

40246

C116-POU-I

IDENTIFICATION DES FONDS MARINS SUPERFICIELS A L'AIDE DE SIGNAUX D'ECHO-SONDEURS

Eric POULIQUEN

Mémoire présenté en vue de la soutenance du doctorat de l'Université Denis Diderot (Paris 7)

U.F.R. de Physique

Formation doctorale: **Méthodes Physiques en Télédétection**

Jury composé de :

| | |
|-------------------|------------|
| M. C. KLAPISZ | Président |
| M. D. LESSELIER | Rapporteur |
| M. C. DE MOUSTIER | Rapporteur |
| M. G. PASCAL | Examineur |
| M. X. LURTON | Examineur |
| M. S. BERNE | Examineur |

Soutenu le 1er Décembre 1992.

IFREMER

Université Denis DIDEROT (PARIS 7)

IFREMER Bibliothèque de BREST



OEL10433

IDENTIFICATION DES FONDS MARINS SUPERFICIELS A L'AIDE DE SIGNAUX D'ECHO-SONDEURS

Eric POULIQUEN

Mémoire présenté en vue de la soutenance du doctorat de l'Université Denis Diderot (Paris 7)

U.F.R. de Physique

Formation doctorale: **Méthodes Physiques en Télédétection**

Jury composé de :

| | |
|-------------------|------------|
| M. C. KLAPISZ | Président |
| M. D. LESSELIER | Rapporteur |
| M. C. DE MOUSTIER | Rapporteur |
| M. G. PASCAL | Examineur |
| M. X. LURTON | Examineur |
| M. S. BERNE | Examineur |

Soutenu le 1er Décembre 1992.

Je voudrais tout d'abord remercier le **Professeur Claude Klapisz**, Président du jury qui m'a toujours aidé et qui m'a fait une entière confiance, autant en DEA à Paris que pendant mes trois années passées à l'IFREMER à Brest.

J'adresse de vifs remerciements aux membres du jury, à **Serge Berné**, à **Christian De Moustier**, à **Dominique Lesselier** et au **Professeur Georges Pascal** pour leurs encouragements, leurs précieux conseils et pour l'intérêt qu'ils ont portés à mes travaux. Que **Christian De Moustier** et **Dominique Lesselier** soient tout particulièrement remerciés pour l'important travail de relecture de ce manuscrit.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à **Jean Yves Bervas**, responsable de la DITI/SM qui m'a très bien accueilli dans son service et soutenu tout au long de ce projet de recherche.

Je remercie tout particulièrement **Noël Diner** du service Navires, Pêche et Aquaculture (DITI/GO/NPA) l'initiateur du projet de recherche, grand chef de mission, et **Alain Weill**, qui furent toujours prêts à m'écouter, à m'aider et à me conseiller et **Jean Yves Coail** toujours prêt à rendre service.

Merci du fond du coeur pour leur aide à toutes les personnes

- du laboratoire DITI/SM/ASM (**Bernard Leduc**, **Danielle Bocher**, **Patrice le Bras**, **Dominique Jourdain**, **Yves Le Gall** et **Roland Person**),
- du laboratoire DITI/GO/ECP, en particulier **André Echardour**, **Tanguy Le Moigne**, **Henri Floc'h**, **Eric Menut**, **Serge Le Reste**,
- de DITI/GO/SOM, en particulier à **Stéphane Didailier**, **Sylvain Coudray** et **Geneviève Legrand**.

Je voudrais saluer et remercier **Pierre Juhel** et lui dire toute ma satisfaction de l'avoir connu. Nous quitterons l'IFREMER le même jour et je promets que je lui rendrai visite à Ty Meur.

Merci à **Jacques Labeyrie** aussi qui a financé ce projet de recherche dans une action "Recherche Technique Amont". Mon travail a été financé par la **Région Bretagne**.

../..

Pour mener à bien cette thèse, j'ai bénéficié d'un sujet, d'un soutien et de moyens à la mer exceptionnels et, mieux que tout, d'un Directeur de thèse en or,

Xavier Lurton

"neuz ket gwello'ch patron evid Xavier var an douar"

Je ne dois pas oublier tous les membres d'équipage des navires océanographiques "Thalassa" et "Thalia" et en particulier **Henri Gourmelon** de Douarnenez et **Jean Fanch** de Tréboul qui m'ont soutenu les jours où j'aurais tout donné pour être sur la terre ferme.

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 5 |
| 1.1 | Téledétection et mesure acoustique des fonds marins | 5 |
| 1.2 | Intérêt de l'identification | 7 |
| 1.2.1 | Contraintes, problèmes rencontrés | 8 |
| 1.2.2 | Présentation de la démarche, objectifs | 9 |
| 1.3 | Etat de l'art, méthodes existantes | 12 |
| 1.3.1 | Imagerie, sonar latéral | 14 |
| 1.3.2 | Analyse d'échos de sonars latéraux | 16 |
| 1.3.3 | Méthode des échos multiples (Burns) | 17 |
| 1.3.4 | Analyse statistique des échos | 20 |
| 1.3.5 | Méthodes à basses fréquences | 23 |
| 2 | Acoustique & Sédiments | 25 |
| 2.1 | Les sédiments marins | 26 |
| 2.1.1 | Définition des classes | 27 |
| 2.1.2 | Classification granulométrique | 28 |
| 2.2 | Relations entre paramètres géologiques et acoustiques | 33 |
| 2.2.1 | Densité et célérité des sédiments | 34 |
| 2.2.2 | Inhomogénéités | 37 |
| 2.2.3 | Atténuation | 42 |
| 2.3 | Caractéristiques de l'interface | 46 |
| 3 | Réverbération des ondes acoustiques par les fonds marins | 55 |
| 3.1 | Index de réverbération | 55 |
| 3.1.1 | Définition | 55 |
| 3.1.2 | Mesures d'index de réverbération du fond M_t | 58 |
| 3.2 | Modélisation théorique de l'index de réverbération de fond | 67 |
| 3.2.1 | Cas $P \ll 1$: Approximation de Rayleigh-Rice | 69 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.2.2 | Cas $P \gg 1$ | 70 |
| 3.2.3 | Cas des écho-sondeurs de pêche et de bathymétrie | 73 |
| 3.2.4 | Approximation de Kirchhoff | 75 |
| 3.2.5 | Champ lointain | 77 |
| 3.2.6 | Modèles théoriques basse fréquence d'index de réverbération | 79 |
| 3.2.7 | Modèles de réverbération d'interface | 82 |
| 3.2.8 | Modèle de réverbération de volume | 92 |
| 3.2.9 | Coefficient élémentaire de réverbération | 101 |
| 4 | Modèle temporel d'échos de fond | 107 |
| 4.1 | Evolution de la réponse angulaire des fonds | 107 |
| 4.2 | Modélisation de l'enveloppe temporelle | 117 |
| 4.2.1 | Introduction | 117 |
| 4.2.2 | Géométrie du problème | 118 |
| 4.2.3 | Expression temporelle du signal réverbéré | 125 |
| 4.3 | Influence du relief sur l'allongement | 130 |
| 4.4 | Influence de la forme d'impulsion | 135 |
| 4.5 | Influence de la hauteur d'eau | 136 |
| 4.6 | Influence du sondeur | 139 |
| 4.7 | Exemples d'enveloppes temporelles d'échos de fond | 148 |
| 4.8 | Conclusion sur la modélisation des signaux | 157 |
| 5 | Méthode d'identification | 159 |
| 5.1 | Présentation de la méthode d'identification | 160 |
| 5.2 | Description du système d'identification | 165 |
| 5.3 | Résultats expérimentaux | 173 |
| 5.3.1 | Dispositif expérimental | 173 |
| 5.3.2 | Configurations de mesure | 174 |
| 5.3.3 | Résultats obtenus | 174 |
| 5.4 | Conclusion | 184 |

Chapitre 1

Introduction

1.1 Télédétection et mesure acoustique des fonds marins

Comme les ondes électromagnétiques en télédétection spatiale (micro-ondes, Visibles, Infra-Rouge ou Radio), les ondes sonores sont utilisées pour la détection, l'identification de cibles, ou pour les transmissions dans le milieu marin. Mais les problèmes rencontrés en propagation dans le milieu marin sont multiples et très pénalisants: le milieu est inhomogène, diffusant, dissipatif, borné et très bruyant. Toutes ces conditions nuisent à la bonne propagation des ondes acoustiques dans la mer; néanmoins, seuls les signaux acoustiques sont capables de fournir rapidement et dans toutes les configurations des informations sur les caractéristiques des fonds.

