

# HUITIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 1<sup>er</sup> au 5 JUIN 1981

---

EFFET COMBINE DE LA TEMPERATURE ET DE LA PRESSION  
SUR L'ABSORPTION DU SON DANS LES COUCHES PROFONDES.  
COMBINED EFFECTS OF TEMPERATURE AND PRESSURE ON SOUND ABSORPTION AT DEPTH.

C. LEROY et C. MARTINEZ

SINTRA - ALCATEL Dép. D.S.M. Zone Industrielle des Paluds 13400 AUBAGNE

---

## RESUME

L'absorption du son par l'eau de mer varie de façon complexe avec la fréquence du signal et les conditions locales définies par la température, la salinité et le pH de l'eau ainsi que la pression hydrostatique. Elle varie donc à fréquence donnée tout le long d'un trajet acoustique parcourant différentes couches de l'Océan.

Assez étrangement, cette variation n'est pas prise en compte dans les nombreux programmes calculant les pertes de transmission. On se contente en général d'une valeur moyenne plus ou moins bien adaptée au problème et valable seulement autour d'une géométrie restreinte.

Après avoir passé en revue les différentes causes physiques de l'absorption et les équations établies pour l'évaluer en fonction des paramètres, on examine les écarts entre les approches habituelles et un calcul plus poussé.

Deux cas seulement pouvant se résoudre de façon analytique simple, on décrit différents programmes établis pour tenir compte des profils complets de célérité et de température.

On montre pour plusieurs applications englobant des cas de trajets réfractés profonds (zone de convergence) et de communication surface-grands fonds que le résultat global est d'une grande importance. Non seulement les niveaux reçus peuvent varier d'une dizaine de décibels, mais encore les signaux à large bande subissent une altération spectrale qui peut être méjugée. On trouve entre autres que l'incertitude qui règne quant à la variation due à la pression doit faire partie des points à élucider avec priorité.

## SUMMARY

The absorption of sound in sea water varies in a complex manner with the signal frequency and the local environment defined by temperature, salinity and pH as well as hydrostatic pressure. Therefore, at a given frequency, the absorption varies all the way along an acoustic path that travels across different layers of the Ocean.

Strangely enough, this variation is not taken into account in the numerous programs for the calculation of transmission losses. In general a single average value is used for the absorption coefficient. It can be more or less well adapted to the problem and is in all cases only valid around limited geometrical conditions.

A brief review of the different physical causes of absorption, together with the corresponding formulae for its calculation, is first given in this paper. The discrepancies arising between the results of the usual simplified approaches and an exact computation are subsequently analyzed in details. Different ray programs are described, that have been established to account for the complete temperature and sound velocity profiles.

The overall result is found to be of importance when dealing with deep refracted paths (convergence zone) or surface-bottom communication at great depths. The received sound level may easily differ of some ten decibels from the one expected and in addition the frequency spectrum of wide-band signals is altered.

The uncertainty about the exact value of the pressure effect appears, in particular, to be a major problem that has to be solved.



EFFET COMBINÉ DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA PRESSION  
SUR L'ABSORPTION DU SON DANS LES COUCHES PROFONDES.

### 1. INTRODUCTION.

L'absorption du son par dissipation thermo-chimique le long du trajet parcouru varie avec la température et la pression hydrostatique à l'emplacement du transfert énergétique.

Ces variations sont plus ou moins bien connues selon la gamme de fréquences où se situe le signal acoustique. Ceci est dû à la multiplicité des phénomènes entrant en jeu dans l'absorption et aux difficultés des mesures expérimentales.

Assez étrangement, alors que le fait de perdre, par rapport à un gain théorique de traitement, 4 décibels au lieu de deux attendus suscite immédiatement la curiosité du chercheur, on ne s'occupe guère dans la plupart des cas de savoir si telle valeur choisie pour le coefficient d'absorption est bien correcte. Or un mauvais choix peut aboutir à des erreurs de 5, 10, 15 décibels ... sur le niveau attendu du signal ...

La prise en compte, lors du choix du coefficient, de la température des eaux rencontrées n'est le plus souvent pas effectuée. Inconsciemment "on sent bien" qu'il faut se poser des questions lorsque l'on passe de la Méditerranée à la Baltique (mais on pense alors surtout à la salinité) ou tout bonnement à l'Atlantique. Mais là encore une tendance générale est d'oublier qu'il y a une énorme différence entre les eaux martiniquaises et celle de St-Pierre et Miquelon, pour ne citer que des DOM-TOM ...

En fait, la température  $T$  variant avec la profondeur  $z$ , et les trajets acoustiques traversant des couches plus ou moins profondes selon les cas rencontrés, on devrait en toute logique effectuer une intégration :  $A = \int_L a[T(z)] dl$ . On le devrait d'autant plus que le coefficient  $a$  varie aussi avec la pression hydrostatique  $p$ , en sorte que :

$$A = \int_L a[T(z), p(z)] dl.$$

Or, il n'en est rien. Sans trop parler pour l'instant de l'effet de la pression, encore imparfaitement connu, on observe que même les programmes très sophistiqués de calculs de pertes de propagation ou de prédictions de portées se contentent d'utiliser, pour tout rayon trouvé joignant une source et un récepteur, un coefficient d'absorption linéaire constant :  $A = a \int dl$ .

L'absence de toute considération concernant la température est bien reflétée par l'utilisation grandissante de la formule de THORP (Réf. 1, 2) pour l'"Atlantique".

Dans cette formule (voir plus loin) la température n'apparaît pas (1).

Alors que le coefficient d'absorption peut varier jusqu'à 100 % le long d'un trajet profond Atlantique par effet de température, on a récemment découvert (Réf. 5) qu'il pourrait varier de 100, 200 %, voire plus, à certaines fréquences par effet de pression. Les chiffres sont contestables, et des mesures précises seraient à refaire. Il n'empêche que l'affaire nous semble d'importance.

