond dans un calcul de champs sonores.

Ce calcul du coefficient de réflexion sur le fond (module et phase) peut être utilisé dans un calcul de champ sonore, qu'il s'agisse de rayons sonores ou de modes normaux.

Un exemple en est donné pour un calcul de rayons sonores fait pour la situation bathythermique déjà utilisée dans la première partie de cet exposé (voir la figure 1). La source qui émet une fréquence fixe de 5 KHz a été placée à 5 mètres d'immersion comme précédemment ; le récepteur est à 10 mètres de profondeur.

Le modèle de fond choisi est le modèle à trois couches précédent et la variation du module du coefficient de réflexion avec l'angle d'incidence sur le fond est indiqué en haut de la figure 11. On a représenté les pertes correspondant aux rayons directs, qui ne dépassent 1 kilomètre environ ; la zone d'ombre est donc très importante dans ce cas et elle s'étend de 1 à 57 kilomètres. Puis les pertes des rayons réfléchis une fois et deux fois sur le fond, et enfin, les pertes dans la zone de convergence calculées dans la première partie de l'exposé.



5/2

AMELIORATIONS POSSIBLE DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Les courbes en trait gras sont celles auxquelles une correction a été appliquée, les courbes en pointillé, celles qui n'ont pas été corrigées. A cause de la proximité de la surface et de la source et du récepteur, les courbes correspondant aux différents trajets, entre autres aux quatre trajets constituant chaque réfléchi sur le fond, sont pratiquement confondues. On a décalé l'échelle des pertes pour le réfléchi deux fois sur le fond afin de bien séparer les courbes.

L'amplitude des oscillations notées sur ces courbes sont très importantes - de l'ordre de 10 dB - ; mais, en pratique, ces oscillations sont moins marquées, car l'absorption dans les sédiments est souvent plus forte que celle qui a été utilisée ici. De plus, si l'on utilise une source ayant une largeur de bande non négligeable, l'énergie totale recueillie a des variations plus réduites (référence 11), car il y a intégration dans toute une bande de fréquences. La cohérence du signal réfléchi est par contre partiellement détruite.

Comme l'on dispose du coefficient de réflexion complexe du fond, il est certainement préférable de ne pas se contenter de ces considérations énergétiques.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Etant donné un signal incident codé d'une façon quelconque, on peut obtenir la forme d'onde du signal réfléchi en utilisant une transformation de Fourier du signal, un produit de cette transformée par la fonction de transfert du fond et enfin une transformation de Fourier inverse (référence 15). On peut ainsi calculer le coefficient de corrélation du signal réfléchi avec le signal incident, ce qui permet d'évaluer les pertes qu'entraînent une réflexion sur le fond pour un système de traitement du signal.

III.5. Limites du modèle proposé.

Le modèle simplifié proposé rend compte de façon suffisante des pertes par réflexion sur un fond, dont la surface est plane et les couches, homogènes.

Cette approximation est satisfaisante dans de nombreux cas, notamment aux fréquences peu élevées, mais il doit être amélioré pour tenir compte des irrégularités de surface et surtout des inhomogénéités de volume, qui sont assez communes.

L'hypothèse de l'horizontalité et du parallélisme des couches dans la zone où a lieu la réflexion n'est pas toujours vérifiée, quoique les plaines abyssales, dont l'horizontalité est excellente, couvrent une superficie importante du fond des océans.



5/29

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

Les effets de l'inclinaison du fond ont été étudiés en détail par M. T.N. Reynolds (AUWE, Angleterre), et ont pour effet de faire sortir les rayons du plan vertical où l'on suppose qu'ils se propagent. On peut tenir compte de cet effet, qui engendre des erreurs de distance et d'angle d'incidence, en utilisant un fond incliné incorporé au calcul de champs sonores. Le non-parallélisme des couches est plus difficile à introduire dans le calcul du coefficient de réflexion, mais cette limitation ne semble pas sérieuse pour un modèle d'étude tel que celui qui est proposé.

CONCLUSION.

Les deux types de corrections présentées ont des domaines d'application différents. Le calcul de l'intensité sur une caustique est en fait une modification du calcul classique d'un champ sonore par la méthode des rayons ; les corrections apportées ont une influence importante dans le voisinage des caustiques qui constituent une zone de convergence.

Le modèle du fond proposé, malgré sa relative simplicité, décrit assez correctement le mécanisme de la réflexion sur un fond réel. On constate, en examinant quelques types de fonds, que ces phénomènes sont complexes et entraînent de fortes distorsions du signal réfléchi que l'on peut calculer en utilisant



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

les méthodes numériques appropriées. Quoique cette réflexion sur le fond intervienne dans un certain nombre de situations pratiques importantes comme on l'a vu plus haut, on serait tenté de ne pas en tenir compte en pensant ne pas pouvoir atteindre un modèle assez général et assez efficace. Il nous semble au contraire essentiel d'utiliser un modèle proche de la réalité de façon à pouvoir simuler au mieux l'influence du milieu marin sur la transmission des signaux dans quelques cas représentatifs. Des études de ce genre devraient permettre soit un choix raisonné des signaux codés à transmettre (sonar à réflexion sur le fond, propagation par petits fonds), soit un choix des traitements à appliquer à des signaux réfléchis (écoute passive), soit une évaluation plus précise de la gêne apportée par les trajets réfléchis. (télécommunications).

Note L'auteur tient à remercier Monsieur KREE, Professeur à la Faculté des Sciences de NICE, pour les explications qu'il lui a données au sujet du développement asymptotique de l'équation de propagation.



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/31
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

