

# Discrimination temporelle d'échos impulsifs qui se chevauchent

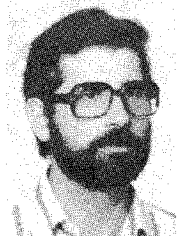
Time discrimination of impulsive overlapping echos



Rafael CARBO FITE

Instituto de Acustica CSIC, Serrano 144, MADRID, ESPAGNE.

Rafael Carbo Fite, après son stage au CEPHAG, a présenté une thèse de doctorat de 3<sup>e</sup> cycle en 1969 à la Faculté des Sciences de l'Université de Grenoble sur les phénomènes d'interférences liés à la formation des échos, sous la direction du Prof. G. Bonnet. Il est retourné à l'Instituto de Acústica du CSIC à Madrid en 1975, présentant une thèse de doctorat en 1982 à la Faculté des Sciences de l'Université de Madrid, sur la déformation des signaux sonar lors de leur réflexion. Il dirige depuis 1981 le groupe d'étude acoustique des fonds marins du CSIC.



Carlos RANZ GUERRA

Instituto de Acustica CSIC, Serrano 144, MADRID, ESPAGNE

Carlos Ranz Guerra, a présenté sa thèse de doctorat en 1972 à la Faculté des Sciences de l'Université de Madrid sur la transduction en acoustique sous-marine. Il est entré en 1975 à l'Instituto de Acústica du CSIC et a fait des stages à Ucla (USA), Le Brusac (France), et à l'Université de Birmingham Dept. d'Ing. Électronique (UK). Depuis 1978, il fait de la recherche dans le domaine du traitement du signal en acoustique et d'application à l'étude des fonds marins dans le bassin continental.

## RÉSUMÉ

Nous présentons un processus de traitement d'écho acoustique lorsque celui-ci est la somme d'impulsions identiques au signal émis, mais avec une amplitude et un retard différents.

Il s'agit, dans ce processus, de faire le rapport entre l'écho et le signal émis, sur les enveloppes et phases des signaux. L'application répétitive du processus permet de déduire les retards et les amplitudes des impulsions successives dans l'écho, lorsque ces impulsions se chevauchent.

## MOTS CLÉS

Signaux acoustiques, réflexion sur couches minces, échos superposés, réponse impulsionnelle.

## SUMMARY

*This paper presents the processing of an acoustic echo built up by a sum of identical replicas of a given emitted signal; the sum terms have different amplitude and phase.*

*The method here presented consists in comparing, in a recurrent way, the envelope and the phase function of the echo with those of the emitted signal, and then getting the delays and amplitudes of the pulses that made up the echo.*

## KEY WORDS

*Acoustical signal, thin layer reflexion, overlapping echos, impulse response.*

## TABLE DES MATIÈRES

### 1. Introduction

### 2. Base théorique

#### 2.1. Enveloppe et fonction de phase

### 3. Résultats et conclusions

### 4. Annexe

#### 4.1. Réponse percussionnelle

#### 4.2. Corrélation

#### 4.3. Cepstre

### Bibliographie

## 1. Introduction

Les techniques de traitement du signal permettent l'analyse de signaux produits par réflexion d'ondes acoustiques sur plusieurs réflecteurs. Avec un signal à large bande on détermine la réponse impulsionnelle du milieu. A partir de la mesure des amplitudes et des retards entre impulsions principales de cette réponse, on détermine les coefficients de réflexion des différents réflecteurs présents dans le milieu, [1 et 2].

Le problème en acoustique sous-marine est que les signaux sonar émis sont habituellement en bande étroite centrés sur la fréquence de résonance du transducteur, [3]. Cette limitation fréquentielle produit un élargissement des impulsions dans la réponse impulsionnelle. Le pouvoir de résolution d'un tel signal dépend essentiellement de sa largeur de bande (B), puisque pour pouvoir distinguer parfaitement deux impulsions successives séparées par un intervalle de temps  $\tau$  il faudra que  $\tau \gg 1/B$ .

Le cas des réflecteurs très proches échappe à ce type de traitement, étant donné que les impulsions successives se chevauchent, empêchant la mesure directe de l'amplitude et du temps d'arrivée de chacun d'eux. Pour augmenter le pouvoir de résolution de la mesure, il faudrait augmenter la largeur de modulation du signal. Cela pose le problème, assez difficile à résoudre, des émetteurs et récepteurs à grande bande passante.