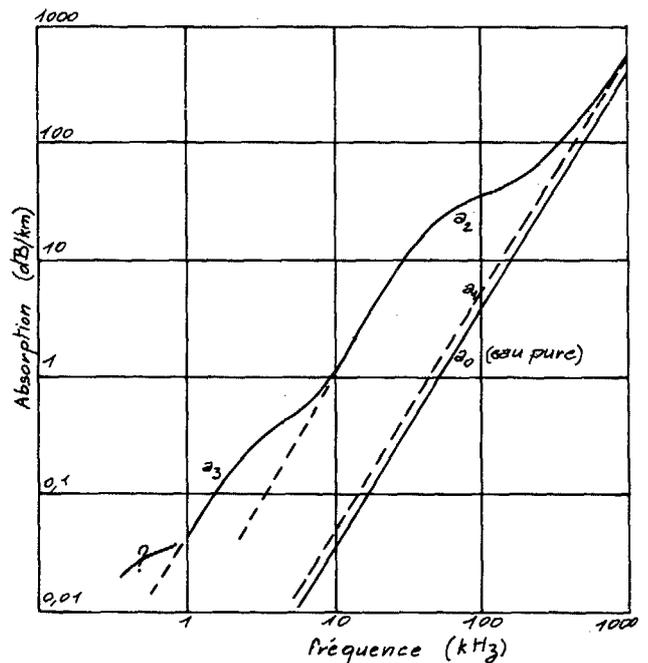
Le but de cette présentation est donc d'alerter l'opinion, et de chiffrer les erreurs possibles (ou les gains méconnus), résultant des simplifications courantes. Des programmes de calcul par rayons tenant compte des variations de  $a$  avec  $T$  et  $p$  ont été mis au point et exploités. On utilise dans cette étude les dernières données disponibles sur le phénomène d'absorption.

.../...

(1) L'emploi de la formule de LEROY (Réf. 3, 4) - qui ne tient pas non plus compte de  $T$  - pour l'ensemble de la Méditerranée se comprend par contre par suite du caractère isotherme en profondeur de cette mer "fermée".

### 2. RAPPELS SUR L'ABSORPTION.

Le coefficient d'absorption du son dans l'eau de mer s'exprime sous forme de perte énergétique par unité de longueur parcourue le long du trajet sonore. Les physiciens adoptent le Neper/mètre. Nous utiliserons ici selon l'usage courant en ASM en France le dB/km. Le coefficient d'absorption "a" exprimé de cette manière dépend de la fréquence selon l'allure illustrée ci-dessous.



Mathématiquement "a" s'exprime par une expression de la forme  $a = a_0 + a_1 + a_2 + a_3 + ? \dots$ , expression dans laquelle :

1°)  $a_0$  est l'absorption en eau pure, qui varie dans toute la gamme de fréquence "pensable" - jusqu'à 1000 MHz disons - selon :

$$a_0 = A_0 f^2 \quad (1)$$

2°)  $a_1$  est un excès d'absorption spécifique de l'eau de mer et dû à un phénomène de relaxation ionique du  $SO_4 Mg$ . Dans la gamme observable, on peut l'approximer par :

$$a_1 = A_1 f^2 \quad (2)$$

3°)  $a_2$  est un second excès d'absorption, beaucoup plus important que le précédent et dû à une autre relaxation du  $SO_4 Mg$  bien étudiée. La fréquence de relaxation  $f_{r2}$  étant vers les 80 kHz,  $a_2$  doit s'exprimer par la formule complète (1), soit :

$$a_2 = A_2 \frac{f_{r2}^2 f^2}{f_{r2}^2 + f^2} \quad (3)$$

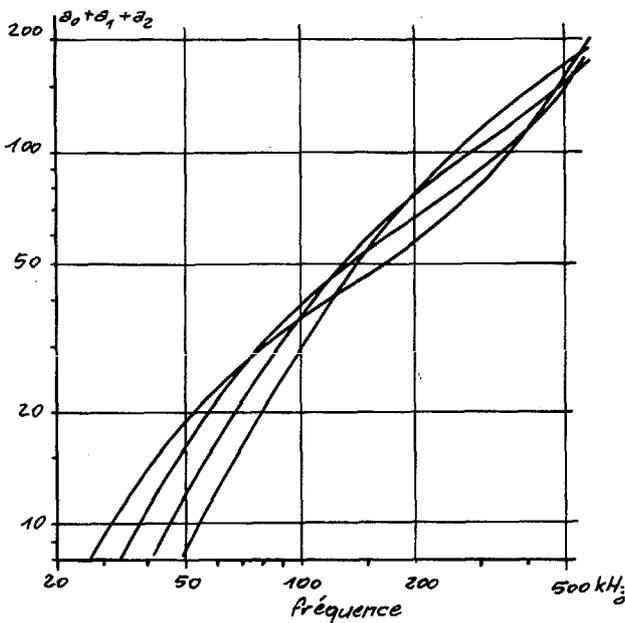
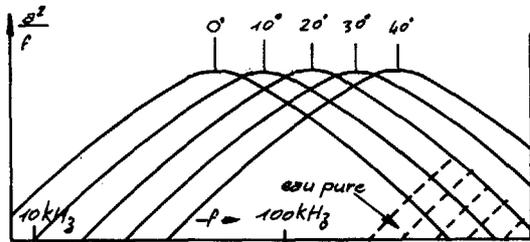
.../...

(1) quand  $f_r \gg f$  les formules du style (3) et (4)

tendent vers :  $\frac{A}{f_r} f^2 = K f^2$

EFFET COMBINE DE LA TEMPERATURE ET DE LA PRESSION SUR L'ABSORPTION DU SON DANS LES COUCHES PROFONDES.