REFERENCES

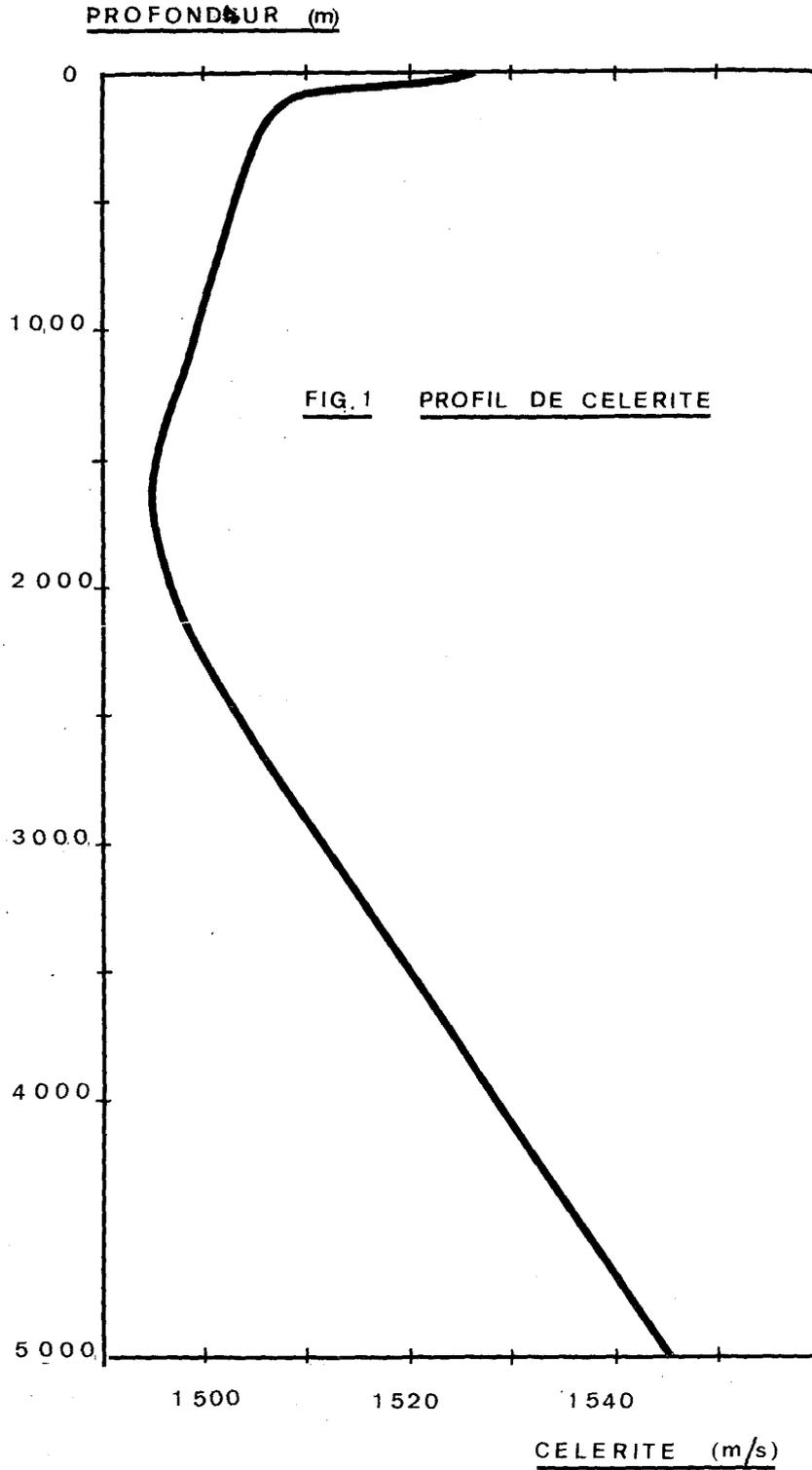
1. Introduction to the Theory of Sound Transmission
C.B. Officer (Mc Graw-Hill - 1958) -
2. Ocean acoustics. I. Tolstoy and C.S. Clay (Mc.
Graw-Hill - 1966)
3. "Caustics and Convergence Zones in Deep-Water
Sound Transmission " R.J. Urick, JASA 38,2, p.648
(1965)
4. "Coherence of Convergence Zone Sound." R.J. Urick
and G.R. Lund - JASA 43, 4 - p. 723 (1968)
5. "The use of ray methods and first order diffraction
corrections." H.W. Marsh - USL Technical Memorandum
n° 1100 - 61-54 - (1954)
6. "Asymptotic Theory of Diffraction in Inhomogeneous
Media"- B.D. Seckler and J.B. Keller - JASA 31,2
page 206 (1959)
7. The Theory of Sound - Lord Reyleigh (Dover Publi-
cations, 1955) -
8. "Reflection of sound from Coastal Bottoms"- M.V.
Mackensie - JASA Vol. 32, 2 - page 221 (1960)
9. "Reflectivity of Deep Sedimentary Bottoms."
B. Lallement - and P. Stangerup - 68 th. ASA
Meeting, October 1964 - Paper E-4 - (Technical
Memorandum N° 89, Saclant Centre, la Spezia,
Italy) -

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

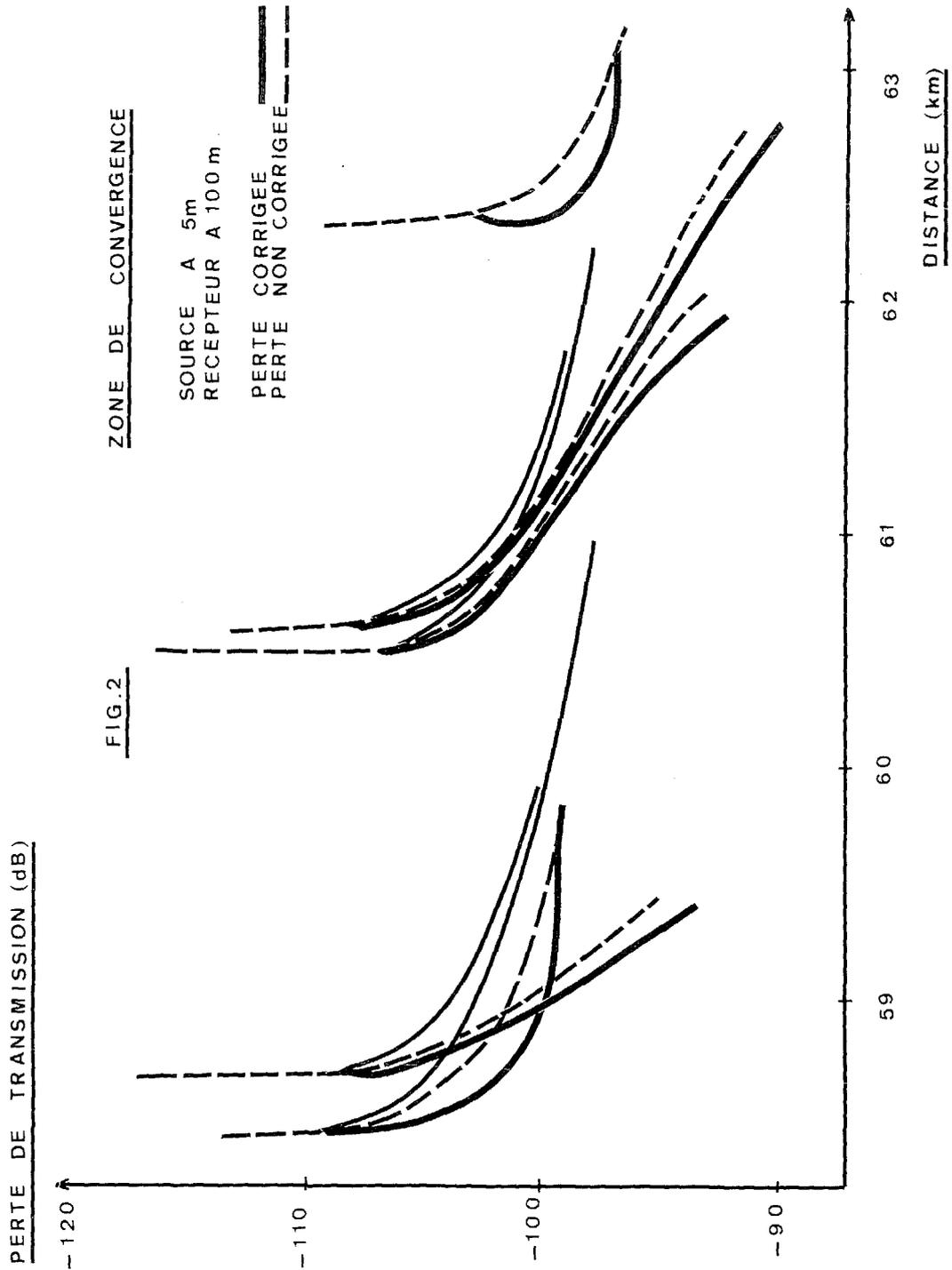
10. "A treatment of acoustic plane wave reflections from an absorbing multi-layered liquid and solid bottom." M.C. Karamagin. USL Technical Memorandum 913.91.62 (1962).
11. "A detailed study of sound reflections from a layered ocean bottom". P. Stangerup. 69 th ASA Meeting. 1965 (Technical Report N°42, Saclant Centre, La Spezia, Italy).
12. "Reflection of Plane waves from a Multilayered Damping Bottom". O.F. Hastrup, 1966 (Technical Report N° 50, Saclant Centre, La Spezia, Italy).
13. "Acoustic and other Physical Properties of Shallow. Water sediments off San Diego." E.L. Hamilton et al. JASA 28,1 p.16 (1956).
14. "The Influence of a Low Velocity Layer on the Reflectivity from the Sea Floor". O.F. Hastrup. Technical Report 61. Saclant Centre. La Spezia (1966).
16. "Underwater Sound Reflection from Layered Media." G.R. Barnard et al. JASA 36,11 p.2.119 (1964).
17. "Marine Sediment and Ocean Bottom Reflected Sound" B.F. Cole. JASA vol 38,2 p. 291 (1965).
18. "Experimental Study of the Sound Reflectivity of Deep sedimentary Bottoms". B. Lallement. AUWE Meeting on The Physics of the Sea Bed Reflection (1966).
19. Communication personnelle de O.F. Hastrup. 1968 (rapport en cours de publication, Saclant Centre. La Spezia).-