Les analogies entre la télédétection micro-onde (RADAR) et la "télédétection sous-marine" sont nombreuses. Le type de signaux utilisés (de longueurs d'onde centimétriques), les phénomènes liés à la propagation des micro-ondes dans l'atmosphère et des ondes sonores dans le milieu marin tout comme les mécanismes de réverbération aux interfaces (sols, surface de l'océan ou fonds marins) sont très voisins. Les micro-ondes électromagnétiques sont:

- faiblement atténuées dans l'atmosphère,
- et sont fortement sensibles aux propriétés des sols et de l'océan (propriétés électriques et rugosité).

tandis que les ondes acoustiques sont:

- faiblement atténuées dans la tranche d'eau,
- et sont fortement sensibles aux propriétés des fonds marins (propriétés mécaniques et rugosité).

La différence majeure entre ces deux moyens de télédétection est due à la différence de cadence d'échantillonnage due à la valeur de la célérité de la lumière qui est très supérieure à la célérité dans le son. Les systèmes actifs RADAR les plus couramment utilisés en télédétection (embarqués sur les satellites Seasat ou ERS-1 par exemple) sont:

- Les RADARS à ouverture synthétique (SAR) permettent d'obtenir, grâce à l'extrême sensibilité des signaux à l'humidité du sol et à la morphologie de l'interface, une image très contrastée de la terre avec une résolution spatiale de l'ordre de quelques dizaines de mètres. Ces ondes peuvent même pénétrer de quelques dizaines de mètres un sol sec et révéler l'existence de structures souterraines inconnues (réseau fluvial asséché recouvert par du sable par exemple, ou site préhistorique).
- Un autre système actif appelé Scattéromètre permet, par formation d'images, de mesurer de façon précise la vitesse des vents (de 4 à 26 m/s) et leur direction (avec une précision de $\pm 20^\circ$) à la surface des océans.
- L'utilisation d'Altimètre permet non seulement de connaître l'altitude du satellite au dessus de la surface de la mer mais aussi de déduire, par analyse de la forme du signal retour, la hauteur significative des vagues avec une précision de 0.5 m et dont la technique de mesure se rapprochent quelque peu de la méthode présentée par la suite.

En acoustique sous-marine, les écho-sondeurs de type multifaisceaux (SEA-BEAM, EM12, EM 1000), les sonar latéraux, les écho-sondeurs de pêche ou de bathymétrie offrent des possibilités d'analyse très voisines de la couche superficielle du fond de la mer: imagerie, "altimétrie marine" (ou bathymétrie), réverbérométrie ... Les techniques très évoluées en RADAR comme les antennes à ouverture synthétique (SAR) sont en cours de mise au point pour des applications sous-marines (projet européen ACID).

L'utilisation de signaux sonores à longueurs d'onde centimétriques mettent en jeux des phénomènes physiques directement transposables d'un domaine à l'autre. De façon formelle, l'équation du sonar et l'équation du RADAR ont des formes presque identiques, "l'index d'une cible" en acoustique appelé "section efficace de diffusion" en micro-onde correspondant à un même concept physique [26]. Les phénomènes de diffusion, d'interaction d'un train d'ondes avec une surface rugueuse sont les mêmes; par suite, de nombreuses applications en télédétection sous marine ressemblent fortement à celles des micro-ondes.

La motivation initiale de l'étude et de la mise au point d'une méthode acoustique d'identification des fonds marins superficiels a été fournie par les demandes formulées par le milieu professionnel de la pêche auprès du département "Navires, Pêche et Aquaculture" de l'IFREMER pour une fonction d'identification de la nature des fonds marins utilisable

par des écho-sondeurs de pêche ou de bathymétrie. Cette demande provient d'utilisateurs expérimentés qui réussissent à effectuer empiriquement une classification restreinte de la nature du fond à partir de l'observation, sur le traceur ou sur l'écran de leur sondeur, de l'allure temporelle des échos enregistrés. L'observation et l'enregistrement systématique d'échos de fond, lors de campagnes d'écho-intégration, ont suscité notre conviction qu'une identification, à partir de l'allure de l'enveloppe temporelle des signaux acoustiques provenant du fond de la mer, était possible.

1.2 Intérêt de l'identification

La reconnaissance automatique des fond marins superficiels à partir d'un navire intéresse plusieurs domaines d'activité économiques, scientifiques et militaires:

- Intérêt scientifique tout d'abord, en géo-sciences marines, en sédimentologie, en géologie marine, en biologie, et pour de nombreuses disciplines scientifiques fondamentales afin de mieux comprendre les mécanismes de façonnage du faciès sédimentaire, d'évaluer et de gérer les stocks sédimentaires (et mesurer leur incidence sur l'environnement), d'inventorier les ressources minérales et vivantes.
- Intérêt économique aussi:
 - en prospection minière et pétrolière pour l'implantation d'ouvrages en mer (plateformes, ouvrages portuaires),
 - lors d'ensouillage de câbles, lors de poses de pipe-lines (en évitant les obstacles gênants),
 - dans l'exploitation des ressources minérales (dragage côtier),
 - et en pêche. L'intérêt pour la pêche provient principalement du fait que la nature du fond et les espèces prospectées vivant sur le fond sont souvent très corrélées. Les zones de reproduction de certaines espèces de poissons, de crustacés et de mollusques se font souvent sur un type de fond précis. Par exemple, les langoustines vivent dans des fonds vaseux, le hareng se reproduit sur un sable de granulométrie très précise. En réalité, la première demande de pêcheurs concernant l'amélioration des potentialités de leurs écho-sondeurs concerne cette possibilité supplémentaire de reconnaissance automatique de la nature du fond.
- Intérêt militaire enfin: connaître les caractéristiques des fonds afin de les utiliser dans les modèles de propagation, ou pour mieux détecter les cibles posées et enfouies dans le fond.

1.2.1 Contraintes, problèmes rencontrés

En océanographie, des systèmes relativement lourds (sonars latéraux et sondeurs multifaisceaux) sont utilisées. Ces systèmes d'imagerie et de cartographie des fonds marins présentent plusieurs particularités:

- Ils sont uniquement destinés à la cartographie des fonds.
- Les méthodes d'acquisition sont délicates et nécessitent ensuite des temps de traitements importants.
- Seule une longue interprétation par des spécialistes permet d'identifier la nature des fonds.

Il apparaît donc souhaitable de pouvoir identifier à partir de matériels non-spécifiques (écho-sondeurs) mais couramment utilisés sur des bateaux à spécialisations diverses (pêche, océanographie). Cette étude est donc limitée par la contrainte d'utilisation d'écho-sondeurs spécifiques couramment utilisés en pêche ou en bathymétrie et largement répandus. Elle exclut d'emblée la conception ou la mise au point d'un matériel uniquement destiné à la seule reconnaissance des fonds.