On montre ici un processus d'analyse de l'écho valable seulement dans le cas où cet écho est constitué exclusivement par la somme de signaux identiques au signal émis, mais avec différentes amplitudes et retards. On échantillonne les signaux émis et réfléchis à une cadence d'échantillonnage beaucoup plus petite que la période du signal émis, et ensuite, avec les deux séries de valeurs obtenues, on fait les rapports et corrélations nécessaires. Cette méthode a l'avantage d'être indépendante de la largeur de bande de l'émet-

teur et du récepteur, et permet de séparer des signaux distants seulement de quelques intervalles d'échantillonnage.

## 2. Base théorique

Soit un signal  $X(t)$  nul pour des temps négatifs, et tel que sa variation soit assez faible sur l'intervalle d'échantillonnage  $\Delta t$ . Ce signal se propage dans un milieu où il rencontre plusieurs surfaces réfléchissantes placées en différents endroits du milieu; ceci donne des échos arrivant au récepteur amortis (par absorption, diffusion et réflexion) et retardés dans le temps (différents parcours). La somme de tous ces échos donne le signal réfléchi  $Y(t)$  que nous allons analyser.

$$(1) \quad Y(t) = \sum_{n=1}^p a_n \cdot X(t - \tau_n)$$

où  $X(t - \tau_n)$  est nul pour  $t < \tau_n$ .

Nous voulons faire le calcul des coefficients  $a_n$  et  $\tau_n$ , qui donnent les caractéristiques et positions des réflecteurs, lorsqu'on connaît les signaux  $X(t)$  et  $Y(t)$ . Pour y arriver, on fait les opérations suivantes :

(a) décalage de l'écho d'un temps  $-\tau_1$  pour positionner au même instant le début des deux signaux  $X$  et  $Y$ ,

(b) échantillonnages des signaux  $X(t)$  et  $Y(t)$  à une période  $\Delta t$ , ce qui donne deux séries de valeurs,

$$(2) \quad X_h = X(h \cdot \Delta t), \quad Y_h = Y(h \cdot \Delta t)$$

(c) réalisation du rapport de ces deux séries de la façon suivante : le quotient de la première valeur de la série  $Y$  par la première valeur de la série  $X$  nous donne la caractéristique du réflecteur le plus proche,

$$(3) \quad Y_1/X_1 = a_1$$

les valeurs suivantes de la série  $Y$  sont égales aux valeurs de la série  $X$  multipliées par le coefficient  $a_1$ , jusqu'à l'instant où arrive le second écho qui commence à chevaucher le premier écho. A cet instant-là,  $\tau_2$  sera compris entre deux valeurs :

$$(4) \quad v \Delta t < \tau_2 - \tau_1 < (v+1) \Delta t$$

et on aura

$$(5) \quad Y(v \Delta t) = a_1 \cdot X(v \Delta t)$$

$$(6) \quad Y((v+1) \Delta t) \neq a_1 \cdot X((v+1) \Delta t).$$

Ce qui nous donne la valeur de temps  $\tau_2$  avec une erreur plus petite que  $\Delta t$ , en prenant  $\tau_2 - \tau_1 = v \Delta t$ , et le coefficient  $a_2$ , si on calcule l'équation (1) pour la date  $(v+1) \Delta t$ .

$$(7) \quad Y((v+1) \Delta t) = a_1 \cdot X((v+1) \Delta t) + a_2 \cdot X(\Delta t).$$

Des applications successives du processus permettront d'obtenir les valeurs de tous les paramètres  $a_n$  et  $\tau_n$  qu'on cherche.

### 2. 1. ENVELOPPE ET FONCTION DE PHASE

Lorsque le signal émis et l'écho sont noyés dans un bruit, il devient parfois difficile de trouver l'instant où débutent les signaux [ $t=0$  pour  $X(t)$  et  $t=\tau_1$  pour  $Y(t)$ ]. Si on n'arrive pas à trouver cet instant, il peut y avoir des glissements relatifs entre les signaux, en donnant alors des quotients  $Y_1/X_1$  et  $Y_2/X_2$  différents, soit  $Y_2 \neq a_1 X_2$  on pourrait croire alors qu'il y a deux réflecteurs très proches.

