

VALIDATION D'UN MODELE DE PROPAGATION ACOUSTIQUE ENTRE
UNE SOURCE AERIENNE MOBILE ET UN RESEAU IMMERGE.

P.M. BARRACHINA - B. CHALINDAR
A. GARCIA - L. RAILLON

THOMSON SINTRA A.S.M.
Chemin des Travaux BP 53 06801 CAGNES sur mer CEDEX

RESUME

Nous validons une modélisation d'un problème de propagation acoustique dans l'air suivi d'une transmission à l'interface air-eau pour arriver à une antenne immergée. La source étant aérienne et mobile, la résolution d'un problème théorique de propagation avec source et milieu mobiles a été nécessaire. Une expérimentation en lac est décrite et une comparaison avec les niveaux de pertes théoriques est effectuée.

SUMMARY

An acoustic propagation model describing sound transmission through a plane water interface is validated. The use of moving sources and media implied the resolution of a three-dimensional problem. Experimental measurements over a lake have been realised and compared with our theoretical predictions.

INTRODUCTION ET GENERALITES

La détection sous l'eau de sources aériennes est un problème envisageable, en effet si la perte en énergie à la transmission est très grande (≈ 30 dB), on observe au contraire un gain en niveau de pression (≈ 6 dB) pour une onde plane en incidence normale. De plus, les figures 1 et 2 montrent que les dynamiques des niveaux et bruits de référence dans les deux milieux sont semblables lorsque l'on se ramène aux mêmes références en dB ($1 \mu\text{Pa}/\text{Hz}^2$).

Compte tenu de la loi de réfraction des ondes planes, seules celles d'incidence inférieure à 13 degrés contribuent à l'énergie transmise. Il s'agit donc de décrire la propagation aérienne dans un cône puis la transmission et la propagation de celui-ci dans l'eau. Si les deux types de propagation sont influencés de manière comparables par les gradients de célérités, d'autres paramètres sont beaucoup plus importants dans l'air. Ainsi les coefficients d'absorption sont 100 fois plus forts dans l'air et les nombres de Mach typiques de mouvement de milieu (vent) et de vitesse de source (avion/navire) sont aussi bien plus forts. Un programme spécifique de rayons en espace tridimensionnel a été développé pour ces raisons.

Dans un premier chapitre nous décrirons donc comment le problème théorique a été résolu, en détaillant notamment, pour un milieu en mouvement, le modèle de calcul de la trajectoire, le modèle de calcul de l'énergie, le modèle de transmission de ces quantités à travers l'interface, et enfin, la manière de prendre en compte le mouvement de la source.

Dans le second chapitre, nous décrirons le dispositif expérimental qui a été mis en œuvre, en lac, pour mesurer tous les paramètres nécessaires à valider le modèle théorique.

Enfin, nous concluons en présentant les niveaux de pertes théoriques et expérimentaux et en donnant les orientations prochaines de cette étude.

I MODELE THEORIQUE DE PROPAGATION TRIDIMENSIONNEL PAR RAYONS

Nous avons utilisé un modèle de propagation basé sur la théorie géométrique, et validé sous l'hypothèse "hautes fréquences" ($f > 500$ Hz), les équations de l'acoustique linéaire posées en milieu mobile inhomogène et stationnaire conduisent à une équation du

type :

$$(1) \quad H(\vec{x}, t, \vec{k}, \omega) = 0$$

où $H(\vec{x}, t, \vec{k}, \omega) = \Omega^2 - k^2 c^2$ avec :