Les caractéristiques de tels écho-sondeurs sont relativement frustes comparés aux sondeurs océanographiques:

- ils sont mono-faisceaux, c'est à dire que la direction d'émission-réception est unique et verticale (le transducteur est placé sous la coque du bateau). L'exploration angulaire est faible car l'ouverture de ce faisceau est étroite (de 5 à 20° en général), mais beaucoup plus large que celle des multi-faisceaux (de l'ordre de 1°).
- Les signaux émis par la plupart des sondeurs sont des signaux brefs, quasi monochromatiques (une fréquence porteuse fixe comprise généralement entre 20 et 200 kHz). La largeur de bande est de l'ordre de quelques kHz.
- De manière générale, les réglages permettant de faire varier les paramètres de mesure sont très limités. Les constructeurs limitent souvent ces possibilités à deux ou trois fonctions indispensables permettant:
 - un réglage du niveau d'émission,
 - un réglage de la sensibilité de réception,
 - et un réglage de la portée, c'est à dire de la fenêtre temporelle d'observation des échos.
- A ces fonctionnalités peuvent s'ajouter les options suivantes:

- choix du temps d'impulsion,
- choix éventuel de la fréquence d'émission (en général, deux fréquences sont disponibles, une élevée et une relativement basse, par exemple: 38 et 200 kHz). L'intérêt de disposer de deux fréquences réside dans le fait que la propagation des ondes dans l'eau de mer est meilleure à fréquences basses qu'à hautes fréquences. Mais cette amélioration se fait au détriment du niveau de réponse d'une cible en rétrodiffusion (cf. le problème de rétrodiffusion d'une onde par une sphère rigide en fonction de la fréquence [20]). La possibilité du choix de la fréquence est donc souvent utile pour améliorer la détection.

Les écho-sondeurs de pêche ou de bathymétrie présentent d'autres inconvénients d'utilisation:

- Le diagramme de directivité du transducteur est difficile à connaître de façon précise. Le constructeur fournit généralement un diagramme mesuré en bassin, mais ce diagramme, une fois le transducteur installé sous la coque d'un bateau peut être modifié très sensiblement (changement d'ouverture et des niveaux des lobes).
- Le transducteur étant solidaire du bateau, il est complètement assujéti à ses mouvements (roulis, pilonnement et tangage). La direction d'émission-reception varie donc sans cesse, l'incidence du train d'onde sur le fond aussi, ce qui ne facilite pas le traitement et l'interprétation des signaux reçus.
- Il arrive aussi que les signaux acquis soient saturés; ceci est dû à la très importante différence de niveau entre les échos de fond et de poissons, le gain de l'écho-sondeur étant en général réglé pour une détection de ces derniers.

1.2.2 Présentation de la démarche, objectifs

L'objectif est donc d'exploiter les signaux acquis par ces types d'écho-sondeurs pour identifier de façon automatique et en temps réel les sédiments superficiels du plateau continental. Pratiquement, le problème posé ici consiste à remonter à la nature du fond en deux étapes:

- A partir des signaux acoustiques, accéder à certaines caractéristiques morphologiques de l'interface, et de dureté du fond.
- Etablir ensuite une relation directe entre ces caractéristiques et les différentes natures de fond (étape plus délicate).

Quels que soient les systèmes acoustiques utilisés, la première étape est assez peu contestable dans son principe. Elle vise à séparer les réponses acoustiques provenant des fonds en

fonction de critères objectifs de forme, de niveau énergétique, de comportement statistique de ces signaux. Par l'intermédiaire de ces mesures qui révèlent le pouvoir réverbérant des fonds, il est possible d'en déduire les tendances grossières de la morphologie du fond (spectre de relief, rugosité) et de dureté (impédance par exemple). Cette étape constitue en quelque sorte une pré-classification, certes peu explicite, mais reposant sur un schéma classique de mesures *in situ* confrontées, soit à d'autres mesures déjà effectuées, soit à des modèles.

La seconde étape visant à remonter aux différentes natures du fond (classification géologique) est en revanche plus douteuse. Elle nécessite de faire l'hypothèse que la morphologie de l'interface et la dureté sont des paramètres très caractéristiques des différents fonds rencontrés. Cette hypothèse n'est pas toujours vraie: aux erreurs de mesure engendrées par les systèmes acoustiques s'ajoutent les inévitables fluctuations des caractéristiques propres du fond à l'intérieur même d'une classe prédéterminée. Par exemple, l'interface d'un fond (ayant une nature bien connue) peut au gré des courants, avoir des formes très changeantes et très peu prévisibles (rides par exemple) qui couvrent une large gamme de configurations différentes. Avec les seuls paramètres accessibles, il n'est donc pas possible de classifier avec une précision supérieure à l'écart-type de ces fluctuations des caractéristiques mesurables. Une classification par méthode acoustique ne pourra donc jamais apporter plus qu'une information grossière sur la nature du fond et, en aucun cas, atteindre la précision recherchée par les géologues.

Nous présentons dans la suite toute la démarche qui a permis de mettre au point un système d'aide à la reconnaissance automatique des fonds marins à partir de la forme des échos de fond non saturés. L'idée originale est de modéliser la structure de l'écho de fond (*i.e.* l'enveloppe du signal) reçu par le sondeur pour une forme et un temps d'impulsion donnés dans le cas de plusieurs types de fond pour pouvoir les comparer avec les échos réels [50] [22]. Outre l'objet du traitement (la forme de l'écho), la démarche de traitement est aussi originale puisque l'enveloppe du signal reçu est remplacée par son enveloppe cumulée et normalisée [51].

Schématiquement, elle consiste en deux étapes bien séparées dans le temps:

- I) Lors de l'installation du système: modélisation d'enveloppes temporelles "étalons" cumulées pour plusieurs natures de fond en fonction des:
 - 1) Paramètres de configuration:
 - * caractéristiques du sondeur à utiliser (durée et forme de l'impulsion, directivité)
 - * différentes hauteurs d'eau (car la forme de l'écho de fond, et pas seulement son niveau, est très sensible à la hauteur d'eau).
 - 2) Caractéristiques physiques et acoustiques des fonds les plus courantes (sept classes sont utilisées dans notre système: vase molle, vase, vase sable, sable très

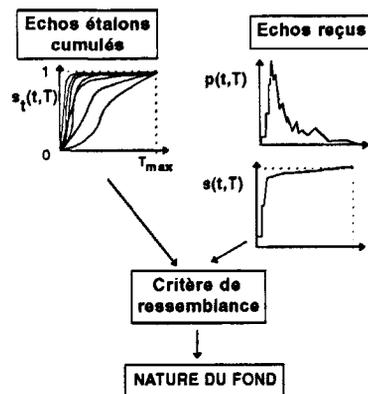


Figure 1.1: Schéma de principe de la méthode d'identification. Les courbes $S_i(t, T)$ correspondent à 7 types de fond prédéterminés. Le passage de $p(t, T)$ à $s(t, T)$ se fait par cumul temporel et normalisation.

fin, sable, gravier, roche).

- II) Identification en temps réel (en mer).
 - 1) Réception classique des échos de fonds.
 - 2) Acquisition, traitement, sélection, moyennage des échos.
 - 3) Traitement par comparaison (critère de proximité) entre les échos expérimentaux et les échos "étalons" judicieusement choisis permettant de déterminer la nature du fond.

La méthode possède les caractéristiques suivantes:

- 1) Elle fonctionne en temps réel sur un ordinateur compatible-PC.
- 2) Elle est valide quelque soit le type de sondeur utilisé (directivité, $20\text{kHz} < \text{fréquence} < 200\text{kHz}$, temps d'impulsion)
- 3) Elle donne de bons résultats jusqu'à au moins 200 m de hauteur d'eau et est donc d'emploi général sur toutes les zones littorales.
- 4) Elle ne nécessite pas d'apprentissage préalable en situation opérationnelle. Elle demande par contre de connaître les caractéristiques du sondeur de façon correcte (directivité, signaux...).

- 5) Elle tient beaucoup moins compte de l'aspect énergie absolue des signaux traités et ne nécessite donc pas d'étalonnage précis et difficile du sondeur.

C'est à notre connaissance la seule méthode travaillant explicitement sur l'aspect temporel des phénomènes (analyse de la forme d'enveloppe) et non sur l'énergie des signaux réverbérés.