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/33
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND





AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/35
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

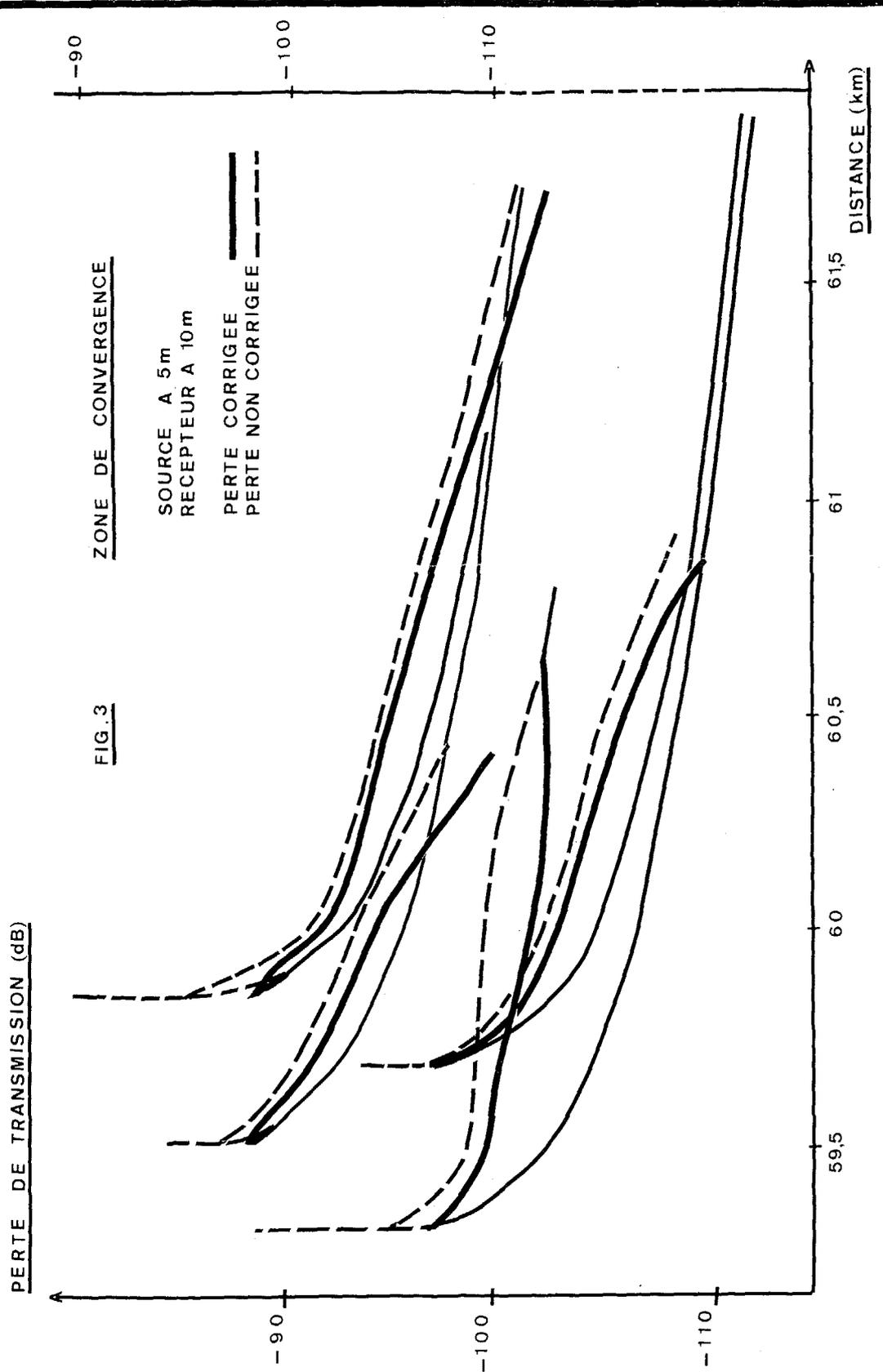
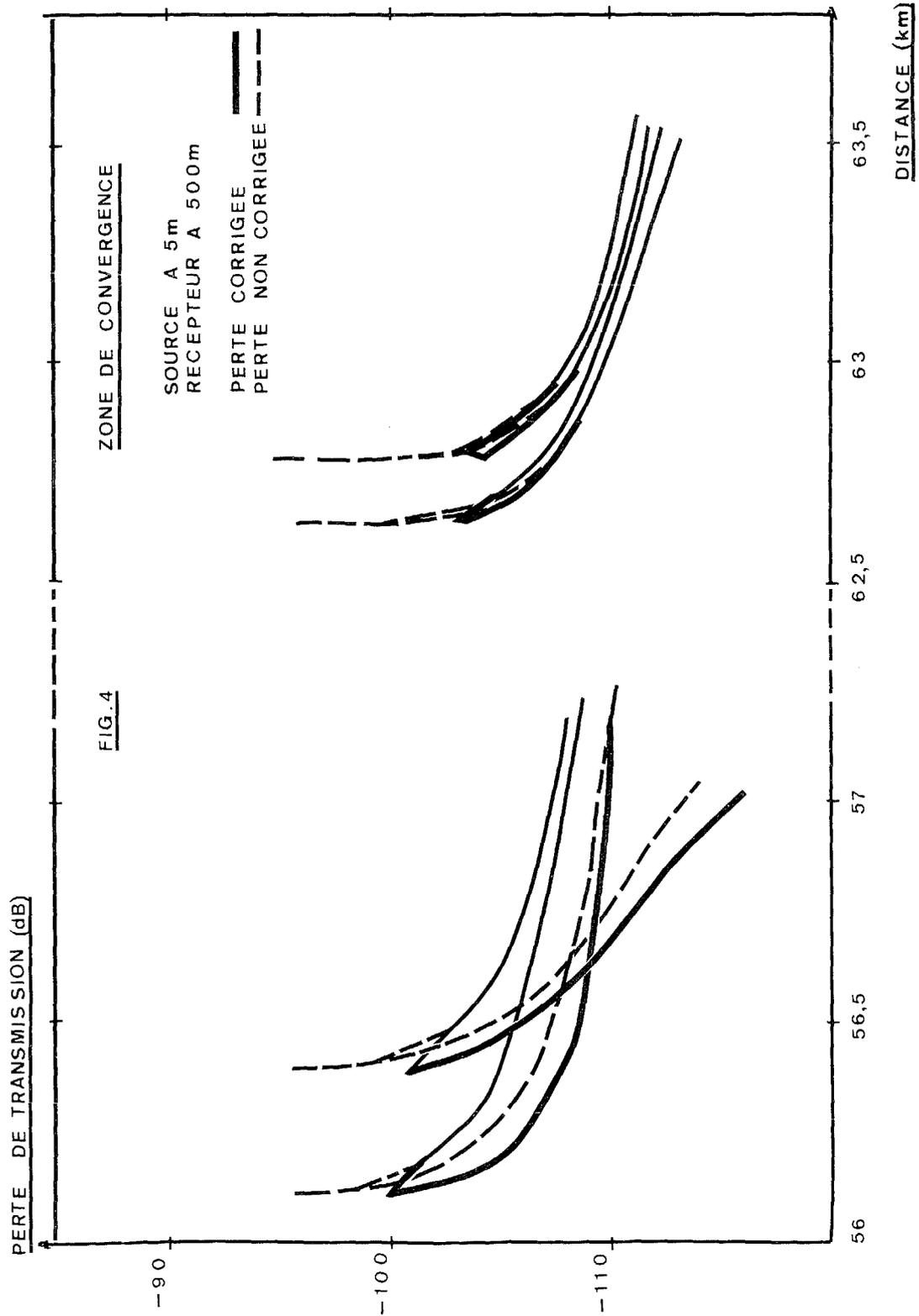