\vec{x} : vecteur position, ω : fréquence angulaire, $c(\vec{x})$: vitesse du son, \vec{v} : vitesse de l'écoulement, \vec{k} : vecteur d'onde, $\Omega^2 = \omega^2 - \vec{k} \cdot \vec{v}$, fréquence intrinsèque et, de manière classique (Candel [1]), à partir de l'équation iconale en milieu mobile (1), il est possible de déduire le système caractéristique décrivant la trajectoire :

$$(2) \quad \frac{d\vec{x}}{dl} = \vec{f}(\vec{x}, \vec{k}) ; \quad \frac{d\vec{k}}{dl} = \vec{g}(\vec{x}, \vec{k})$$

où : $\vec{f}(\vec{x}, \vec{k}) = \frac{\partial H}{\partial \vec{k}} \left[c_m \frac{\partial H}{\partial \omega} \right]^{-1}$; $\vec{g}(\vec{x}, \vec{k}) = - \frac{\partial H}{\partial \vec{x}} \left[c_m \frac{\partial H}{\partial \omega} \right]^{-1}$
et : $l = c_m t$ (c_m vitesse moyenne de groupe).
Ce système, complété des conditions initiales (\vec{x}_0, \vec{k}_0)

permettant alors un calcul itératif simple de la trajectoire de n'importe quel rayon.

Pour calculer l'énergie acoustique dans l'air, E_{totac} , nous avons repris la méthode proposée par CANDEL [1] utilisant une équation de transport énergétique qui en milieu stationnaire s'écrit :

$$(3) \quad \text{div}(\vec{c}_g \cdot E_{\text{totac}}) = 0 ; \quad \vec{c}_g = \vec{v} + \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} c$$

Cette équation assure la conservation de la quantité :

$$(4) \quad \left[E_{\text{totac}} \vec{c}_g \cdot \vec{S} \right]$$

le long de tout tube de rayon de section droite S. Il convient alors de déterminer S pour mesurer l'énergie en tout point du rayon en fonction de l'énergie initiale $E_{\text{totac}, \text{ini}}$ et de la section initiale S_{ini} du tube de rayon. Pour ce faire, il est possible de calculer tout d'abord la section élémentaire Σ du front d'onde, en évaluant les éléments géodésiques locaux : $\vec{R}^\theta = \frac{\partial \vec{x}}{\partial \theta_0}$, $\vec{R}^\alpha = \frac{\partial \vec{x}}{\partial \alpha_0}$; (θ_0, α_0 : élévation et azimut initiaux du rayon), puis former $\Sigma = \|\vec{R}^\theta \wedge \vec{R}^\alpha\| d\alpha_0 d\theta_0$

et en déduire : $S = \Sigma \cdot \cos(\vec{k}, \vec{c}_g)$.

Les éléments géodésiques sont alors évalués par variation, à phase constante, du système caractéristique (2) par rapport aux paramètres initiaux α_0 et θ_0 :



$$(5) \quad \begin{cases} \frac{d\vec{R}^\theta}{dl} = \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{x}} \cdot \vec{R}^\theta + \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{k}} \cdot \vec{Q}^\theta ; & \frac{d\vec{Q}^\theta}{dl} = \frac{\partial \vec{g}}{\partial \vec{x}} \cdot \vec{R}^\theta + \frac{\partial \vec{g}}{\partial \vec{k}} \cdot \vec{Q}^\theta \\ \frac{d\vec{R}^\alpha}{dl} = \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{x}} \cdot \vec{R}^\alpha + \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{k}} \cdot \vec{Q}^\alpha ; & \frac{d\vec{Q}^\alpha}{dl} = \frac{\partial \vec{g}}{\partial \vec{x}} \cdot \vec{R}^\alpha + \frac{\partial \vec{g}}{\partial \vec{k}} \cdot \vec{Q}^\alpha \end{cases}$$

où Q^α et Q^θ désignent les éléments géodésiques

conjugués : $\vec{Q}^\theta = \frac{\partial \vec{k}}{\partial \theta_0}$ et $\vec{Q}^\alpha = \frac{\partial \vec{k}}{\partial \alpha_0}$

Les conditions initiales étant données, en R par : $R^0=0, R^1=0$, et en Q, grâce à la relation de dispersion. L'intégration numérique du système (5) se fait par la méthode d'Adams-Moulton initialisé par Runge-Kutta.