1.3 Etat de l'art, méthodes existantes

Il existe un certain nombre de méthodes acoustiques d'identification des fonds marins superficiels. Elles sont en général assez fiables et sont des outils très précieux dans de nombreuses applications. Mais ces méthodes de caractérisation nécessitent souvent une instrumentation relativement lourde (poisson remorqué, source et récepteurs dissociées) donc inadaptée aux conditions de notre étude. En outre, il faut malheureusement constater que beaucoup de travaux théoriques publiés sur le sujet sont difficilement exploitables pratiquement. Peu de méthodes associant la légèreté de mise en oeuvre et la rapidité de diagnostic ont été proposées jusqu'à présent.

Une première analyse du problème fait apparaître que l'utilisateur expérimenté d'un écho-sondeur sait effectuer une identification restreinte de la nature du fond à partir de l'allure des échos temporels enregistrés: la différence entre fonds durs et meubles est assez simple à effectuer grâce à l'intensité de l'écho, et l'allongement du signal est assez significatif. Toutefois, l'expertise de l'utilisateur est limitée à son propre écho-sondeur, à ses conditions habituelles d'utilisation, et à une classification très sommaire. L'extension de cette approche et sa systématisation utilisant des signaux pré-définis à partir d'une modélisation physique correcte nous ont semblé être une voie prometteuse. Une identification basée sur l'allure de l'enveloppe des signaux d'écho-sondeur nous est donc apparue possible. Cependant, une analyse de la structure des échos signaux montre que celle-ci dépend autant des caractéristiques du sondeur utilisé (directivité, durée et forme de l'impulsion) et de la configuration de mesure (hauteur d'eau, mouvements du bateau) que des caractéristiques du fond analysé; nous avons donc délaissé au moins dans un premier temps les approches cognitives du type réseau de neurones, pour lesquels la compréhension des phénomènes de réverbération d'un train d'onde par un fond marin était écartée, au profit de la confrontation entre modélisation et mesure directe des phénomènes physiques mis en jeu. La préférence pour cette dernière approche au dépens d'une approche "connexioniste" s'est aussi imposée dans la mesure où il est apparu possible d'établir une relation algorithmique raisonnablement simple et suffisamment précise entre les données d'entrées (les écho réels et modélisés) et les données de sortie (la nature du fond).

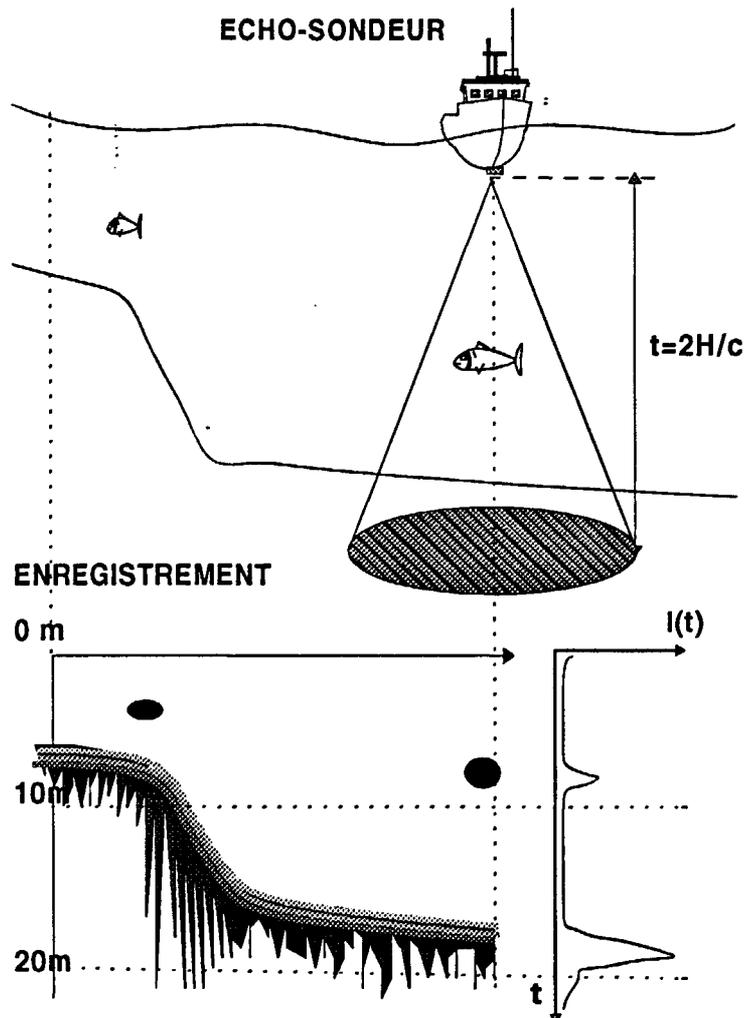


Figure 1.2: Principe de fonctionnement d'un écho-sondeur. En haut: émissions successives de signaux courts se propageant dans la tranche d'eau. En bas à gauche: représentation successive de l'amplitude des signaux reçus en fausses couleurs. en bas à droite: représentation de l'enveloppe temporelle d'un signal reçu pour une émission. L'écho du poisson et celui du fond sont représentés.

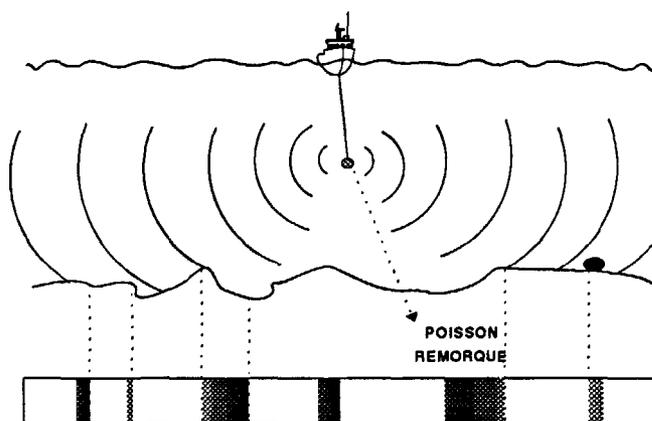


Figure 1.3: Schéma de principe du sonar latéral; la bande en bas correspond à la construction progressive de l'image en niveaux de gris.

1.3.1 Imagerie, sonar latéral

Le sonar latéral est l'instrument le plus utilisé pour cartographier de façon détaillée les fonds marins. Surtout utilisé en géologie marine et pour des applications militaires, le principe en est connu depuis plus de trente ans: il réside dans l'utilisation de deux transducteurs montés sur un poisson remorqué, émettant un signal de très courte durée et dont le lobe d'émission est très étroit en gisement (plan horizontal) et très large en site (plan vertical) (figure 1.3). L'utilisation d'une impulsion courte permet un balayage temporel du fond de la mer et le signal reçu est rétrodiffusé avec plus ou moins d'intensité selon la topographie du fond (zone d'ombre, inclinaisons peu favorable à une bonne réverbération) et la nature du fond (rugosité, dureté). Le signal reçu au cours du temps sera représenté sous forme de lignes successives suivant l'avance du navire.

Cette succession de lignes produit finalement une image s'apparentant en quelque sorte à une image RADAR dans la mesure où les longueurs d'onde du sonar latéral et du RADAR sont d'un ordre de grandeur comparable (les fréquences d'émission des sonars latéraux sont généralement comprises entre 100 et 200 kHz mais peuvent descendre plus bas en fréquence (jusqu'à quelques kHz)). La largeur des images ainsi obtenues est de l'ordre de 200 à 500 mètres selon la profondeur du poisson remorqué et la fréquence utilisée.