FIG. 3

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND





AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/37
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

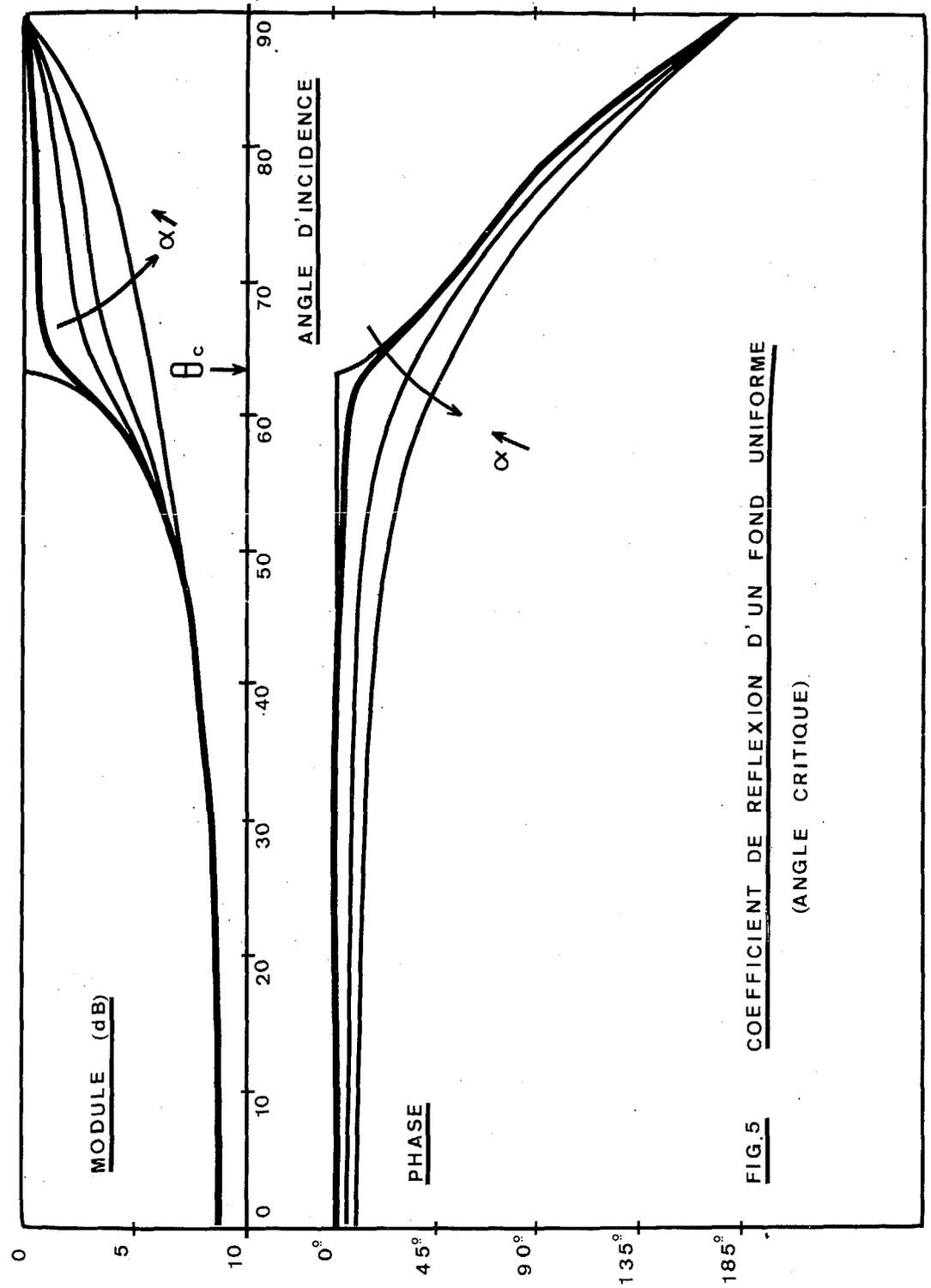


FIG.5 COEFFICIENT DE REFLEXION D'UN FOND UNIFORME
(ANGLE CRITIQUE)