La fréquence  $f_{r2}$  est bien connue comme variant avec la température, ce qui provoque un déplacement des courbes comme illustré ici.



Le coefficient  $A_2$  est directement proportionnel à la concentration en  $SO_4 Mg$ , donc à la salinité. Le coefficient  $a_2$  varie avec la pression hydrostatique et diminue lorsque la pression croît. (voir plus loin).

4°)  $a_3$  est un nouvel excès d'absorption se surajoutant aux précédents en basse fréquence. Il a été découvert en 1963 simultanément au Centre SACLANT de la Spézia (Réf. 3) et au USNUSL de New London, actuel NUSC (Réf. 1). Sa cause physique n'a été trouvée que récemment (Réf. 6, 7). Elle est due à un phénomène de relaxation de l'hydroxyde de bore (alias boran)  $B(OH)_3$ . La fréquence de relaxation est de l'ordre de 1,5 kHz.  $a_3$  s'exprime par une formule identique à  $a_2$  :

$$a_3 = A_3 \frac{f_{r3} f^2}{f_{r3} + f^2} \quad (4)$$

$A_3$  (et  $f_{r3}$ ) varient selon les océans, d'une façon qui semble liée au pH de l'eau mais sans qu'aucune expression mathématique sûre ait pu être dégagée. On ne sait absolument pas si  $a_3$  varie avec la pression. Une variation avec la température est possible mais, elle n'est pas chiffrée à l'heure actuelle.

5°) Le point d'interrogation indique qu'il semble selon de nombreux expérimentateurs se surajouter aux termes précédents un (ou des ...) nouveau terme créant un autre excès d'absorption aux très basses fréquences (< 200 Hz). On se demande s'il n'y a pas encore une nouvelle relaxation inconnue.

Certains incriminent des phénomènes de diffusion par des hétérogénéités. Nous pensons quant à nous qu'il peut également s'agir, ne serait-ce que partiellement, d'imprécisions sur la perte par divergence estimée (Réf. 3). Cet avis est partagé par d'autres auteurs (Réf. 8).

3. EFFETS DE L'IMMERSION SUR L'ABSORPTION.

3.1. Généralités.

Sauf pour le cas des bassins fermés (Méditerranée, Arctique, Mer du Japon, etc ...) où elle devient constante à partir d'une certaine profondeur, la température de l'eau de mer décroît constamment de la surface jusqu'au fond, d'abord rapidement puis de plus en plus lentement. Aux fréquences moyennes (5 - 40 kHz), l'absorption augmente donc avec la profondeur par cet effet de température tandis qu'elle décroît par l'effet de pression ... Il convient donc d'examiner en détail les phénomènes. Nous limiterons l'étude à la gamme 1-100 kHz. Remarquons tout d'abord que les termes  $a_2$  et  $a_1$  contribuent très peu à l'absorption en-dessous de 100 kHz. Leurs variations avec T et p sont par ailleurs faibles.

Constatons d'autre part le peu de connaissance que nous avons quant à un effet éventuel de T ou de p sur  $a_3$  (et  $a_4$  ?, etc ...).

En première approximation, nous sommes donc réduits à ne considérer que les effets sur  $a_2$  et supposer que les courbes globales doivent se raccorder à  $a_3$ , que nous prendrons en l'occurrence égal à celui donné par THORP ; soit (indépendamment de la température) :

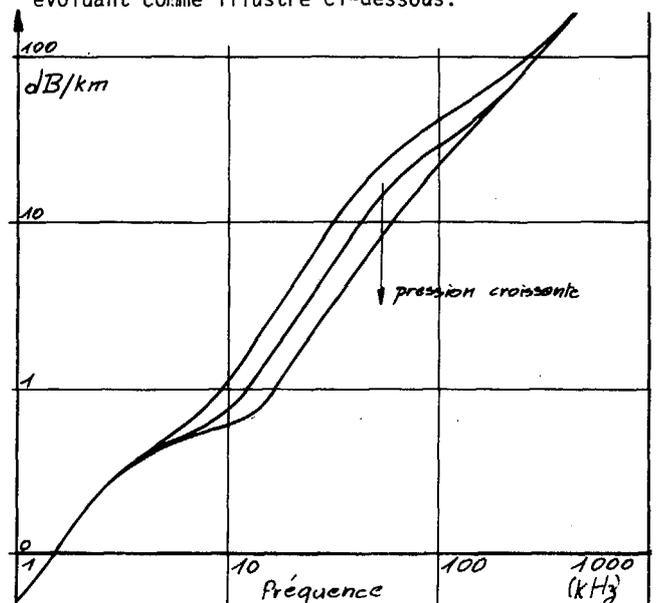
$$a_3 \approx \left[ \frac{0,1f^2}{1+f^2} + \frac{40f^2}{4100+f^2} \right] \times 1,0936 \quad (5)$$

où f est en kHz et où le facteur correctif concerne la conversion des dB/kyd en dB/km.

Cette formule qui tient compte d'un  $a_2$  moyen (premier terme) peut être laissée telle quelle pour la gamme 1 à 6-8 kHz, les variations de  $a_2$  avec la température intervenant peu sur la somme dans ce cas.

On peut par contre émettre des réserves en ce qui concerne l'influence de la pression sur  $a_3$ , comme il sera explicité plus loin.

Si nous postulons néanmoins, en l'absence de toute donnée sûre que  $a_3 = a_3(f) \forall T, p$ , alors les variations de  $a_2$  sur  $a_3$  se traduisent par des courbes évoluant comme illustré ci-dessous.





EFFET COMBINÉ DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA PRESSION  
SUR L'ABSORPTION DU SON DANS LES COUCHES PROFONDES.