La variation d'intensité des pixels de l'image obtenue permettent de déterminer la texture du fond de la mer et ainsi de délimiter les différents faciès avec une définition de quelques mètres (figure 1.4). Elle permet ainsi d'observer les directions de plissement et de fracturation, la géométrie des figures sédimentaires (forme, taille, orientation, mégarides,

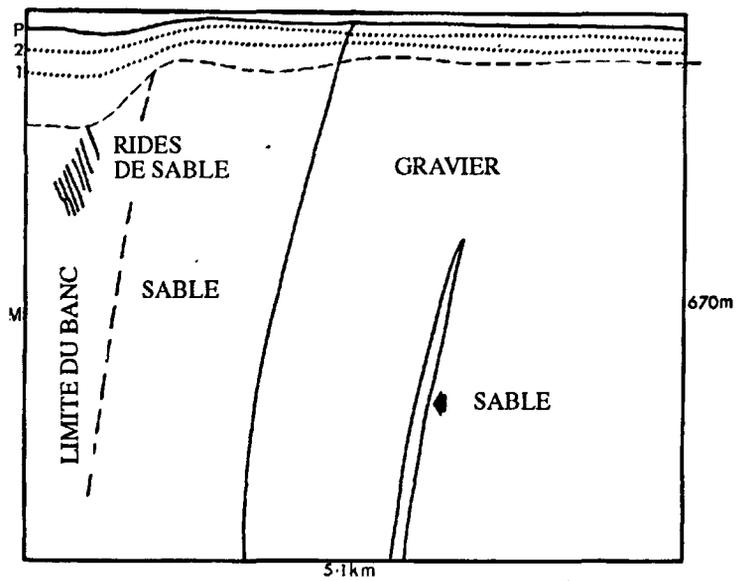


Figure 1.4: Exemple d'image construite à partir de signaux de sonar latéral (en haut), son interprétation géologique (en bas) d'après Belderson et al. [6].

plaquages sableux, sillon d'érosion, rubans sableux, queues de comètes, ridins (dunes)). Etant données les fréquences des ondes émises par ces types de sonar, pour des applications militaires, il est possible de détecter des objets posés sur le fond, d'évaluer avec une bonne précision leur position et même de les identifier. Mais l'exploitation des images acquises par ce type de sonar nécessite une interprétation par des spécialistes [61]. D'après Berné *et al.* [8] cette interprétation est difficile en "relatif" (*i.e.* comparer le niveau de la réponse acoustique sur différentes zones pour déterminer la granulométrie) pour plusieurs raisons:

- le signal acquis est bruité et fluctuant (bruit de "speckle"),
- le traitement électronique et l'instrumentation dégradent quelque peu le signal, ce qui gomme certaines nuances entre faciès différents,
- la nature même du sédiment provoque des facteurs impondérables (par exemple, en zone côtière, les sédiments sont souvent bioturbés (activité biologique importante) masquant ainsi la vraie nature du fond.

C'est pourquoi, les mesures par sonar latéral sont souvent étalonnées par des prélèvements de sédiments et par des prises de vues photographiques.

Le sonar latéral est donc un outil permettant d'acquérir sur une large zone du fond de la mer des informations relativement précises sur les caractéristiques géologiques des sédiments superficiels. Cependant, l'instrumentation mise en oeuvre ne permet pas de répondre aux exigences de notre étude (sondeur classique).

1.3.2 Analyse d'échos de sonars latéraux

Peu de méthodes réussissant à traiter de façon automatique des signaux de sonars latéraux existent. Citons les travaux de B. Quéllec & D. Jan [61] basés sur le traitement des images de sonars latéraux qui permettent à partir de l'analyse de la texture de l'image de caractériser le fond selon sa nature et ainsi de détecter des objets posés sur le fond. Une autre méthode d'identification basée sur l'étude des signaux standards reçus par des sonars latéraux développée par N.G. Pace [60] [70] de l'Université de Bath (GB) semble aussi donner de bons résultats. Elle s'applique aux sonars latéraux présentés précédemment. L'approche faite est essentiellement heuristique dans la mesure où la physique du problème y est peu explicitée, voire pas du tout. La méthode exposée dans [60], utilise des signaux de sonars latéraux, à une fréquence de 48 kHz; elle permet la reconnaissance des sédiments superficiels du fond de la mer parmi 6 types de sédiments différents (sable, vase, argile, gravier, lit de galets et roche) avec un maximum de 97% de réussite en utilisant les caractéristiques spectrales et cepstrales. Les signaux temporels reçus sont normalisés (pas d'énergie absolue) de telle façon que le coefficient de réverbération local moyen ne joue aucun rôle à la

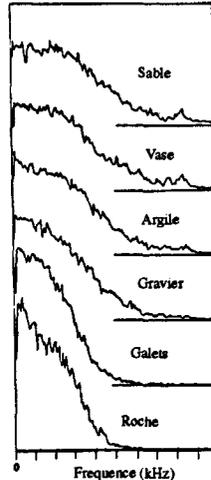


Figure 1.5: Exemple de densités spectrales de puissance calculées à partir de signaux rétrodiffusés par différents types de fonds [60].

fréquence centrale du sonar latéral. C'est la forme du spectre de fréquence de l'enveloppe temporelle du signal qui est la plus discriminante (figure 1.5).

Les domaines de fréquences des données sont décrits par deux ou trois caractéristiques qui servent à définir un point dans l'espace de ces caractéristiques. Pace & Gao ont remarqué que, en supposant le fond homogène, de tel points tombaient dans des régions particulières de cet espace, la localisation du barycentre de cette région dépendant du type de fond considéré (figure 1.6).

Des résultats antérieurs de ces mêmes auteurs présentaient de caractéristiques dérivant directement du cepstre en énergie (transformée de Fourier du logarithme du spectre). Mais il est apparu que les caractéristiques les plus classifiantes découlent directement du spectre en énergie. Cette méthode, quoique donnant de bon résultats, n'est d'après les auteurs, utilisable que sur des fonds homogènes sur toute la surface explorée par une impulsion de sondeur. Autrement dit, l'analyse se faisant sur quelques centaines de mètres, une variation de nature sur cette distance modifie instantanément les caractéristiques spectrales du signal reçu et rend l'information difficile à traiter.

1.3.3 Méthode des échos multiples (Burns)

Il n'existe à notre connaissance qu'un système commercialisé de reconnaissance automatique des fonds marins, développée par Marine Microsystems LTD. sous le nom de "USP.

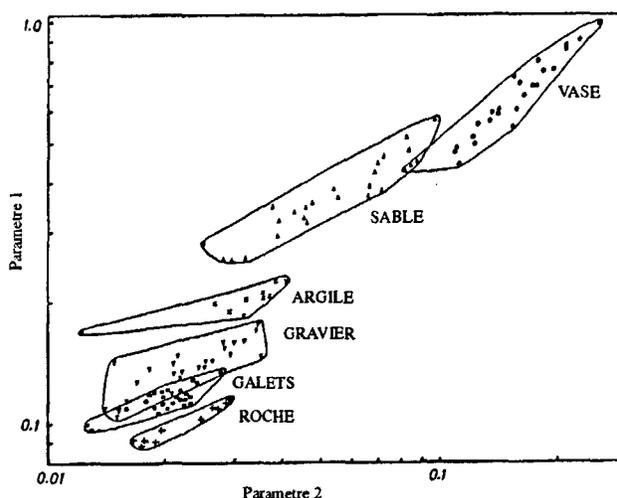


Figure 1.6: Exemple de résultats d'identification en fonction de paramètres calculés à partir de paramètres de forme de la densité cepstrale des signaux de sonar latéral présentés sur la figure précédente [60].

RoxAnn" [14] [18] et utilisable sur sondeur de pêche classique en temps réel. Le principe consiste en une comparaison de l'énergie contenue dans la trainée de l'écho de fond principal avec celle du second écho de fond (écho provenant d'une diffusion multiple de l'onde suivant ce trajet: sondeur-fond-surface-fond-sondeur) (figure 1.7).