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

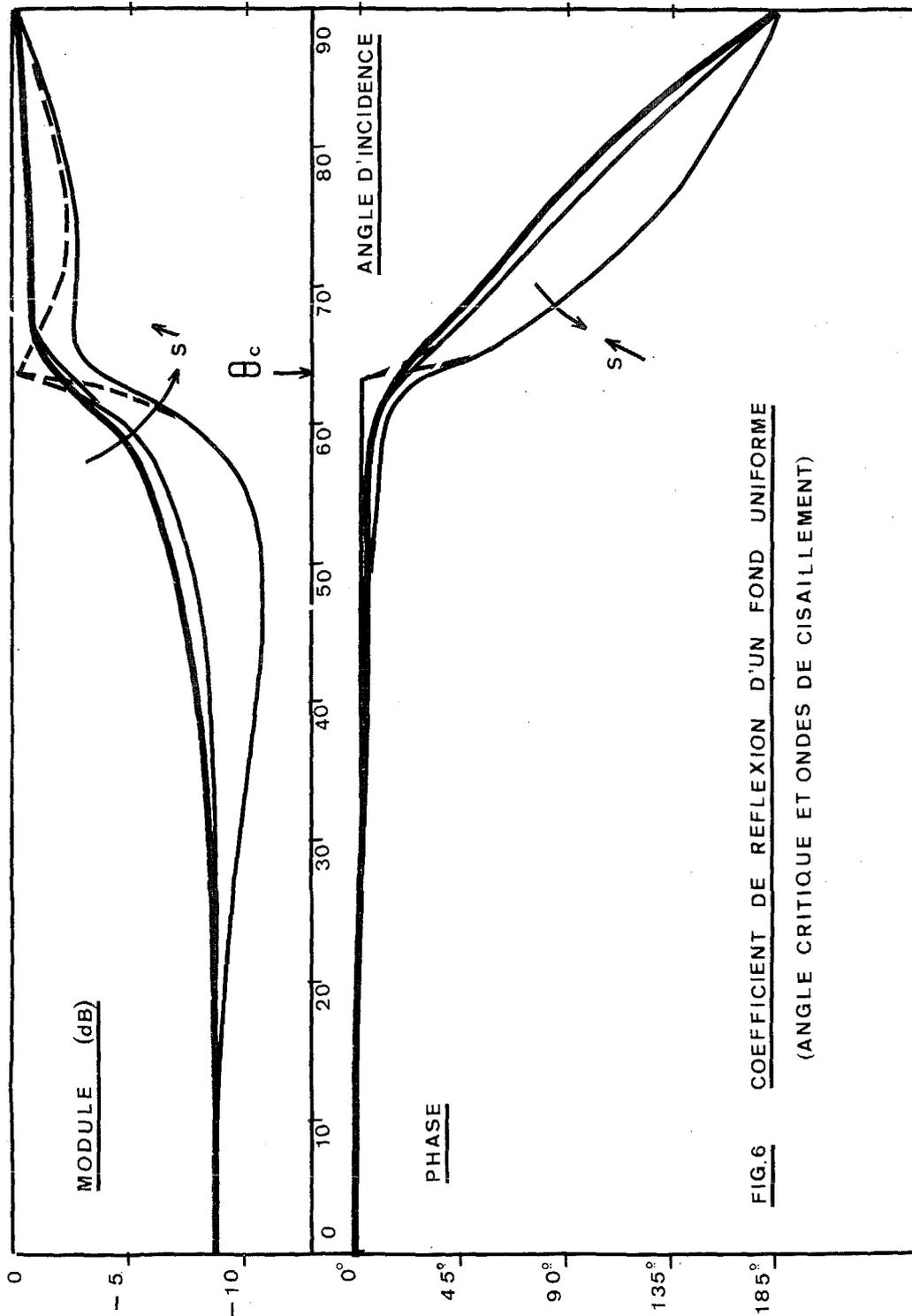


FIG.6 COEFFICIENT DE REFLEXION D'UN FOND UNIFORME
(ANGLE CRITIQUE ET ONDES DE CISAILLEMENT)



5/39

AMÉLIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITÉ SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRÈS D'UNE CAUSTIQUE ET APRÈS RÉFLEXION SUR LE FOND