Ces erreurs de quotient des échantillons  $Y_h, X_h$  peuvent devenir très grandes à cause du bruit chaque fois que les  $X_h$  sont très proches de zéro, en même temps que les  $Y_h$  ne le sont pas. De plus, les erreurs s'accroissent dans le calcul des couples suivants de coefficients  $a_h, \tau_h$ .

Pour éviter tous ces problèmes, nous cherchons à travailler avec des fonctions  $X(t), Y(t)$  qui ne soient pas périodiquement nulles. L'enveloppe du signal nous offre ces avantages : elle est nulle seulement au début et à la fin du signal, elle est toujours positive, et sa variation avec le temps est beaucoup plus lente que celle du signal. Pour ne pas perdre d'information, en plus de l'enveloppe du signal, on travaille aussi avec la fonction de phase qui présente l'avantage d'être toujours comprise entre  $+\pi$  et  $-\pi$ ; donc, les ordres de grandeur de la fonction de phase du signal direct et de l'écho sont les mêmes. Il ne faut pas oublier que l'écho est souvent nettement plus faible que le signal direct.

Pour le calcul de l'enveloppe et de la fonction de phase, nous tenons compte du fait que le signal émis est une impulsion de courte durée d'une sinusoïde à haute fréquence, c'est-à-dire :

$$(8) \quad X(t) = S(t) \sin \omega_0 t$$

où l'enveloppe  $S(t)$  est nulle pour des temps négatifs, et pour des temps supérieurs à sa durée  $T$  et  $X(t)$  est à bande étroite autour de  $\omega_0$ . Il faut d'abord calculer le signal  $X^*(t) = S(t) \cos \omega_0 t$ , c'est-à-dire la transformée de Hilbert de  $X(t)$  par [4] :

$$(9) \quad \begin{array}{c} X(t) \xrightarrow{\text{FFT}} x(\omega) = x_1(\omega) + jx_2(\omega) \\ \downarrow \\ \cdot (-j) \\ \downarrow \\ X^*(t) \xleftarrow{\text{TFF}} x(\omega) = x_2(\omega) - jx_1(\omega) \end{array}$$

De  $X(t)$  et  $X^*(t)$  on peut tirer l'enveloppe  $S(t)$  et la fonction de phase  $\psi_0(t)$

$$(10) \quad S(t) = \sqrt{X(t)^2 + X^*(t)^2}$$

$$(11) \quad \psi_0(t) = \omega_0 t = \arctg \frac{X(t)}{X^*(t)}$$

On peut réaliser un traitement identique de l'écho

$$Y(t) = \sum_{n=1}^p a_n S(t - \tau_n) \sin \omega_0 (t - \tau_n) = U(t) \sin [\omega_0 t - \psi(t)]$$

où

$$(13) \quad U(t) \cos \psi(t) = \sum_{n=1}^{\text{Ent}(t/\tau_n)} a_n S(t - \tau_n) \cos \omega_0 \tau_n$$

$$(14) \quad U(t) \sin \psi(t) = \sum_{n=1}^{\text{Ent}(t/\tau_n)} a_n S(t - \tau_n) \sin \omega_0 \tau_n$$

Connaissant  $Y^*(t) = U(t) \cos [\omega_0 t - \psi(t)]$ , nous en déduisons l'enveloppe et la fonction de phase de l'écho

$$(15) \quad \begin{aligned} U(t) &= \sqrt{Y(t)^2 + Y^*(t)^2}, \\ \psi(t) &= \omega_0 t - \arctg \frac{Y(t)}{Y^*(t)}. \end{aligned}$$

Néanmoins, pour des temps compris entre  $\tau_1$  et  $\tau_2$ , c'est-à-dire dès qu'arrive l'écho du réflecteur plus proche jusqu'à l'instant où arrive l'écho suivant, nous avons

$$(16) \quad U_1(t) \cos \psi_1(t) = a_1 S(t - \tau_1) \cos \omega_0 \tau_1$$

$$(17) \quad U_1(t) \sin \psi_1(t) = a_1 S(t - \tau_1) \sin \omega_0 \tau_1$$

d'où  $U_1(t) = a_1 S(t - \tau_1)$  et  $\psi_1(t) = \omega_0 \tau_1$ .