La méthode dite "d'échos multiples" basée sur cette comparaison entre l'énergie réverbérée par les fonds marins pour un trajet simple et l'énergie réverbérée et reçue par le sondeur après un trajet a pour origine les travaux de Orłowski [59]. Un fonctionnement de ce système nécessite:

- un apprentissage préalable *in situ* de réponses pour différents types de fond et de hauteurs d'eau,
- un gel des réglages du sondeur après l'apprentissage,
- une mer calme (de préférence comme à l'apprentissage) pour obtenir un second écho de fond correct,
- une hauteur d'eau relativement faible sous le bateau (< 50 – 60m).

Nous avons, au cours de plusieurs campagnes de mesures, enregistré simultanément ces deux échos et nous avons remarqué qu'à la fois les mouvements du bateau (roulis et tangage)

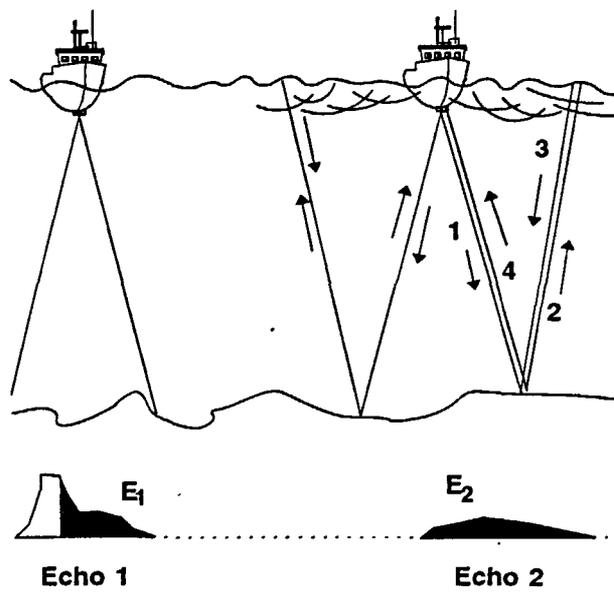


Figure 1.7: Mécanismes de formation du premier (à gauche) et du second écho (à droite). Les deux paramètres énergétiques E_1 et E_2 sont respectivement tirés du premier et du second écho.

et l'état de la mer altéraient de façon importante le niveau énergétique du premier et du second écho. D'après Urick [77] et [76] (figure 8.18), selon l'état de la mer fonction de la vitesse du vent, l'index de réverbération de la surface de la mer peut varier d'environ 10 dB. Un calcul théorique simple du rapport de l'énergie du second écho et de l'énergie du premier écho permet de constater qu'il est proportionnel à cet index. Cette variation doit certainement nuire à la qualité d'identification mais les auteurs ne semblent pas en tenir compte. Cependant, d'après les utilisateurs de ce procédé d'identification, il apparaît que par mer assez calme, cette méthode permet de détecter de petites variations de nature de fond et semble relativement fiable après un apprentissage (*i.e.* après accumulations de données sur des fonds connus).

Il n'existe jusqu'à présent pas d'autre systèmes de reconnaissance automatique des fonds marins pour la pêche. Les constructeurs de sondeurs n'en proposent pas pour la raison suivante: détecter les bancs de poissons (échocs faibles) nécessite un sondeur à gain élevé ce qui provoque une saturation du signal provenant du fond (échocs forts) et le rend donc inutilisable. Les progrès de l'électronique (numérique) permettent aujourd'hui d'augmenter et d'adapter les dynamiques instantanément. Il est possible de ne plus saturer les échocs de fond tout en conservant la dynamique adéquate pour repérer les bancs de poissons.

1.3.4 Analyse statistique des échocs

Cette méthode est basé sur l'analyse de la répartition statistique des signaux reçus réverbérés après une détection soit linéaire, soit quadratique. Outre les lois classiques de distributions statistiques, de nombreuses lois ont été proposées pour modéliser la répartition des signaux mesurés. Les travaux les plus importants sur cet aspect ont été menés en particulier par Clay & Leong [19], Clay & Medwin [20], Stanton [65] [66] [67], Dunsiger & Cochrane [27], Clay & Stanton [68], De Moustier [24] et Gensane [31]. Par la connaissance des paramètres de la loi de répartition, les auteurs réussissent à remonter aux caractéristiques de rugosité de l'interface des fonds étudiés. En règle générale, l'écho retour est une combinaison d'énergie diffusée (incohérente) et réfléchi (cohérente), dépendant aussi de la directivité et de l'angle d'incidence de la source. Classiquement, les auteurs présentent une analyse de l'effet de rugosité sur la répartition statistique des pics des échocs reçus sans tenir compte de la réverbération de volume et ceci pour des fonds à relativement faible rugosité devant les longueurs d'onde.

Soit $p(t)$, l'amplitude réverbérée par le fond reçue par un sondeur:

$$p(t) = \langle p \rangle + s \tag{1.1}$$

où $\langle p \rangle$ est la partie réfléchi (cohérente) et s la partie diffusée (totalement incohérente) de phase aléatoire. La sommation de ces deux contributions peut être représentée par la figure 1.8.

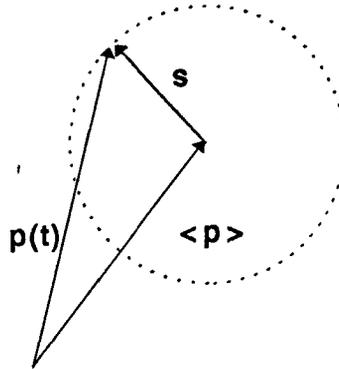


Figure 1.8: Construction de l'amplitude totale $p(t)$ reçue par le sondeur. $\langle p \rangle$ est certain et s est aléatoire.

Si l'on suppose que le signal réverbéré est la somme d'une contribution cohérente d'énergie $\langle p \rangle^2$ et d'une contribution incohérente d'énergie $\langle s^2 \rangle$, $\langle p^2 \rangle$ l'énergie totale reçue s'écrit:

$$\langle p^2 \rangle = \langle p \rangle^2 + \langle s^2 \rangle \quad (1.2)$$

et le facteur γ est défini par:

$$\gamma = \frac{\langle p \rangle^2}{\langle s^2 \rangle} \quad (1.3)$$

Il s'agit du rapport entre l'énergie cohérente et l'énergie incohérente. Ce rapport est le facteur mesurable permettant de "remonter" à la structure de l'interface du fond, une valeur forte de γ correspondant à une surface lisse par rapport à la longueur d'onde (distribution proche d'une gaussienne) tandis qu'une faible valeur de γ correspond à une surface rugueuse par rapport à la longueur d'onde (forte diffusion, distribution de Rayleigh). La loi de répartition statistique de la superposition d'un signal cohérent déterministe et d'un signal aléatoire est la loi de Rice. Sa densité de probabilité est la suivante (figure 1.9):

$$\omega_{Rice}(p) = \frac{2(1+\gamma)p}{\langle p^2 \rangle} \exp \left[-\frac{(1+\gamma)p^2 + \gamma \langle p^2 \rangle}{\langle p^2 \rangle} \right] I_0(x') \quad (1.4)$$

avec

$$x' = 2p [\gamma(1+\gamma)]^{1/2} / \langle p^2 \rangle^{1/2} \quad (1.5)$$

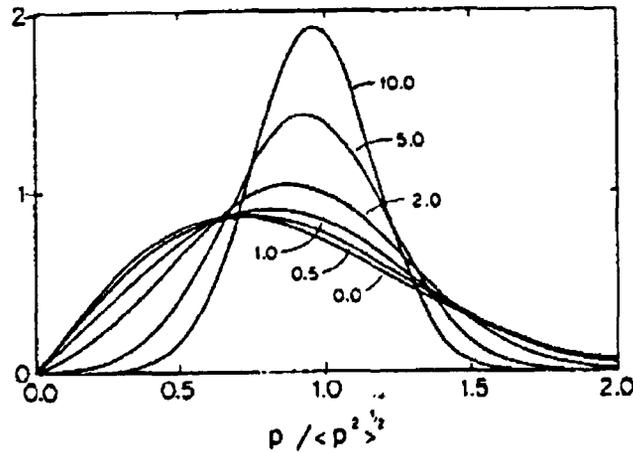


Figure 1.9: Exemple d'enveloppes de la fonction de distribution de $p / \langle p^2 \rangle^{1/2}$ [65].

et I_0 la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0. La première étape de la méthode consiste donc à mesurer le coefficient γ à partir de l'allure de la distribution des pics d'amplitude des échos reçus.