Analysés maintenant les transformations que subit un tube de rayon lorsqu'il traverse une interface (milieu 0 -> milieu 1), en rappelant auparavant les conventions suivantes :

- indices 0 pour le milieu supérieur et 1 pour le milieu inférieur,
- et en négligeant les indices α et θ pour R et Q puisqu'ils n'interviennent pas dans le raisonnement qui va suivre.

Transmission de la trajectoire d'un rayon (x_1, k_1) .

Il est clair que le vecteur position reste inchangé ($x_0=x_1$), il s'agit donc seulement d'évaluer le vecteur d'onde transmis en fonction du vecteur d'onde incident. Pour ce faire, on utilise les relations de dispersion respectives des deux milieux en considérant le mouvement de la mer comme négligeable par rapport à celui de l'air et donc v_0 parallèle à la surface :

$$\begin{cases} \omega = k_0 c_0 + \vec{k}_0 \cdot \vec{v}_0 \\ \omega = k_1 c_1 \end{cases}$$

, il vient alors :

$$(6) \quad \vec{k}_1 = \left(\vec{k}_h, k_1^z \right)$$

$$\text{avec : } k_1^z = k_0^2 \frac{c_0^2}{c_1^2} + \left(\vec{k}_h \cdot \vec{v}_0 \right) \frac{1}{c_1^2} + 2 k_0 \frac{c_0}{c_1} \left(\vec{k}_h \cdot \frac{\vec{v}_0}{c_1} \right) - k_h^2$$

et \vec{k}_h : composante horizontale du vecteur d'onde \vec{k}_0 .

Transmission des éléments géodésiques associés à un rayon (R_1, Q_1) .

De même, il s'agit d'exprimer les éléments géodésiques transmis R_1 et Q_1 . Un raisonnement géométrique donne,

- pour R :

$$(7) \quad \begin{cases} \vec{R}_1 = \vec{R}_0 + R_0 \left\{ \frac{c_1 \cos \alpha_0 \sin \theta_1}{c_0 \tan \theta_0} - \left(\frac{\cos \alpha_0}{\tan \theta_0} + \sin \alpha_0 \right) \sin \theta_0 \right\} \vec{n} \\ + R_0 \left\{ \frac{c_1 \cos \alpha_0 \cos \theta_1}{c_0 \tan \theta_0} - \left(\frac{\cos \alpha_0}{\tan \theta_0} + \sin \alpha_0 \right) \cos \theta_0 \right\} \vec{t} \end{cases}$$

où α_0 désigne l'angle formé dans l'air par le vecteur \vec{k}_0 et la direction du rayon \vec{c}_g , et \vec{t} le vecteur unitaire porté par la projection de \vec{R}_0 sur la surface.

- pour Q :

$$(8) \quad \vec{Q}_1 = \left(\vec{Q}_h, Q_1^z \right)$$

$$\text{où : } Q_1^z = \left(k_1^z \right)^{-1} \left\{ \frac{1}{c_1^2} \left[\vec{k}_0 \cdot \vec{Q}_0 c_0^2 + \left(\vec{k}_0 \cdot \vec{v}_0 \right) \left(\vec{Q}_0 \cdot \vec{v}_0 \right) + \frac{\vec{k}_0}{k_0} \vec{Q}_0 c_0 \left(\vec{k}_0 \cdot \vec{v}_0 \right) + k_0 c_0 \left(\vec{Q}_0 \cdot \vec{v}_0 \right) \right] - \vec{k}_h \cdot \vec{Q}_h \right\}$$

et Q_h désignant la composante horizontale de l'élément géodésique incident Q_0 . C'est donc avec ces nouveaux vecteurs (x_1, k_1, R_1, Q_1) que seront initialisés les systèmes d'équations (2) et (5) afin de poursuivre, après transmission, la propagation du tube de rayons dans l'eau. Il reste néanmoins à préciser la transformation à apporter sur l'invariant énergétique.

Modification de l'invariant énergétique après transmission.