### 3.2. Influence de la température.

Comme déjà indiqué l'influence de T sur  $a_2$  est bien connue. De nombreuses mesures de laboratoires sont disponibles. Toutes conduisent à une formulation du type (3) avec pour  $f_r$  une loi en

$$f_r = f_0 \times 10 \left[ m - q/(T + 273) \right] \quad (6)$$

Citons comme exemples les références 9 et 10, la première (SCHULKIN et MARSH) avec  $f_0 = 21,9$ ,  $m = 6$  et  $q = 1520$ .

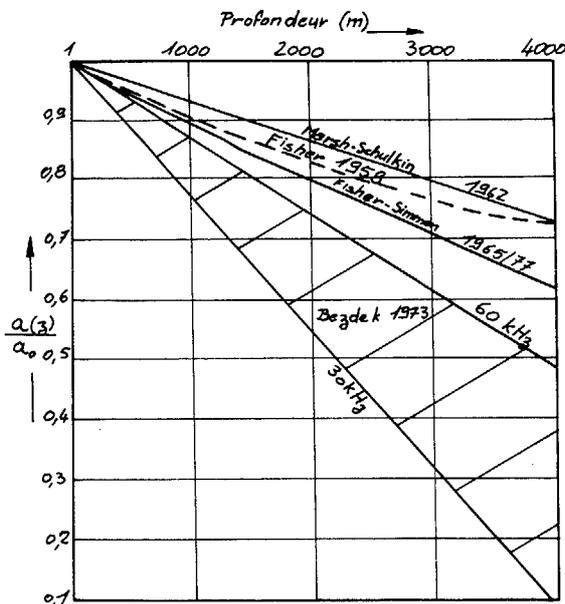
On pourrait donc ici, à partir des équations (5) pour  $a_2$  établir une formule générale moyenne qui tienne compte de la température et du terme  $a_3$  de THORP, et permette un calcul satisfaisant de  $a$  (f, T) entre 1 et 100 kHz.

Il existe néanmoins une formule de ce genre, quoique un peu plus complexe, dite de HALL-WATSON et que l'on rencontre dans des programmes de prédiction de portée. Cette formule, non publiée dans le JASA, sera prise comme référence pour les calculs, à cause de son importance pratique.

### 3.3. Influence de la pression.

On savait depuis les années 50 que l'absorption du son due au terme  $a_2$  diminue avec la pression (Réf. 11 et 9 par exemple). Ce phénomène n'était cependant pas pris en considération dans la pratique. On avait même mis en doute le sens de la variation. De toutes manières, il s'agissait de mesures en laboratoire sur des solutions d'électrolytes "simulant" l'eau de mer. La publication en 1972 et 73 de mesures in situ en eau profonde par BEZDEK (Réf. 5 et 12) vint remettre l'affaire en question.

On avait trouvé une diminution très forte de l'absorption, tellement forte que si l'on extrapolait les mesures il n'y aurait plus d'absorption (à 30 kHz) par 5000 m de fond ... Cette affaire dut susciter un regain d'intérêt pour le phénomène physique. Malheureusement, les seules mesures effectuées publiées à ce jour sont des mesures en laboratoire (Réf. 13 particulièrement). L'essentiel des résultats est consigné dans la figure ci-après.



Il est des plus importants d'observer que les variations (mesurées dans la gamme 30 - 100 kHz) dépendent fortement de la fréquence. En l'absence de renseignements sur la variation de  $f_r$ , on a choisi de reporter l'effet sur le coefficient  $A_2$ . Dans ces conditions  $A_2 = A_2(p, f)$  et selon les auteurs cette fonction est linéaire ou du 2<sup>e</sup> degré en p, les coefficients pouvant être des fonctions de f.

En première approximation, nous pouvons pour l'instant nous contenter d'une variation linéaire du type  $a_2 = a_2(1 - \beta z)$  avec z immersion et  $\beta = \beta(f)$ . Le fait le plus important est que le plus grand  $\beta$  a été trouvé à la fréquence la plus basse des mesures de BEZDEK (30 kHz).

Cette tendance vers un accroissement de l'effet réducteur de la pression aux fréquences basses des phénomènes régis par  $a_2$  est assez curieuse. On est en droit de s'interroger sur ce qu'il advient lorsque la fréquence continue à décroître jusque 10 kHz.

Il y a lieu de toutes manières de se demander si l'effet de la pression est seulement susceptible d'affecter  $a_2$ . C'est pourquoi dans l'ensemble de l'exposé qui suivra, lorsque nous parlerons de l'influence de la pression nous examinerons le cas général où  $a = a_2 + a_3$  est une fonction linéaire de z.

## 4. CALCUL DE L'ABSORPTION TOTALE SUR UN TRAJET ACOUSTIQUE.

### 4.1. Trajet rectiligne.

Les trajets rectilignes se rencontrent en acoustique sous-marine dans le cas d'un milieu isocélique (certaines eaux peu profondes) ou pour des rayons fortement inclinés (de la verticale à 45° environ).

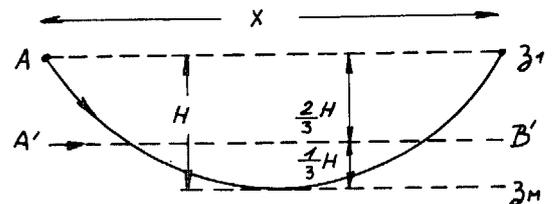
L'absorption totale étant  $A = \int_1 a(z) dl$ , on trouve alors en posant  $\theta =$  site du rayon et Z différence d'immersion pour la longueur L :

$$dz = dl \cos \theta, \quad A = \frac{L}{\cos \theta} \int_1 a(z) dz = L \bar{a} \quad (7)$$

L'absorption totale se calcule simplement en multipliant la longueur parcourue L par la valeur moyenne  $\bar{a}$  de l'absorption calculée en intégrant sur la couche d'épaisseur Z.