En parallèle, Clay & Leong [19] ont établi une relation liant le facteur γ à la rugosité:

- à partir de l'équation d'Helmoltz-Kirchhoff qui permet d'exprimer la pression réverbérée par le fond reçue par un sondeur,
- en supposant que les hauteurs d'interface soient distribuées de façon gaussienne
- et en choisissant une fonction de corrélation des hauteurs de l'interface à décroissance linéaire,

ils réussissent ainsi à lier analytiquement γ , σ la rugosité, l'ouverture du sondeur χ et l'aire de corrélation du fond $l_1 l_2$:

$$\gamma^{-1} = (1/3\pi)k^4 \chi^2 \sigma^2 (l_1 l_2) \quad (1.6)$$

Cette relation simple permet de connaître γ mais elle permet aussi de déceler pour deux zones ayant la même rugosité σ des différences de longueurs de corrélation (rides et nodules par exemple). De Moustier [24] a montré qu'il était possible en combinant les données de statistique du premier ordre (moyenne, variance), la dépendance angulaire de l'énergie

totale et les statistiques sur l'amplitude des pics des échos de différencier les différents types de rugosité de fond. Ces méthodes basées sur la statistique des signaux ne s'appliquent cependant qu'aux fonds dont les rugosités sont faibles devant la longueur d'onde ($4k^2\sigma^2 \ll 1$). Nous verrons par la suite que cette condition n'est pas bien adaptée aux conditions de petites longueurs d'ondes de notre étude.

1.3.5 Méthodes à basses fréquences

Il existe quelques méthodes d'identification basées sur l'utilisation de signaux à basse fréquence. Ces méthodes sont relativement éloignées des conditions de notre étude par les moyens mis en oeuvre et les types de traitement utilisés. Outre les méthodes sismiques, citons les travaux de LeBlanc *et al.* [48], [49] qui permettent de mesurer avec une très bonne précision la célérité, la porosité, et la masse volumique à partir de la mesure l'impédance acoustique. La démarche consiste à émettre un chirp à large bande (de 2 à 10 kHz) afin de recevoir un profil sismique haute résolution ($\approx 10\text{cm}$) de l'impédance du fond jusqu'à des profondeurs de pénétration importantes (de l'ordre de 100 m).

Une autre méthode permettant de déterminer les propriétés géo-acoustiques des sédiments est utilisée par Frisk *et al.* [30], Rajan [62] et [82]. Utilisée en eau peu profonde, elle permet grâce à l'existence de modes propres de résonance à basses fréquences dans la tranche d'eau d'estimer par méthode d'inversion le profil de célérité dans le sédiment. Ces deux méthodes nécessitent malheureusement une instrumentation relativement lourde et un temps de calcul important.

Il n'existe donc pas à proprement parler de méthode de caractérisation en temps réel des sédiments superficiels mettant en oeuvre des moyens légers et ne nécessitant pas d'apprentissage préalable. Nous proposons par la suite un tel procédé. Auparavant, nous précisons au chapitre 2 quelques notions de sédimentologie et de géoacoustique.

Chapitre 2

Acoustique & Sédiments

Le plateau continental

Cette étude concerne principalement l'étude des fonds marins superficiels du plateau continental (dite aussi plate-forme continentale). Le plateau continental correspond à 20 % des fonds marins, soit environ 14% de la surface du globe. Cette zone fait partie, comme son nom l'indique, du continent; elle assure la transition entre les terres émergées et les grands fonds océaniques. La profondeur des fonds sur le plateau est relativement faible, son évolution étant lente de la côte vers le large jusqu'à environ 200 m. La fin du plateau continental appelé "talus continental" est marquée par une brusque et forte descente vers les grands fonds (figure 2.1). Mais mis à part les *cañons* sous-marins, les accidents topographiques du plateau n'excèdent pas en général quelques dizaines de mètres.

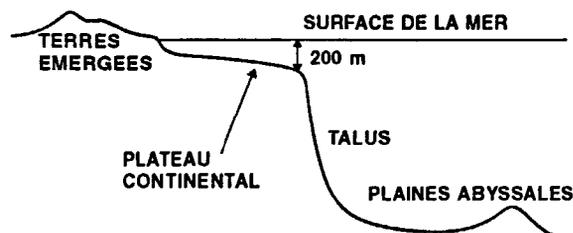


Figure 2.1: Coupe de l'évolution de la profondeur des océans.

2.1 Les sédiments marins

Les sédiments présents sur le plateau sont le fruit de l'érosion et du transport sédimentaire et de l'activité biologique. Tous les phénomènes d'érosion, de frottement, de collisions, de dissolution chimiques, de transports par les courants, d'accumulation, de dépôt, de sédimentation dessinent un faciès sédimentaire très changeant. Mais en réalité, il n'y a pas de véritable règle de présence de tel ou tel type de sédiment à un endroit donné du plateau continental. Les mécanismes de façonnage du faciès sont tellement complexes et dépendent de tellement de facteurs peu ou mal connus que sa détermination n'est possible que par prélèvement d'échantillons de sédiments ou par mesure acoustique (imagerie, réverbérométrie, etc..).

Il arrive le plus souvent que les sédiments fins (plus facilement transportable par les courants) se trouvent plus éloignés de la côte que les sédiments grossiers. Mais ceci est loin d'être une règle absolue: tout d'abord, parce que l'activité des courants diminue lorsque la profondeur augmente mais aussi du fait de l'abondance de configurations particulières (les estuaires par exemple).

Les problèmes essentiels que pose l'étude des sédiments ont pour origine le caractère fondamentalement hétérogène de ceux-ci:

- Hétérogénéité spatiale tout d'abord, aussi bien dans le sens vertical (révélant l'histoire de la sédimentation) que dans le sens horizontal (géographique). La nature du fond peut changer en quelques mètres de façon très radicale. La mixité des composés, les variations parfois brusques ou alors très progressives de la nature du fond empêchent souvent une classification grossière à petite échelle. La cartographie des sédiments marins nécessite donc *a priori* un quadrillage systématique serré et adapté à la complexité morphologique de la zone d'intérêt. Cependant, dans des zones calmes où les dépôts de sédiments se sont effectués de façon lente et régulière dans le temps, le maillage peut être moins serré et se faire par des prélèvements isolés. Il n'en reste pas moins que la connaissance *a priori* des fonds marins est un problème insoluble sans l'apport données hydrodynamiques (marées, houle, courants), morphologiques (pentes, cuvettes, passages, resserrés), des données de nature des sédiments sur des zones voisines, etc.
- Hétérogénéité interne des sédiments aussi par leur constitution en particules de taille et de natures diverses, environnées d'une quantité d'eau plus ou moins liée ou par la présence d'inhomogénéités (activité biologique) modifiant les propriétés d'origine du sédiment (présence d'agrégats calcaires, de coquilles de mollusques, de bulles d'air, de végétaux, etc.).