L'enveloppe de l'écho pendant ce temps-là est donc identique à celle du signal émis, mais avec un retard  $\tau_1$  et multipliée par le coefficient  $a_1$ ; et la fonction de phase  $\psi(t) = \omega_0 \tau_1 = \psi_1$  est constante. Ces deux conditions :  $U(t)$  et  $S(t)$ , proportionnels avec un certain glissement, et  $\psi(t)$  constant, nous permettent de déduire.

$$\tau_1 = \frac{\psi_1}{\omega_0} = \frac{1}{\omega_0} \left| \arctg \frac{X(t)}{X^*(t)} - \arctg \frac{Y(t)}{Y^*(t)} \right|$$

et

$$a_1 = \frac{U(t + \tau_1)}{S(t)}$$

Lorsqu'on connaît ces deux valeurs, on bâtit la fonction

$$(18) \quad X_1(t) = a_1 X(t - \tau_1)$$

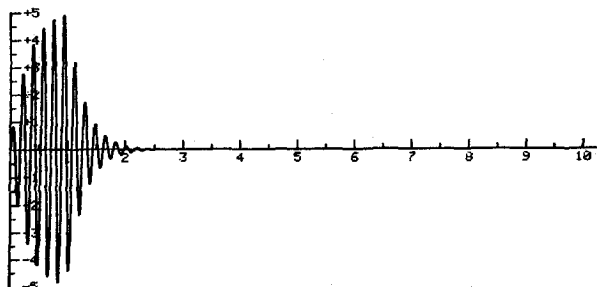
et, avec elle, on obtient un nouvel écho

$$(19) \quad Y_1(t) = Y(t) - a_1 X(t - \tau_1) = \sum_{n=1}^p a_n X(t - \tau_n)$$

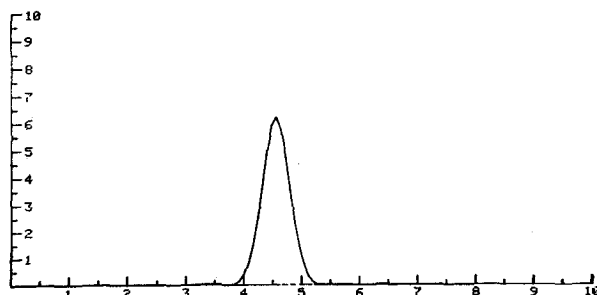
auquel nous faisons suivre le même processus en déduisant l'enveloppe et la fonction de phase du nouvel écho  $Y_1(t)$ .

### 3. Résultats et conclusions

On a travaillé avec un signal émis dans l'eau à 16 kHz et une largeur de bande de 2 kHz et durée 300  $\mu$ s (fig. 1). Les surfaces réfléchissantes avec des coeffi-



(a)



(b)

Fig. 1. — (a) Signal émis. Échelle 350  $\mu$ s/Div. (b) Niveau spectral du signal émis. Échelle 3.5 kHz/div.

cients de réflexion de 0,5, 0,45 et 0,2 sont placées dans une cuve d'expériences acoustiques, dans l'eau, à des distances de 1, 1,5 et 2 m de la source, de façon à avoir des échos parfaitement séparés (fig. 2); ensuite

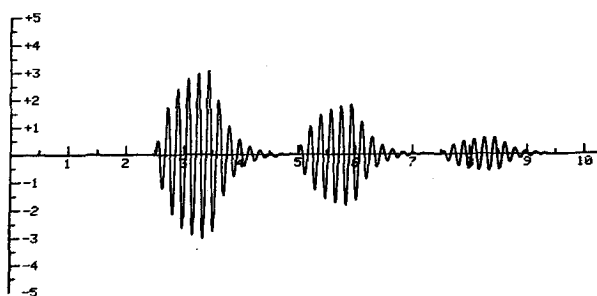


Fig. 2. — Échos séparés. Échelle 350  $\mu$ s/Div.

on les rapproche les uns des autres à des distances de la source de 1, 1,1 et 1,2 m, pour avoir une seule impulsion réfléchie où se chevauchent les trois échos (fig. 3).