### 4.2. Trajet réfracté en eau isotherme.

En eau isotherme (Méditerranée, Arctique, etc...) la célérité du son varie pratiquement de façon linéaire avec l'immersion, avec un gradient  $g \neq 1/61 \text{ s}^{-1}$  (Réf. 14 par ex.). Les trajets sont des arcs de cercle de rayon  $R = C_1/g$  ( $C_1$  célérité en A à  $z_1$ ). Le cas le plus intéressant à traiter est celui du trajet totalement réfracté joignant deux points à la même immersion  $z_1$ .



Il vient alors, avec les conventions de signe adoptées et en prenant  $a = a_0(1 - \beta z)$

$$A = \int_L a dl \quad dl = -R d\theta \quad L = 2R\theta_1 \quad \text{d'où :}$$



EFFET COMBINÉ DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA PRESSION  
SUR L'ABSORPTION DU SON DANS LES COUCHES PROFONDES.

$$\begin{aligned}
 A &= -2a_0 R \int_{\theta_1}^0 \{1 - \beta [z_1 + R(\cos\theta - \cos\theta_1)]\} d\theta \\
 &= a_0 L [1 - \beta z_1 - \beta R(\cos\theta_1 - \frac{\sin\theta_1}{\theta_1})] \\
 &\approx a_0 L [1 - \beta(z_1 + R\theta_1^2/3)] \quad (8)
 \end{aligned}$$

Il est intéressant d'introduire la profondeur maximale  $Z_M$  atteinte par le rayon et donnée par :  
 $Z_M = z_1 + R(1 - \cos\theta_1) \approx z_1 + R\theta_1^2/2$ , ce qui conduit à

$$A = a_0 L \left\{ 1 - \beta \left[ z_1 + \frac{2}{3}(Z_M - z_1) \right] \right\} \quad (9)$$

Tout se passe donc comme si l'absorption à appliquer au trajet de longueur  $L$  était celle existant aux  $\frac{2}{3}$  de la profondeur maximale atteinte durant le  $\frac{1}{3}$  parcours du rayon.

#### 4.3 Cas général - Résolution numérique.

Il est assez surprenant que des programmes extrêmement évolués, où par exemple entre source et récepteur plus de 100 rayons possibles sont calculés avec minutie, n'exploitent pas les possibilités du calcul numérique pour évaluer la perte exacte par absorption. Peut-être est-ce dû à l'incertitude qui pèse sur la variation avec l'immersion. Il faut noter néanmoins que la plupart des grands programmes calculent les rayons par tranches correspondant à la traversée complète d'une couche d'eau dans laquelle le profil de célérité est approximé par une fonction donnant une résolution analytique. En général donc on ne calcule pas par couches de faible épaisseur mais pour économiser le temps de calcul par couches le plus étendues possible. Aucun calcul n'étant fait pour des immersions intermédiaires, l'introduction d'une variation fine de paramètres avec l'immersion poserait donc des problèmes.

Afin d'évaluer les effets d'une température et d'une pression variables, nous avons mis au point trois programmes permettant ce calcul. Ils sont tous basés sur une approximation du profil de célérité par des segments linéaires. Cette approximation, très critique lorsqu'il s'agit d'évaluer les pertes par divergence (fausses caustiques, Cf Ref. 15) est au contraire valable pour connaître la forme d'un rayon sonore dès que l'on définit la bathy par un nombre suffisant de points. D'autre part, la grande simplicité des formules mathématiques par gradient linéaire permet le découpage des rayons en un grand nombre de petits segments. C'est cette propriété qui a été exploitée dans les programmes mis au point à SINTRA-ALCATEL par l'un des auteurs sous les noms de P.A.P., P.A.P.E.T. et P.A.P.H.A.W. L'exposé en détail de ces programmes déborderait du cadre de cet article. Dans ce contexte, la description abrégée qui suit est suffisante.

Lorsqu'un rayon (arrivé à une distance  $x_i$  de la source) traverse une couche de gradient constant  $g_i$  définie par  $z_i$ ,  $c_i$  (et  $T_i$ ) et  $z_{i+1}$ ,  $c_{i+1}$  (et  $T_{i+1}$ ) où  $z$ ,  $c$  et  $T$  sont les immersions, célérités et températures - le programme calcule par les formules classiques l'angle  $\theta_{i+1}$  à  $z_{i+1}$  connaissant celui  $\theta_i$  à l'arrivée dans la couche. (Réf. 16 par exemple).

La différence angulaire  $\Delta\theta_i = \theta_i - \theta_{i+1}$  est alors divisée en un nombre entier de petits incréments  $\delta\theta$  tels que l'arc  $\delta L$  parcouru soit le même tout le long du rayon, c'est-à-dire quelle que soit la couche (au pour cent près environ).

Le calcul reprend alors pour obtenir les coordonnées successives intermédiaires  $x_j$  et  $z_j$  à  $\theta_i + \delta\theta$ ,  $\theta_i + 2\delta\theta$ ,  $\theta_i + 3\delta\theta$  etc ... jusque  $\theta_{i+1}$ .

Dans le premier Programme (Absorption en fonction de la Pression) à chaque  $z_j$  intermédiaire, on calcule le rapport de réduction  $a_{z_j}/a_0 = 1 - \beta z_j$  et on l'ajoute dans un registre qui effectue donc la somme  $\sum (1 - \beta z_j)$  sur tout le rayon, le même calcul étant conduit à chaque couche. Comme les  $\delta l$  sont égaux on a :

$$A = a_0 (1 - \beta z) dl \neq a_0 \delta l \sum_j (1 - \beta z_j)$$

tandis que l'absorption à la pression atmosphérique serait :

$$A_0 = a_0 \int dl = a_0 \delta l \sum_j 1$$

La réduction d'absorption est donc :

$$\frac{A}{A_0} = \frac{\sum_j (1 - \beta z_j)}{\sum_j 1}$$

Dans le second programme P.A.P.E.T. (Absorption en fonction de la Pression et de la Température), à chaque  $z_j$  intermédiaire un sous-programme calcule la température  $T_j$  correspondante et la réduction d'absorption suivant une loi du type  $a(T) = a_0(1 - \gamma T)$  où  $T$  est en degrés centigrades.