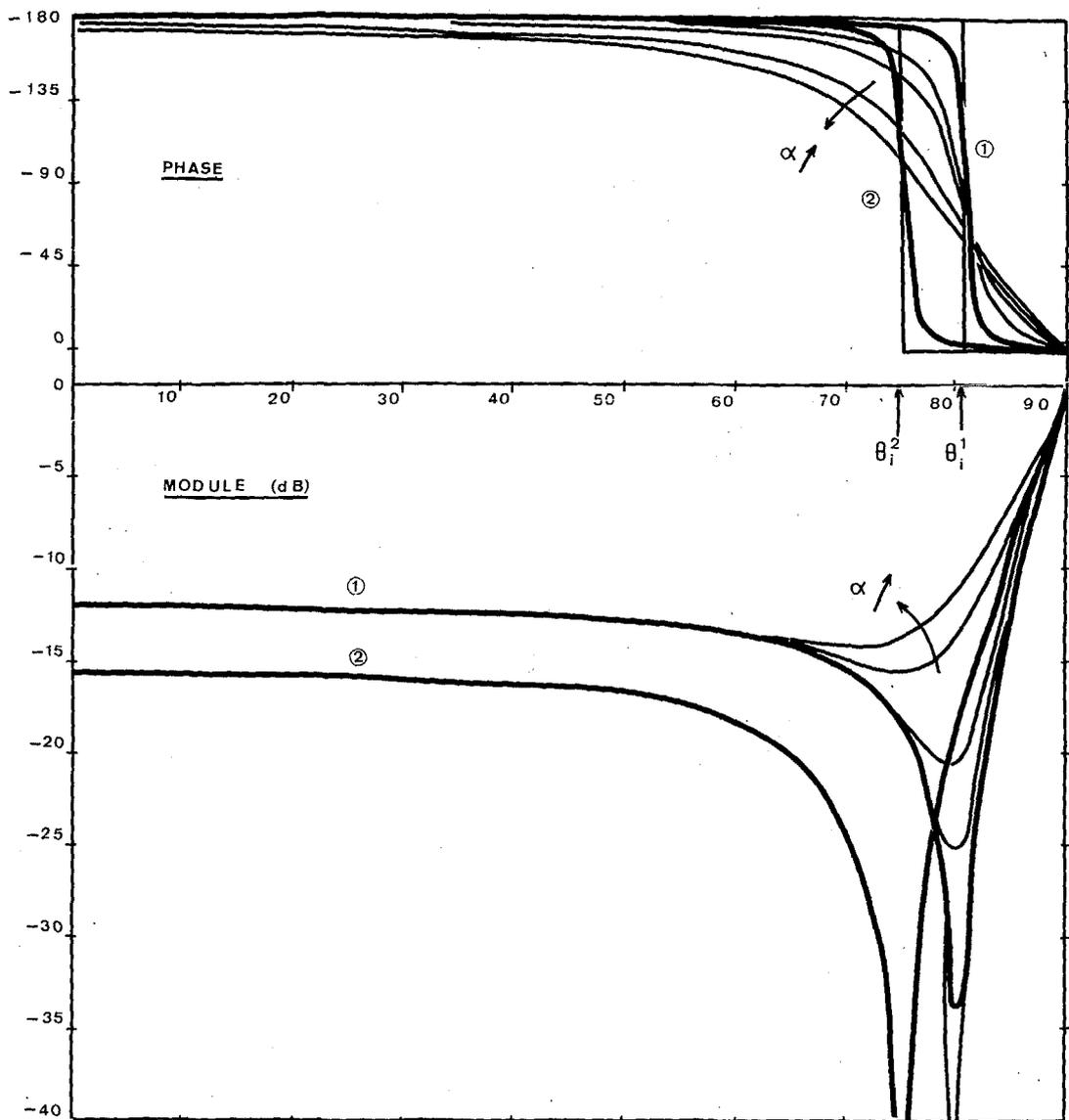
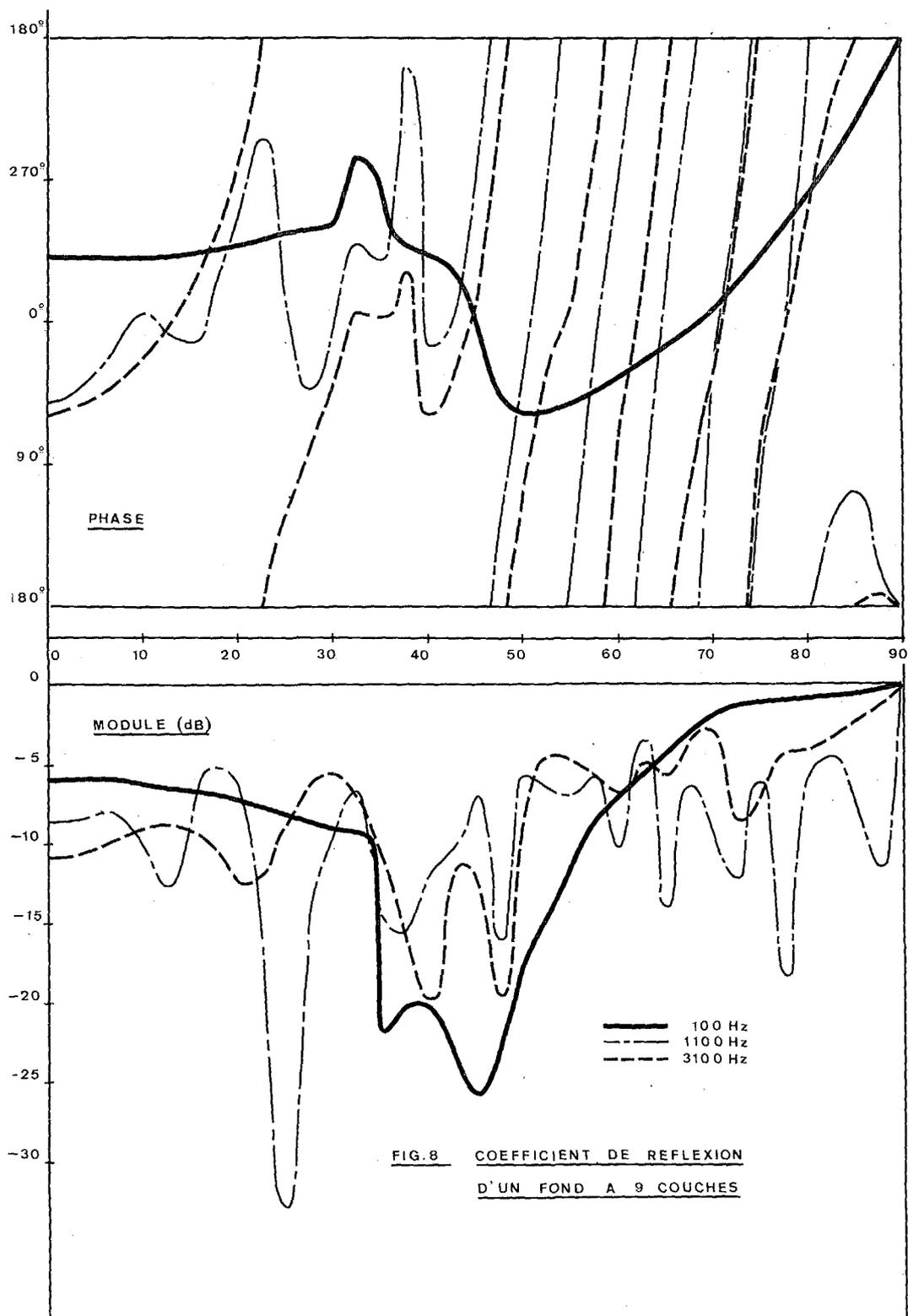


FIG.7 COEFFICIENT DE REFLEXION D'UN FOND UNIFORME
(ANGLE D'INTROMISSION)

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/41
 DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
 PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