On a déterminé les enveloppes et les fonctions de phase du signal émis, ainsi que ces deux échos : séparés et chevauchés (fig. 4). Lorsqu'il n'y a pas de signal (seulement du bruit) la fonction de phase donne des valeurs aléatoires qu'on peut voir sur la figure 4 b.

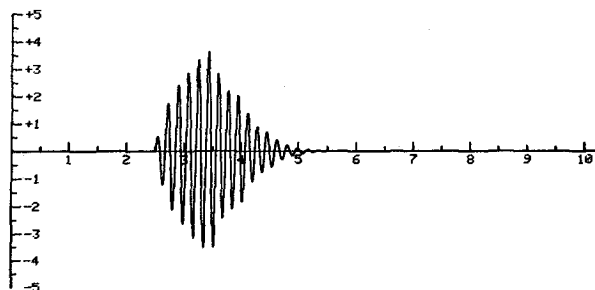
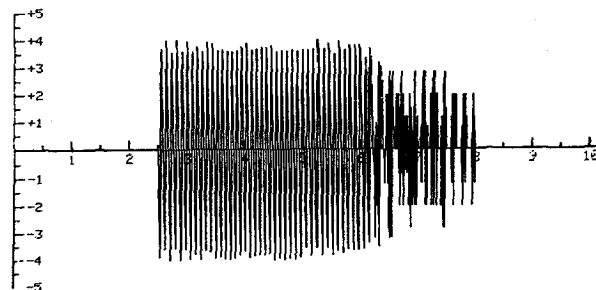
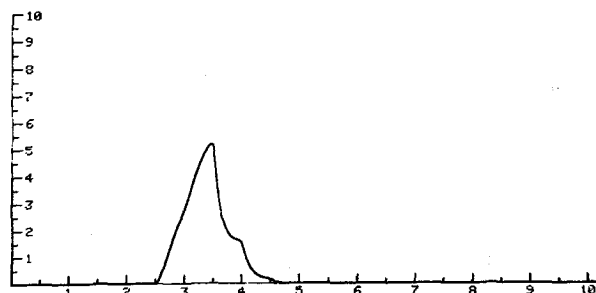
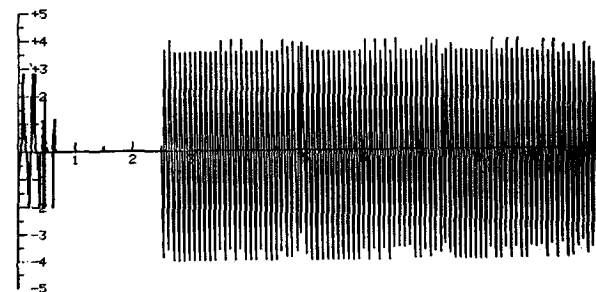
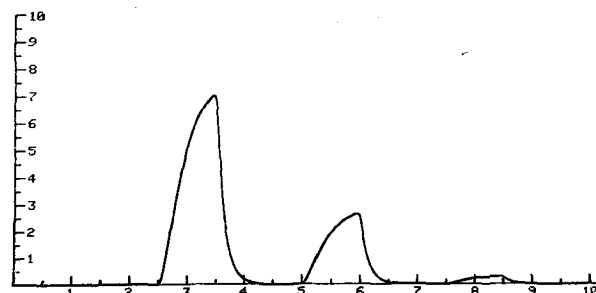


Fig. 3. — Échos chevauchés. Échelle 350  $\mu$ s/Div.



(a)



(b)