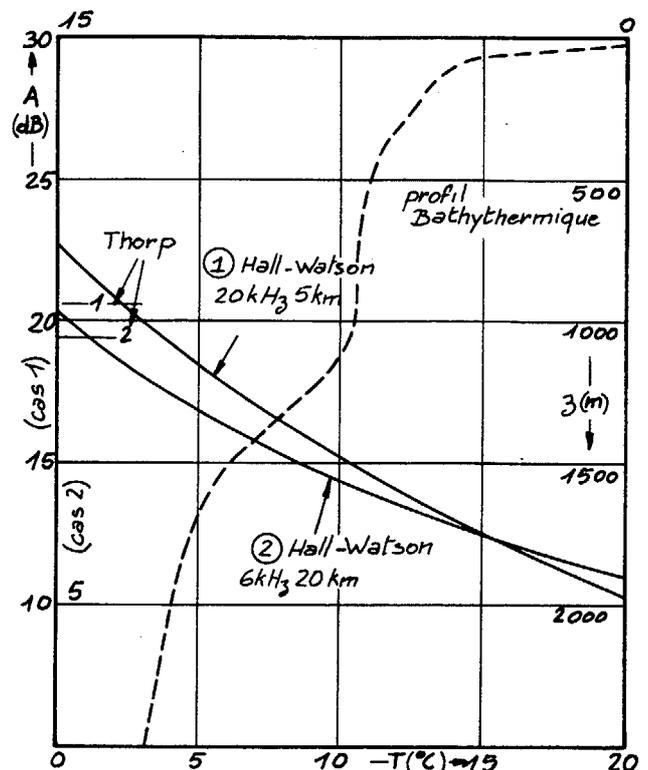
Cette approche linéaire est souvent suffisante en première approximation. Le facteur  $1 - \gamma T_j$  vient alors multiplier la quantité  $A - \beta z_j$  déjà obtenue et le reste du calcul se poursuit comme précédemment.

Enfin le programme PAPHAW (pour Hall-Watson) effectue à chaque valeur de  $T_j$  le calcul exact de  $a(T)$  selon la formule précitée, et cette valeur vient multiplier  $1 - \beta z_j$ .

#### 5. EXEMPLES DE RESULTATS ET CONSEQUENCES PRATIQUES.

##### 5.1. Effet direct de la température.

L'influence de la température apparaît nettement dans la figure ci-dessous.





EFFET COMBINÉ DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA PRESSION  
SUR L'ABSORPTION DU SON DANS LES COUCHES PROFONDES.

On y a porté en traits pleins l'absorption totale (en dB) le long de trajets supposés effectués à température constante, en fonction de celle-ci. Afin de rester dans le même ordre de grandeur de pertes de propagation AR ( $40 \log r + 2\alpha r \approx 128$  à 130 dB), on a choisi  $r = 2,5$  km à 20 kHz et  $r = 10$  km à 6 kHz (2 échelles). La courbe en pointillés (échelle de droite) représente une bathythermie typique de l'Atlantique N.E. (près des Açores). L'échelle de température étant la même que pour les courbes d'absorption on peut immédiatement juger la différence entre par exemple une propagation dans le chenal sonore profond (vers 1800 m) et une dans le chenal intermédiaire (vers 500 m). La première donne (à 20 kHz et 5 km AR) : 18,8 dB et la seconde 14,6 dB seulement, le tout à comparer aux 20,6 dB de Thorp, soit un écart allant jusque 6 dB. L'effet est moins marqué à 6 kHz et 20 km, mais reste quand même de 4 dB entre les extrêmes.

Toujours avec le même profil, il est intéressant d'étudier le cas de trajets réfractés à l'aide du programme PAPHAW (utilisé avec  $\beta = 0$ ). Un premier exemple traité concerne la détection d'une cible située à 200 m d'immersion à l'aide d'un sonar immergé à 450 m. On trouve dans ce cas une limite de portée de 5,5 km (zone d'ombre après le rayon tangentant la surface). A 10 kHz la réduction d'absorption par rapport à 0°C :  $A/A_0$  est de 0,557. Ceci correspond pour les 11 km de parcours AR à une absorption de 7,6 dB alors que Thorp en donnerait 13,3 et un calcul par  $a(\bar{T})(1)$  entre 9,1 et 7,9 ...

Un deuxième exemple traité concerne la zone de convergence obtenue pour une source à 5 m avec ce même profil. Cette zone est située à 56,6 km de la source. On trouve avec le programme PAPHAW  $A/A_0 = 0,80$  à 10 kHz (fréquence évidemment invisible pour une telle distance) et  $A/A_0 = 0,93$  à 3,5 kHz, soit par rapport à Thorp  $A/A_{Thorp} = 1,09$ . L'effet est cette fois négligeable.

En conclusion, le fait de négliger la température et d'adopter une absorption qui en soit indépendante amène des erreurs pouvant atteindre 6 dB en Atlantique N.E. dans le cas de trajets sonores restant confinés aux premiers 800 m environ et pour des fréquences au-dessus de 6 kHz. Aux fréquences inférieures et/ou pour des trajets profonds, l'erreur est réduite.