**MODULE DU COEFFICIENT DE REFLEXION
 D'UN FOND STRATIFIE**

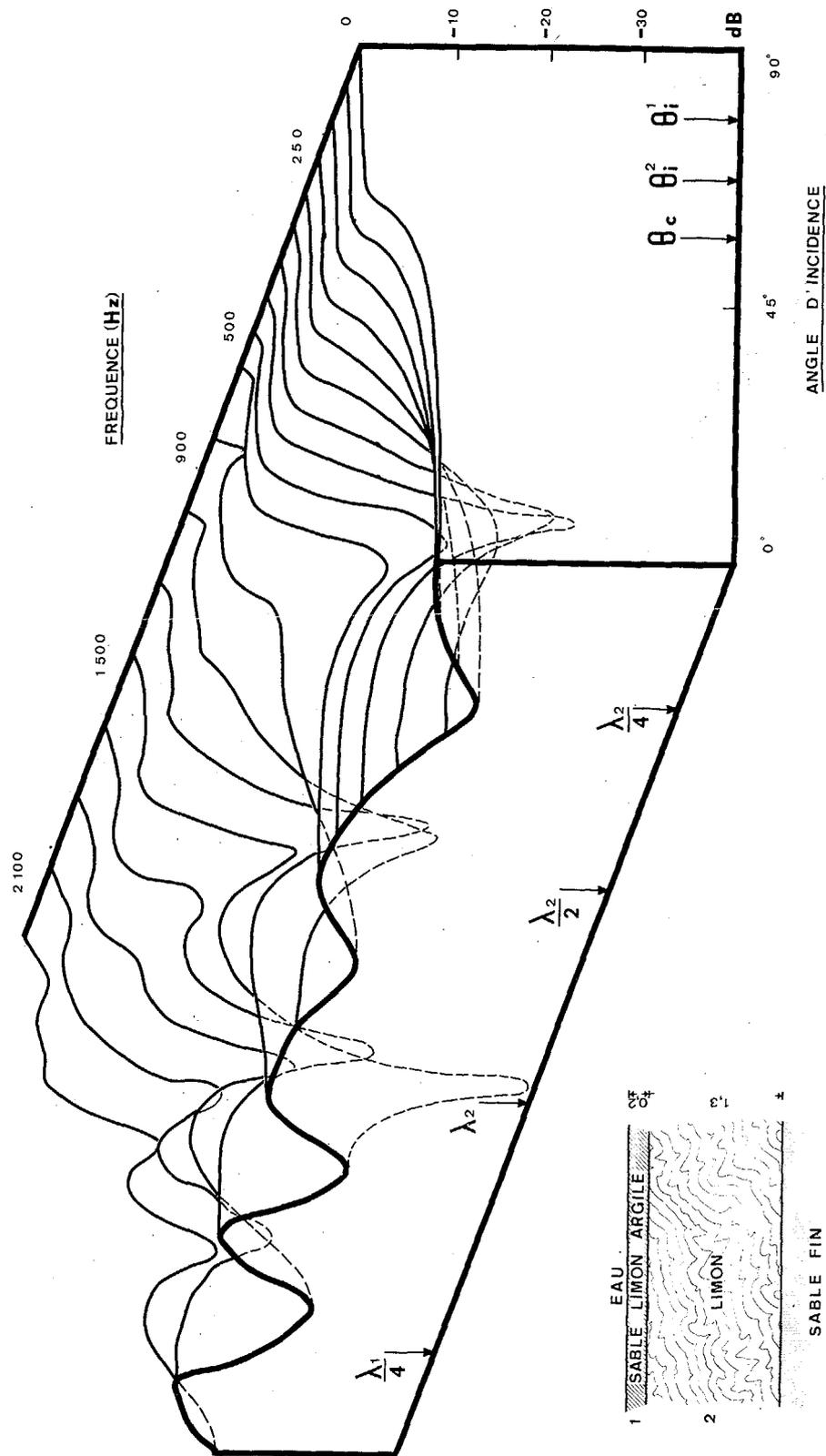


FIG. 9

AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL
 DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
 PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

MODULE DU COEFFICIENT DE REFLEXION
D'UN FOND STRATIFIE

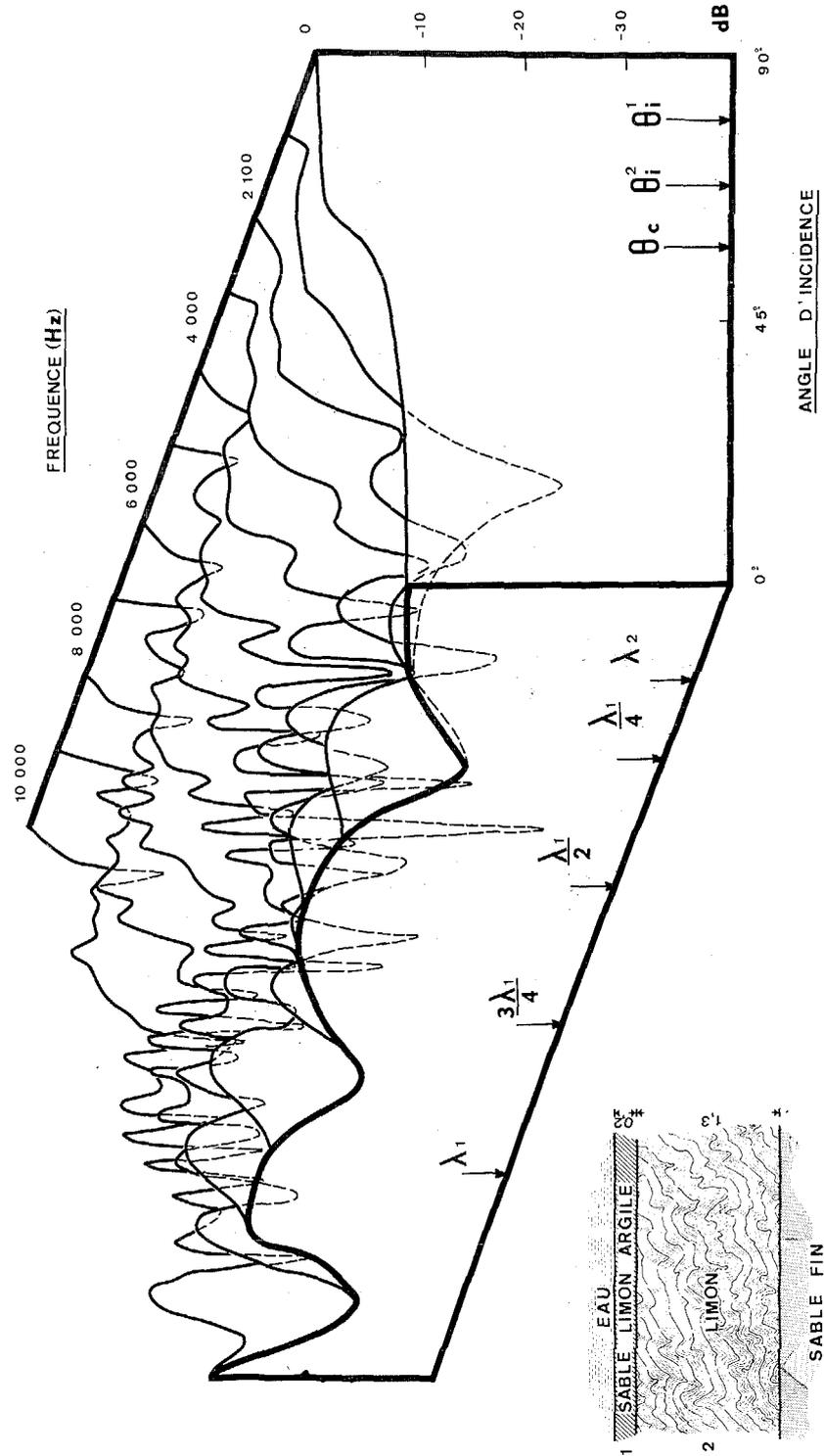


FIG. 10



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/43
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