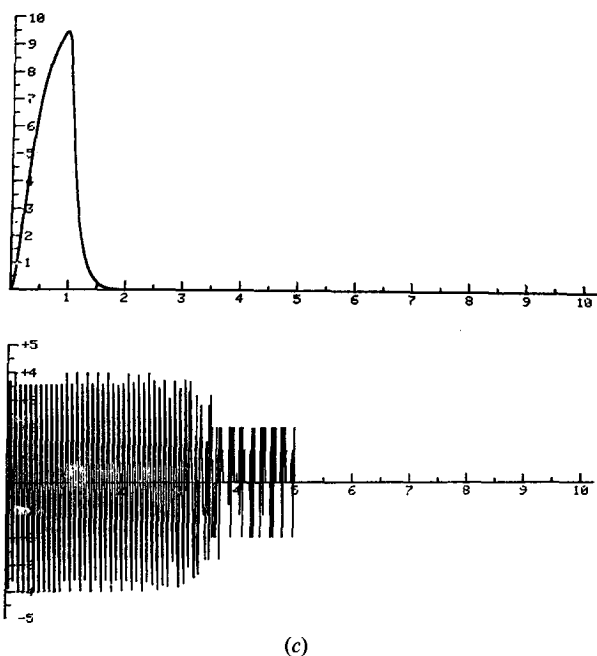


Fig. 4. — Enveloppe et fonction de phase de : (a) signal émis, (b) échos séparés, (c) échos chevauchés. Échelle 350 µs/Div.

En réalisant sur ordinateur le traitement qu'on vient de proposer, on a fait d'abord la comparaison de la fonction de phase du signal émis avec celle de l'écho, pour trouver le début des signaux ( $t=0$ ,  $t=\tau_1$ ), on peut voir assez clairement l'instant où ils deviennent différents ( $t=\tau_2$ ) (fig. 5). Sur les enveloppes, on fait la

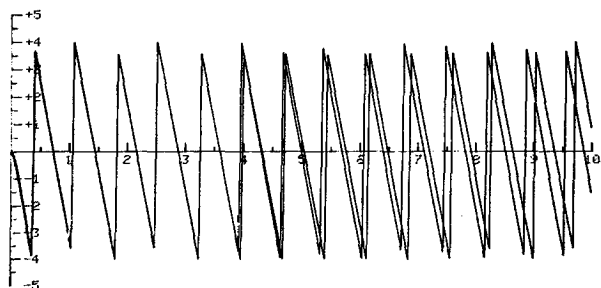


Fig. 5. — Fonction de phase du signal émis et des échos chevauchés. Échelle 47 µs/Div.

valeur moyenne du quotient  $U(t)/S(t)$  sur l'intervalle  $\tau_2 - \tau_1$ , ( $a_1$ ), pour ensuite bâtir le signal  $Y_1(t)$  en soustrayant le premier écho  $a_1 X(t - \tau_1)$  du signal réfléchi  $Y(t)$ . A ce moment-là on recommence le traitement avec ce nouveau signal réfléchi, jusqu'au moment où tous les échos ont été analysés. Le résultat du traitement, la réponse percussive de l'ensemble des réflecteurs est présentée dans la figure 6, qui donne les valeurs  $a_n$ ,  $\tau_n$  déterminant les caractéristiques et positions des réflecteurs.

Pour voir jusqu'où la méthode reste correcte on a fait des simulations en présence d'un bruit plus ou moins fort et avec une bande passante beaucoup plus

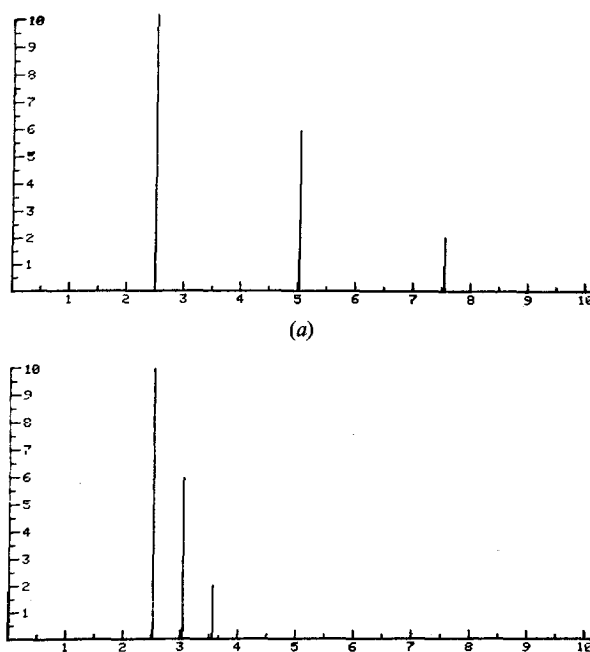


Fig. 6. — Réponse percussive : (a) réflecteurs séparés, (b) réflecteurs proches. Échelle 350 µs/Div.

large que celle du signal. On a obtenu de bons résultats pour des rapports signal-bruit au-dessus de 38 dB (le rapport signal-bruit s'entend pour des valeurs de crête des amplitudes. Étant donné que la durée du signal est très petite devant celle du bruit le rapport signal-bruit des énergies sera beaucoup plus faible).