En effet, même si à la transmission, la géométrie du tube de rayon est modifiée, il faut encore prendre en compte l'énergie dissipée par la partie réfléchiée dans le milieu supérieur. Pour ce faire, nous considérerons que l'onde incidente est localement plane au niveau de l'interface et appliquerons les formules de transmission de la pression (en milieu mobile), soit :

$$(9) \quad P_1^2 = T^2 P_0^2$$

$$\text{où : } T = \frac{2}{1 + \frac{\rho_0 c_0^2 \sin 2\theta_1}{\rho_1 c_1^2 \sin 2\theta_0}}$$

et où θ_0 et θ_1 désignent respectivement dans les deux milieux, les angles formés par le rayon avec l'horizontale ; en rappelant que dans l'air, cet angle est différent de celui formé par le vecteur d'onde et l'horizontale (de par la présence du vent).

Il suffit alors de réinitialiser l'invariant (4) grâce à l'expression de P_1 .

Nous avons ainsi tous les éléments pour propager le tube de rayon dans le milieu inférieur.

L'effet du mouvement de la source et du milieu peuvent être découplés dans le cas simple d'un monopole de pression et pour un milieu en mouvement uniforme. On obtient :

$$(10) \quad \frac{2}{P_1} = \frac{r^{-2} \sin^2 \theta \left(1 - \frac{u_0}{c_1} \cos \theta \right)^{-2}}{2 \left| \left(\left(1 - \frac{v_0 \cos \theta}{c_0} \right)^2 - \cos^2 \theta \right)^{1/2} + \sin \theta \left(1 - \frac{v_0 \cos \theta}{c_0} \right)^2 \right|^2}$$

- U_0 est la vitesse de la source,
- V_0 est la vitesse de l'écoulement,
- θ angle de réception,
- C_0 célérité du son.

Le terme doppler associé au mouvement de la source est identique à celui pour un monopole de pression en mouvement dans un milieu au repos et le terme associé au mouvement du milieu vient de la modification de la divergence des rayons du fait de l'écoulement.

Pour calculer le champ reçu, dans le cas d'un monopole de pression en mouvement dans un milieu inhomogène et mobile, on fait l'hypothèse que les deux effets : mouvement de la source et inhomogénéité + mouvement du milieu sont découplés. A partir de la directivité de la source monopolaire de pression en mouvement en milieu uniforme, on calcule la divergence des rayons dans le milieu inhomogène en mouvement pour trouver le champ reçu en un point donné. Le doppler est pris en compte à partir de la formule de Roy [3]. Le doppler est le même pour tous les points d'un rayon et est déterminé par les caractéristiques à la source.

Le modèle de source directionnelle valable pour un type donné d'aéronef volant à une vitesse fixée, est une entrée du programme de propagation par rayon lorsque l'on veut calculer le champ reçu en un point pour un type différent de données atmosphériques.

II OBJECTIFS DES EXPERIMENTATIONS

Les expérimentations effectuées ont pour but de valider le modèle théorique de propagation acoustique dans l'air, à l'interface air/eau et dans l'eau.



L'étude d'un tel modèle met en jeu un très grand nombre de paramètres qu'il convient de mesurer lors des expérimentations, voici les principaux.

II.1 Paramètres milieu air

Moyens utilisés :

On dispose pour la mesure des paramètres milieu AIR d' - une sonde météorologique suspendue à un ballon captif relié à une centrale météorologique par liaison VHF et donnant: la température humide, la température sèche, la pression atmosphérique, la vitesse du vent, et la direction du vent.

L'altitude de la sonde est évaluée à partir de la pression atmosphérique .

II.2 Paramètres milieu eau

Moyens utilisés : dispositif de bathythermie.

Paramètres enregistrés : température, pression.

Ces données permettant l'établissement de la bathycélérimétrie.

II.3 Paramètres émission

But : émettre un signal acoustique sélectionnable, de forte intensité, de niveau et de fréquence bien stables, à partir d'une source mobile dont on connaît l'altitude, la vitesse et la directivité.