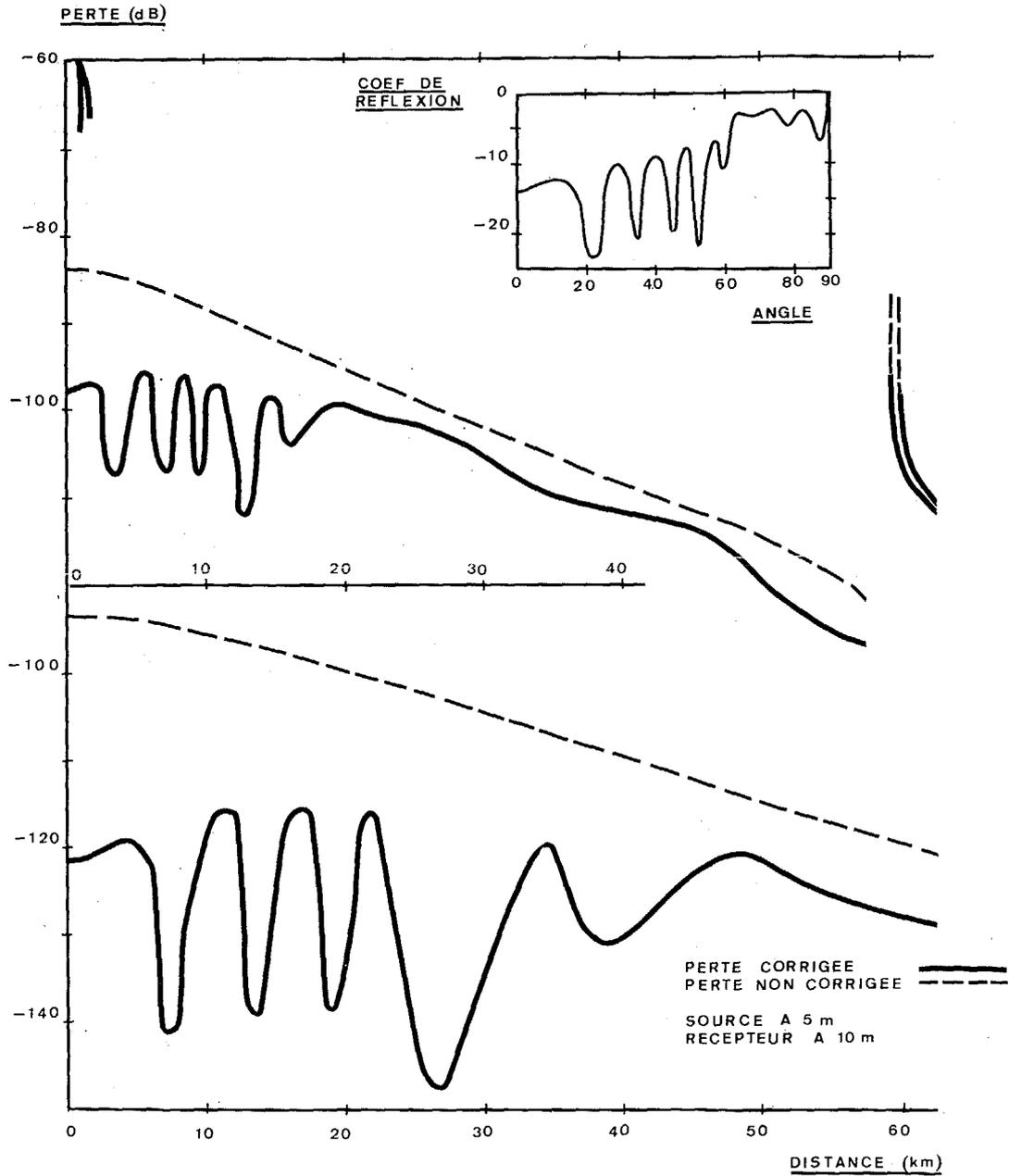


FIG.11 PERTE DE TRANSMISSION A 5 kHz



AMELIORATIONS POSSIBLES DU CALCUL 5/43
DE L'INTENSITE SONORE D'UN CHAMP SONORE
PRES D'UNE CAUSTIQUE ET APRES REFLEXION SUR LE FOND

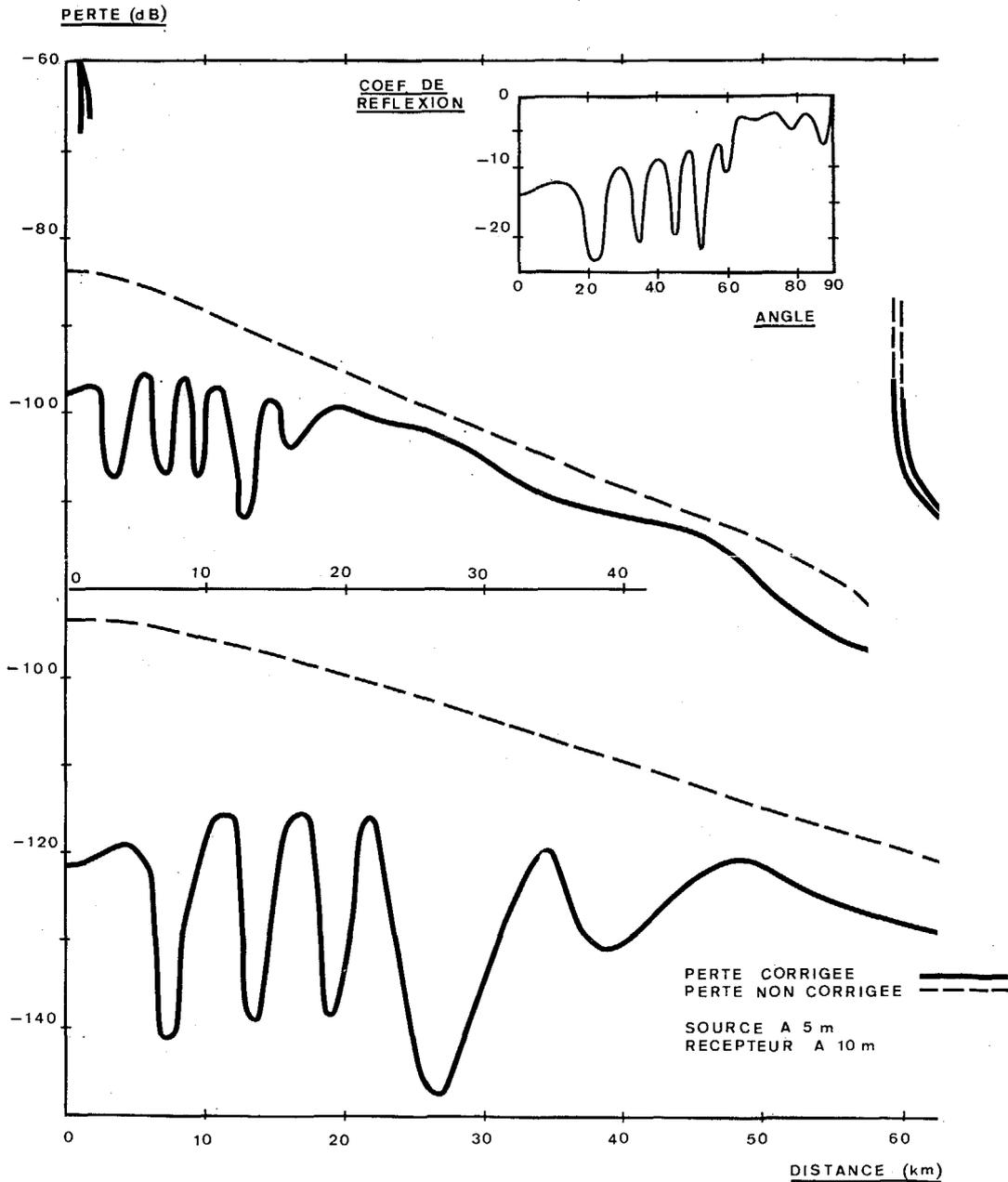


FIG.11 PERTE DE TRANSMISSION A 5 kHz