Les problèmes qui se posent lorsque les signaux sont en présence de bruit peuvent être réduits en faisant l'intercorrélation de l'écho avec le signal direct. Alors, cette fonction est la somme des fonctions d'intercorrélation de chaque signal réfléchi avec le signal direct, c'est-à-dire la somme des fonctions d'autocorrélation du signal direct, retardées  $\tau_n$  et multipliées par  $a_n$  [1]; mais elles se chevauchent toujours sauf si le signal d'émission est choisi tel que sa fonction de corrélation est très pointue, et cela n'est possible que pour un signal de large bande.

Le traitement du signal indiqué est tout-à-fait valable si on prend comme signal  $\bar{X}(t)$  l'autocorrélation du signal émis et comme  $Y(t)$ , l'intercorrélation de l'écho avec le signal émis.

On peut conclure que ce type de traitement est valable seulement lorsque le signal réfléchi est composé de signaux de même force que le signal émis, retardés atténués et avec un rapport signal-bruit suffisant, mais présente des avantages sur d'autres méthodes (Annexe I), étant donné qu'il est indépendant de la valeur de bande du système acoustique ce qui permet d'utiliser des transducteurs moins coûteux.

4. Annexe

Comparaison avec les méthodes classiques :

4.1. RÉPONSE PERCUSSIONNELLE

Signal émis  $X(t)$ . Écho

$$Y(t) = \sum_{n=0}^N a_n X(t - \tau_n)$$

par transformée de Fourier

$$\begin{aligned} x(\omega) &= \mathcal{F}[x(t)], \\ y(\omega) &= \mathcal{F}[y(t)] = \sum_{n=0}^N a_n x(\omega) e^{i\omega\tau_n} \\ y(\omega) &= x(\omega) \cdot h(\omega) \end{aligned}$$

où

$$h(\omega) = \sum_{n=0}^N a_n e^{i\omega\tau_n}$$

La réponse percussive est :

$$H(t) = \mathcal{F}^{-1}[h(\omega)] = \sum_{n=0}^N a_n \delta(t - \tau_n)$$

somme d'impulsions de Dirac parfaitement séparées. Pour un signal passe bande  $x(\omega)$  et  $y(\omega)$  sont nuls hors d'une bande  $(\omega_1, \omega_2)$ , et  $h(\omega) = y(\omega)/x(\omega)$  n'est défini que dans cette bande. Alors pour  $\omega \notin (\omega_1, \omega_2)$   $h(\omega)$  est donné par le quotient des bruits. Le  $h(\omega)$  qu'on obtient est faussé. Donc on ne peut pas savoir rien des réflecteurs pour des fréquences  $\omega \notin (\omega_1, \omega_2)$ . Pour éviter ces erreurs on peut annuler  $h(\omega)$  aux fréquences hors de la bande passant. C'est-à-dire travailler avec

$$h_\Omega(\omega) = h(\omega) \cdot g(\omega - \omega_0)$$

avec

$$g(\omega) = \begin{cases} 1 \forall \omega \in (-\Delta\omega/2, \Delta\omega/2) \\ 0 \forall \omega \notin (-\Delta\omega/2, \Delta\omega/2) \end{cases}$$

étant  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  la largeur de la bande et  $\omega_0$  la fréquence de résonance du système acoustique.

$$\begin{aligned} G(t) &= \mathcal{F}^{-1}[g(\omega)] = \Delta\omega \frac{\sin(\Delta\omega t)}{\Delta\omega t} \\ H_\Omega(t) &= \mathcal{F}^{-1}[h(\omega) \cdot g(\omega - \omega_0)] = H(t) * G(t) e^{i\omega_0 t} \\ &= \sum_{n=0}^N a_n \left[ \delta(t - \tau_n) * \left( \Delta\omega \frac{\sin(\Delta\omega t)}{\Delta\omega t} \right) \right] \\ &= \sum_{n=0}^N a_n \Delta\omega \frac{\sin(\Delta\omega(t - \tau_n))}{\Delta\omega(t - \tau_n)} \end{aligned}$$

C'est-à-dire la réponse percussive n'est pas une somme d'impulsions Dirac parfaitement séparées, mais une somme de fonctions  $\sin(\Delta\omega(t - \tau_n))/\Delta\omega(t - \tau_n)$  d'autant plus chevauchées que  $\tau_m - \tau_n$  est petit devant  $1/\Delta\omega$ .