## 5.2. Effet de la pression hydrostatique.

5.2.1. L'influence de la pression hydrostatique sur l'absorption globale peut atteindre une ampleur plus ou moins déterminante selon la valeur du coefficient  $\beta$  de la loi en  $a = a_0(1-\beta z)$ . Si l'on se reporte à la figure groupant les différents résultats de BEZDEK et FISHER, etc, on observe que  $\beta$  est très mal connu et peu varier entre  $0,6$  et  $2,4 \times 10^{-4}$ . Nous limiterons cette étude aux deux valeurs  $\beta = 1 \times 10^{-4}$  et  $2 \times 10^{-4}$ , mais nous supposons, pour pouvoir évaluer l'importance des répercussions de ce phénomène, qu'il puisse également affecter les fréquences basses, c'est-à-dire le coefficient  $A_0$ . Contrairement à l'effet de la température nous pourrions ici utiliser dans quelques cas les approximations des trajets rectilignes ou circulaires. Les programmes P.A.P. et P.A.P.HA.W. seront nécessaires pour les calculs en zone de convergence. Nous examinerons donc brièvement un certain nombre d'exemples pratiques illustratifs de situations rencontrées en SONAR et en transmission de signaux, localisation acoustique, etc ...

(1)  $\bar{T}$  température moyenne. Entre 450 et 200 m, on trouve  $\bar{T} = 11,8^\circ$ . Sur toute la couche 0-450 m  $\bar{T} = 13,6^\circ$ .

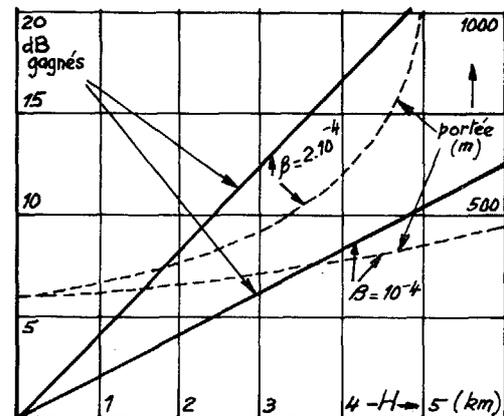
## 5.2.2. Utilisation de SONARS HF près du fond.

Les relevés du microrelief sous-marin, et la détection d'objets posés sur le fond se font couramment par sonars HF du type sonar "latéral". Pour des obstacles de dimensions réduites, il est courant de rencontrer l'utilisation de fréquences de l'ordre de 100 kHz. Jusqu'à présent ces techniques n'étaient utilisées que par petits fonds. L'extension aux grands fonds se profile dans un proche avenir grâce au développement des engins téléguidés etc.

A 100 kHz par  $3^\circ$  de température par exemple (mer profonde), l'absorption est de l'ordre de 35 dB/km. Un équipement calculé pour porter à 300 m à partir des formules classiques devra accepter une perte de propagation AR de  $99 + 21 = 120$  dB. Si l'absorption est réduite de moitié par exemple, l'équipement pourra être détaré de 10 dB en spécifications acoustiques (niveau émis, etc ...). On pourra au contraire, si on laisse les spécifications, atteindre une portée  $r'$  vérifiant :

$40 \log r' + a(1-\beta z)r' = 40 \log r + ar$  (10)  
Dans l'exemple actuel on trouverait une portée de 430 m.

La courbe ci-dessous illustre le nombre de décibels gagnés dans un tel problème à 100 kHz selon la profondeur et pour les deux valeurs de  $\beta$  envisagées.



## 5.2.3. Liaison surface-fond ou fond-surface.

Ce type de problème est couramment rencontré en télécommande d'objets sur le fond (têtes de puits, etc ...) ou de véhicules autonomes ("poissons" d'exploration) et en transmission d'information vers ces engins ou à partir de ces engins. On les trouve également en localisation acoustique (Réf. 17 par exemple). Les trajets en jeu restent en général pour les eaux profondes dans moins de  $45^\circ$  de la verticale, en sorte que l'approximation linéaire est valable et que la réduction relative d'absorption est  $1-\beta H/2$  (voir en 4.1.).

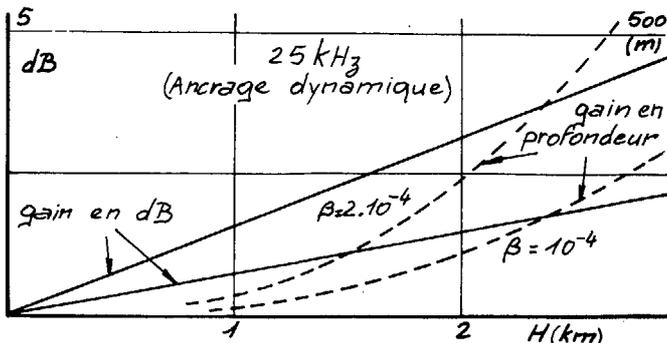
Comme précédemment le gain se traduira par un accroissement de "portée" ou par un détarage des spécifications. Dans le premier cas, l'équation donnant  $r'$  devient alors :

$$20 \log r' + a(1-\beta H/2)r' = 20 \log r + ar \quad (11)$$

La figure ci-après montre le gain en dB ou en portée pour 25 kHz (cas d'un ancrage dynamique utilisant un AMS par exemple)(1) et à 8,8 kHz (cas du système de localisation de l'EPAULARD du CNEXO dans le Pacifique)(1).

(1) On a pris pour simplifier  $\bar{T} = 6^\circ$  en Atlantique et  $4^\circ$  dans le Pacifique.

EFFET COMBINÉ DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA PRESSION  
SUR L'ABSORPTION DU SON DANS LES COUCHES PROFONDES.