Moyens utilisés : le support de la source est un ULM équipé de flotteurs. On dispose d'une source électro-acoustique alimentée par une bouteille d'azote. L'excitation électrique de la source comprend un enregistreur/lecteur (type DAT) et un amplificateur alimentés par batteries. Les signaux d'excitation de la source sont préenregistrés sur le DAT, ce qui permet d'obtenir un excellent rapport signal sur bruit et une grande stabilité en fréquence.

II.4 Paramètres réception

i) Réception des signaux dans l'air

Type de matériel : Une antenne linéaire de 2 mètres comprenant 20 microphones étanches. Cette antenne est tenue verticale sur une bouée servant également de support à l'antenne eau.

ii) Réception des signaux dans l'eau

Type de matériel : Une antenne linéaire de 10 mètres comprenant 24 hydrophones. Cette antenne est suspendue verticalement et est d'immersion réglable.

II.5 Configurations d'expérimentations

Les configurations d'expérimentation correspondent à des objectifs de mesure : l'ULM réalise ainsi un certain nombre de passes rectilignes qui sont définies en tenant compte de la topographie du site et de la direction du vent. On peut alors ajuster :

- La hauteur de la source
- La vitesse de la source
- La trajectoire de la source par rapport aux antennes
- Immersion d'antenne
- Signal d'excitation

L'intérêt de réaliser ces expérimentations en lac est de pouvoir passer rapidement d'une configuration à l'autre. En effet l'utilisation d'un ULM comme support de source, et de bouée comme support d'antennes procure une grande souplesse lors du changement de configuration.

Les résultats présentés ci-après ont été obtenus à partir d'un événement en source mobile. L'ULM effectue une passe à basse altitude (12 mètres) avec passage à la verticale des antennes AIR et EAU. La source électroacoustique étant excitée par un signal de type pulse ($f=1\text{kHz}$) ; l'antenne EAU étant immergée à 15 mètres.

COMPARAISON ET CONCLUSION

Tout d'abord, l'observation des signaux en temps relevés lors d'une configuration (altitude de source: 12 m, fréquence d'émission: 1 Khz, vitesse de source: 22 m/s, altitude du récepteur dans l'air: 1 m, profondeur de récepteur dans l'eau: 20 m, profondeur du fond: 55 m, profil de température et vent dans l'atmosphère) nous montre l'intérêt de cette étude puisqu'il apparaît que l'atténuation du signal dans l'eau (figure 3) est plus lente que dans l'air (figure 4).

Nous avons ensuite utilisé ces mêmes données pour calculer (à 20 m de profondeur) les niveaux de pertes théoriques dans l'axe du vent. Nous représentons (figure 5) la contribution de chaque type de trajet dans l'eau, ainsi que le niveau de pertes total comparé aux valeurs expérimentales extraites des enregistrements (figure 6).

Nous observons un bon accord entre la théorie et la mesure, et ce, à condition de prendre en compte les trajets réfléchis fond et surface qui dans cette configuration de petits fonds jouent un rôle important.

Ces résultats nous conduisent d'une part, à orienter le traitement futur des données expérimentales vers une analyse fine des angles d'arrivée, des niveaux absolus; d'autre part, d'un point de vue théorique, de prendre en compte le caractère fluctuant de la surface de l'eau qui pourrait jouer un rôle important dans des conditions moins clémentes d'expérimentation.

Cette étude a été réalisée sous contrat du GERDSM et les mesures effectuées sur le site de la DCAN Castillon, et avec leur soutien. Nous remercions particulièrement MM BRAJOU et GIRAUD ainsi que MM MORGAND, BRESSOL et LACROIX.

[1] CANDEL S.

Etudes théoriques et expérimentales de la propagation acoustique en milieu inhomogène et en mouvement. Thèse de docteur es sciences physiques 26/01/77 - Paris VI

[2] HOWE M.S.

Application of energy conservation to the solution of radiation problems involving uniformly convected source distributions. Journal of Sound and Vibration 43(1),77-86 (1975)

[3] ROY D.