4.2. CORRÉLATION

L'autocorrélation du signal émis est :

$$\Gamma_{xx}(\tau) = \mathcal{F}^{-1}[x(\omega) \cdot x(\omega) *]$$

L'intercorrrelation de l'écho avec le signal émis est :

$$\begin{aligned} \Gamma_{xy}(\tau) &= \mathcal{F}^{-1}[y(\omega) \cdot x(\omega) *] \\ y(\omega) &= x(\omega) \cdot h(\omega) \quad \text{avec} \quad h(\omega) = \sum_{n=0}^N a_n e^{i\omega\tau_n} \\ \Gamma_{xy}(\tau) &= \mathcal{F}^{-1}[x(\omega) \cdot x(\omega) * \cdot h(\omega)] \\ &= \Gamma_{xx}(\tau) * \mathcal{F}^{-1}[h(\omega)] \\ &= \Gamma_{xx}(\tau) * \left[ \sum_{n=0}^N a_n \delta(t - \tau_n) \right] \\ &= \sum_{n=0}^N a_n \Gamma_{xx}(\tau - \tau_n). \end{aligned}$$

L'autocorrélation est la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance du signal. Comme dans le cas précédent (signal à spectre plat dans la bande  $\Delta\omega$ ) la fonction d'autocorrélation sera un sinus cardinal s'annulant pour le retard :

$$\Delta\tau = \pi/\Delta\omega$$

et pour des échos plus proches les différentes contributions se chevaucheront dans la fonction d'autocorrélation. L'intercorrrelation du signal reçu avec le signal émis a cependant l'avantage d'améliorer le rapport signal/bruit. Cette méthode est donc particulièrement utile en présence d'un bruit important. Notre étude était orientée vers la recherche d'un fort pouvoir de résolution en présence d'un bruit faible.

4.3. CEPSTRE

Avec le cepstre on a le même problème que pour la réponse percussive à cause de la bande passante du signal

$$\begin{aligned} x(\omega) &= \mathcal{F}^{-1}[X(t)], \quad y(\omega) = \mathcal{F}^{-1}[Y(t)] \\ &= x(\omega) \cdot \sum_{n=0}^N a_n e^{i\omega\tau_n} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \log[|y(\omega)|^2] &= \log[|x(\omega)|^2] \\ &+ \log \left[ \sum_{n=0}^N a_n^2 + \sum_{m \neq n}^N a_m a_n \cos(\omega[\tau_m - \tau_n]) \right] \end{aligned}$$

La transformée de Fourier inverse de cette fonction est une somme d'impulsions de Dirac pour tous les temps  $\tau_m - \tau_n$ .

## RECHERCHES

Pour un signal passe bande, aux fréquences en dehors de sa bande on a :

$$\log [|y(\omega)|^2] = -\infty, \quad \log [|x(\omega)|^2] = -\infty$$

donc sa différence reste indéfinie et sa transformée de Fourier inverse est inutilisable.

*Manuscrit reçu le 4 décembre 1985.*

### BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. GAZANHES, Mesure des Coefficients de Réflexion d'un milieu stratifié par voie ultrasonore et corrélation, *Revue d'Acoustique*, n° 46, 1978, p. 171.
- [2] T. AKAL, Acoustical characteristics of the sea floor: Experimental techniques and some examples for the Mediterranean Sea, *Physics of Sound in Marine Sediments*, NATO Conference Series, Plenum Press, New York, 1974.
- [3] L. GUIEYSSE et P. SABATHE, *Acoustique Sous-Marine*, Dunod, Paris, 1964.
- [4] L. J. ZIOMEK, Under water acoustics: a linear systems theory approach, Academic Press, London, 1985.
- [5] J. K. HAMMOND et L. G. PEARSON, The power cepstrum and applied to multi-peaked wavelets, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 48, n° 4, 1976, p. 537.