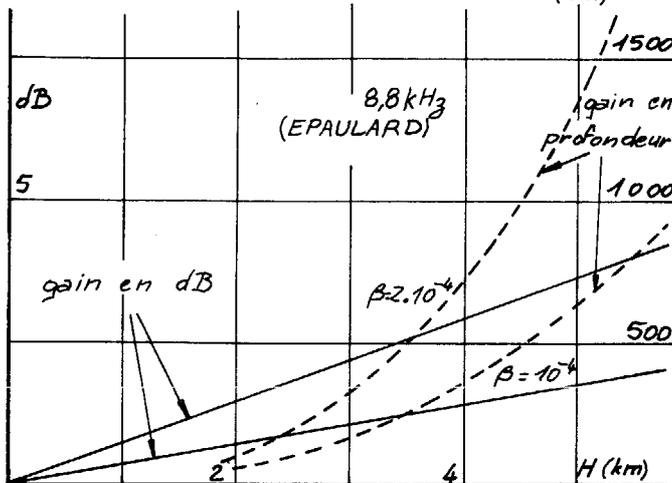


L'écart peut atteindre 5,4 dB. Il serait évidemment doublé pour un aller-retour (sonar).

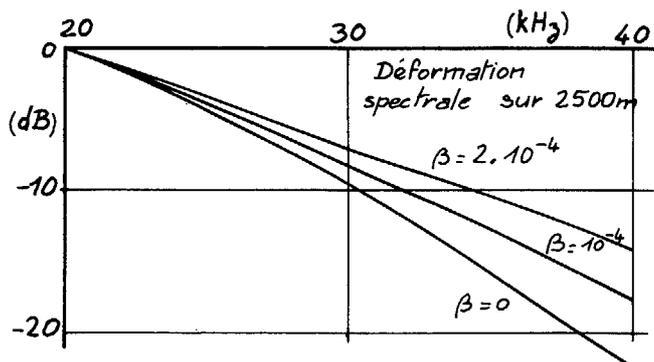
2°) Atteinte d'une zone de convergence en Atlantique. A titre d'exemple nous avons traité à l'aide des programmes P.A.P. et P.A.P.H A.W. la zone de convergence concernant la bathy illustrée plus haut. On trouverait, pour un aller-retour à 3 kHz les valeurs suivantes :

$$\begin{array}{ll} \beta = 0 & : 2A = 21,3 \text{ dB} \\ \beta = 10^{-4} & : 2A = 15,7 \text{ dB} \\ \beta = 2 \times 10^{-4} & : 2a = 10,2 \text{ dB} \end{array}$$

On voit de suite les répercussions d'un tel effet !



Une autre conséquence de l'effet de pression est la plus ou moins grande déformation du spectre d'un signal HF large bande pour la transmission de données à haut débit. Par exemple, une communication à  $30 \pm 5$  kHz, de spectre plat au départ, verra (pour  $T = 6^\circ$ ) une déformation du spectre reçu variable selon le graphique ci-dessous.



#### 5.2.4. Cas de trajets réfractés profonds.

Les trajets réfractés profonds au point que l'effet de pression intervienne sont essentiellement des trajets de longue distance, donc à fréquence plus basse que 8 kHz. On entre forcément dans le domaine d'absorption régit par  $a_3$  d'où l'incertitude sur  $\beta$ .

Nous illustrons le phénomène par 2 cas.

1°) Transmission à 35 km - Méditerranée par trajet réfracté assimilable à un arc de cercle.

On trouve pour un aller simple les résultats suivant sur l'absorption totale A en dB.

Fréquence (kHz)	3	5	8
$\beta = 0$	9,2	14,4	24,5
$10^{-4}$	8,2	12,8	21,8
$2 \cdot 10^{-4}$	7,2	11,2	19,1

#### 6. CONCLUSION.

La variation de l'absorption du son avec la profondeur a des conséquences très importantes sur les niveaux acoustiques de signaux ayant traversé les couches profondes de la mer. Il ne s'agit pas ici de quelques décibels seulement mais bien plus souvent de la dizaine de décibels, voire plus.

Les causes de ces variations sont au nombre de deux : influence de la température et effet de la pression hydrostatique. Le premier phénomène est chiffrable de 6-8 kHz environ à 100 kHz et plus. On peut se contenter d'une valeur moyenne d'absorption pour chaque cas rencontré, mais encore faut-il bien la choisir. En dessous de 6 kHz, l'effet de la température n'est pas bien établi.

L'influence de la pression est par contre totalement inconnue en dessous de 20 kHz et les mesures de 30 à 100 kHz sont insuffisantes. Elles laissent pourtant entrevoir un gain potentiel de performances considérable.

Nous avons voulu par cet article attirer l'attention sur deux points.

Le premier est qu'il serait hautement souhaitable que les programmes sophistiqués de pertes de propagation tiennent compte de ces effets importants. Nous avons pu mettre au point des programmes adéquats dans des cas simples.

Le second, (et de loin le plus important), est qu'il est nécessaire de lever le doute sur l'amplitude de l'effet de pression. Seules des mesures élaborées, précises, effectuées en mer, peuvent nous apporter une solution satisfaisante, surtout aux fréquences les plus basses.

#### BIBLIOGRAPHIE.

1. THORP - JASA - Oct. 65
2. THORP - JASA - July 67
3. LEROY - ALBERS "Underwater acoustics" - Vol. 2
4. SKRETTING, LEROY - JASA - Janv. 71
5. BEZDEK - JASA - March 73
6. YEAGER, FISHER et al - JASA - June 73
7. MELLE, BROWNING - JASA - March 77
8. HANNA, ROST - JASA - February 77
9. SCHULKIN, MARSH - JASA - January 78
10. DELGROSSO - N.R.L. Report 4279 - Jan 54
11. FISHER - JASA - May 58
12. BEZDEK - JASA - Oct. 73
13. FISHER, SIMMONS - JASA - Sept. 77
14. LEROY C.C. - JASA - July 69
15. PEDERSEN - JASA - April 61
16. OFFICER - Mc Graw Hill - 58
17. LEROY - GRETSI 73