Doppler frequency shift in a refractive atmosphere J.Aircraft 24(9), 577-586 (1987)

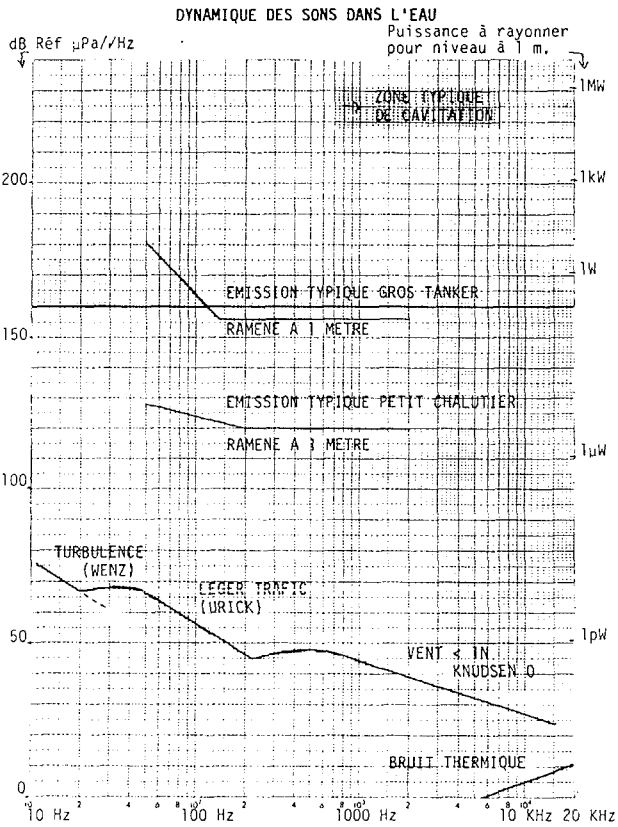


Figure 1: DYNAMIQUE DU SON DANS L'EAU

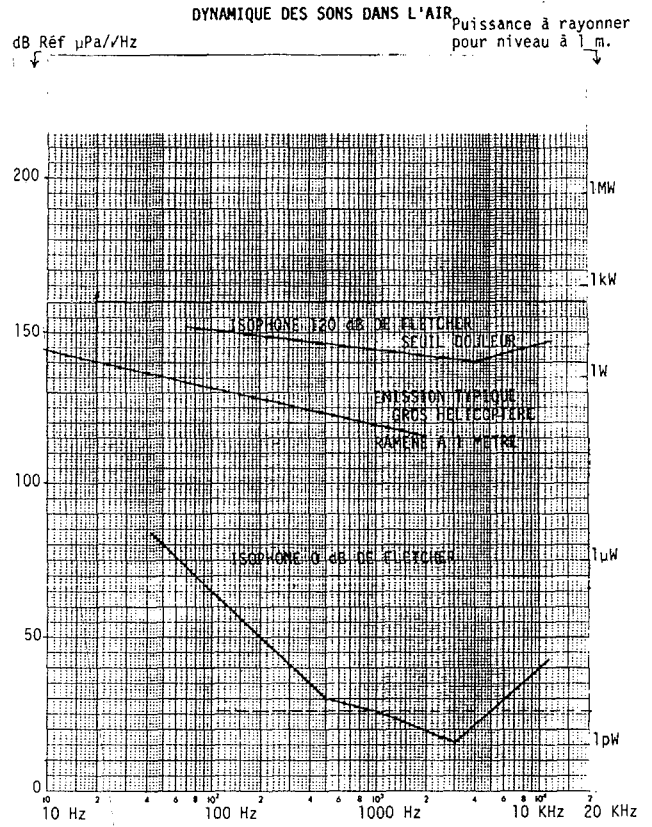


Figure 2: DYNAMIQUE DU SON DANS L'AIR

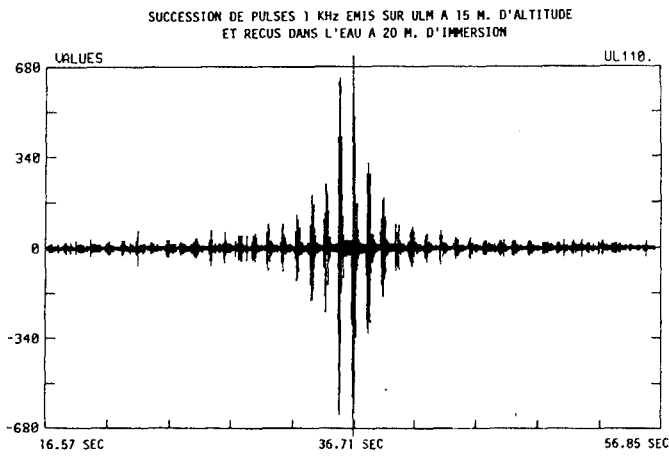


Figure 3:

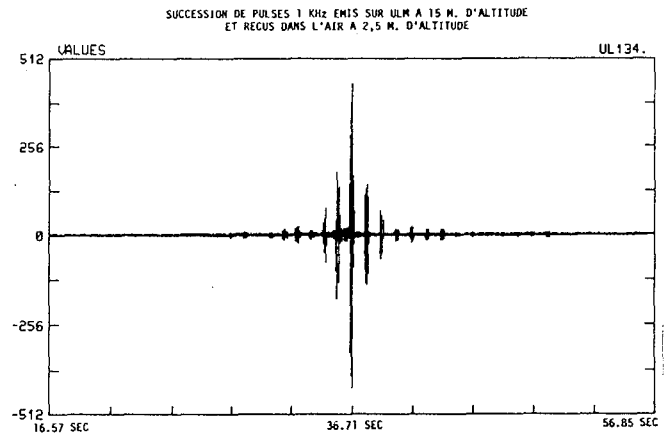


Figure 4:

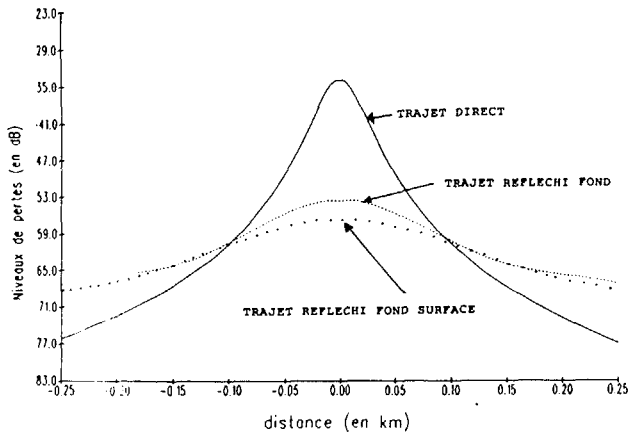


Figure 5: NIVEAUX DE PERTES A 20 M SOUS L'EAU (différents trajets de rayons)

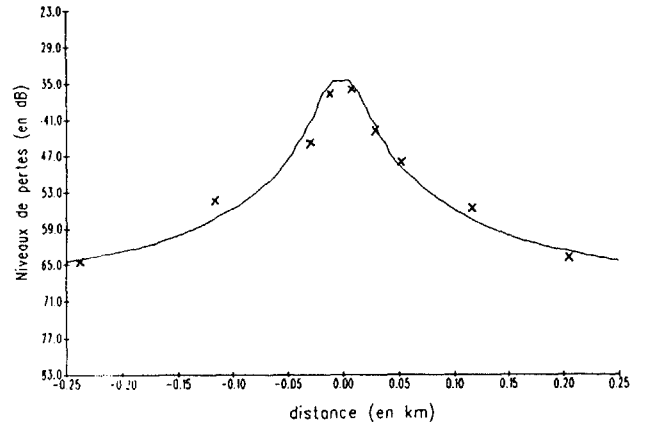


Figure 6: NIVEAUX DE PERTES A 20 M SOUS L'EAU (niveau théorique total et expérimental)