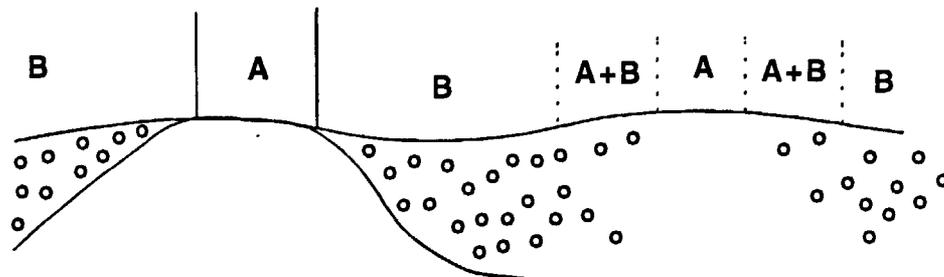


Figure 2.2: Exemple de la transition horizontale brusque à gauche et progressive à droite entre deux fonds différents A et B

2.1.1 Définition des classes

Il est possible d'opérer une classification des sédiments de deux façons:

- Par une classification minéralogique (composés chimiques des grains).
- Par une classification granulométrique (taille des grains).

La classification minéralogique vise à déterminer la nature chimique des éléments caractéristiques ou dominants. A titre d'exemple, la présence de quartz, de calcaire (coquilles de mollusques ou roches calcaires), ou de composés micacés sont des critères de discriminations. Mais cette classification n'est pas adaptée à notre étude parce qu'elle nécessite, après prélèvements d'échantillons, une analyse trop fine de ceux-ci. Les mesures effectuées par des systèmes acoustiques sous-marins aussi perfectionnés soient-ils, sont tout à fait inadaptées à la précision et aux caractéristiques recherchées pour une classification minéralogique.

Les ondes électromagnétiques du visible et du proche infra-rouge en télédétection spatiale permettent d'avoir des indications sur la nature chimique des composants par analyse de leur rayonnement (fluorescence, teinte ou tout simplement couleur). En revanche, les systèmes acoustiques sous-marins, tout comme les systèmes à ondes électromagnétiques radar, sont essentiellement sensibles à la morphologie et à l'impédance d'une cible. Les longueurs d'onde de leurs signaux sont beaucoup plus importantes (de l'ordre du centimètre, soit environ 10^5 fois la longueur d'onde de la lumière) et ne permettent pas de déceler la présence de tel ou tel composé chimique. Avec ces systèmes, seule une aide à la classification granulométrique est possible, c'est à dire une classification faite sur l'hypothèse qu'il existe une relation bi-univoque entre les caractéristiques des signaux acoustiques réverbérés sur le fond et la taille des grains.

Ceci suppose néanmoins que les dimensions de l'interface (rides, rugosité,...) et du volume du fond (couches, inhomogénéités,...) soient d'un ordre de grandeur comparable à la longueur de l'onde acoustique incidente afin que l'interaction entre cette onde et le sédiment fasse apparaître des réponses différentes selon la nature du sédiment. Ceci suppose aussi que la morphologie de l'interface et la dureté soient des paramètres très caractéristiques des différents sédiments rencontrés (la dureté étant un terme très général prenant en compte les paramètres géo-acoustiques internes tels la porosité, la densité, la célérité, etc.). Ces hypothèses montrent les limites de la classification des sédiments marins par des systèmes acoustiques. Nous aborderons ultérieurement les relations liant les paramètres géo-acoustiques et morphologiques entre eux.

2.1.2 Classification granulométrique

La classification granulométrique se fait par la taille des grains de façon hiérarchique. Il est bien évident que cette classification est trop sommaire pour un géologue marin parce qu'elle ne fait aucunement mention des caractéristiques minéralogiques des composants. De façon simplifiée, on trouve trois grands types de sédiments correspondant à des tailles de grain croissantes:

- Les vases
- Les sables
- Les graviers

A l'intérieur de chacune de ces familles de sédiment, il est possible de faire apparaître des nuances entre la taille des grains (par exemple sable fin, sable moyen, sable grossier,...). Mais il n'existe pas de frontière marquée entre ces différentes classes. Ces limites, fixées par la classification granulométrique, ne sont pas toujours respectées par la nature. Ceci est dû au caractère hétérogène (non-unimodal) de certains sédiments (présence d'éléments plus fins ou plus gros que la moyenne tels des galets ou des conglomérats). Il arrive que la courbe granulométrique d'un échantillon de sédiment prélevé possède plusieurs pics ou une grande dispersion provoquant le chevauchement de plusieurs classes. Alors, la dénomination reprend les noms des deux classes chevauchées (par exemple, Vase-Sable, Sable Gravier).

Plusieurs auteurs [78] [73] [63] se sont attaché à définir les caractéristiques et des encadrements de la taille des grains pour chacune des classes considérées: les Vases, les Sables, les Graviers [63].

- Le VASES : Il s'agit de sédiments fins et meubles, à forte teneur en eau (très poreux) composés de particules de diamètre inférieur à quelques dizaines de micro-mètres et parfois d'éléments plus grossiers minéraux ou organiques (résultat de l'action des vers

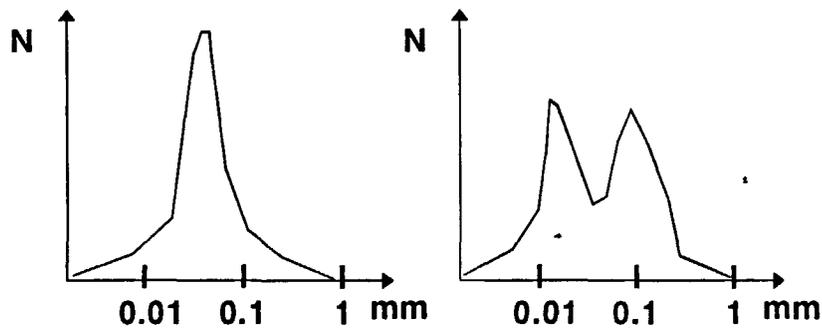


Figure 2.3: Exemple de courbes granulométriques unimodale (à gauche) et bimodale (à droite). Ce genre de courbes granulométriques peuvent par exemple être obtenus pour des cailloutis envasés ou du sable coquillé.

et des lamellibranches qui produisent par leurs ingestions et leur rejets des particules agglomérée argileuses). La vase est normalement très plastique et se liquéfie sous l'action mécanique. Elle occupe en général des zones restreintes du littoral (estuaires, fonds de baies, lagunes et plates formes continentales) exception faite de la Grande Vasière.

- Les SABLES : La majorité des formations sableuse est d'origine détritique et se trouve liée à l'érosion rocheuse dont elle reflète la nature géologique. Il s'agit d'un sédiment meuble dont les éléments ont une taille comprise entre quelques dizaines de micromètres et environ 2 mm. La nomenclature (minéralogique) des sables s'établit selon la nature des éléments dominants :

- Sables calcaires
- Sables quartzeux
- Sables micacés
- Sables coraliens.

La nomenclature granulométrique est assez variable selon les auteurs. Sleath [63] propose une classification des sables de la façon suivante:

- Sables très grossiers de 1 à 2 mm
- Sables grossiers de 500 μm à 1 mm
- Sables moyens de 250 à 500 μm

| Udden-Wentworth (1922) | Friedman & Sanders (1978) | |
|------------------------|---------------------------|-----------|
| | mm | |
| | 2048 | V. large |
| | | Large |
| | 1024 | Medium |
| | 512 | Small |
| Cobbles | 256 | Large |
| | 128 | Small |
| | 64 | V. coarse |
| Pebbles | 32 | Coarse |
| | 16 | Medium |
| | 8 | Fine |
| Granules | 4 | V. fine |
| V. coarse | 2 | V. coarse |
| sand | 1 | Coarse |
| | 500 | Medium |
| | 250 | Fine |
| | 125 | V. fine |
| | 62 | V. coarse |
| | 31 | Coarse |
| | 16 | Medium |
| | 8 | Fine |
| Clay | 4 | V. fine |
| | 2 | Clay |

Figure 2.4: Classification granulométrique selon Udden & Wentworth et selon Friedman & Sanders [73].

- Sables fins de 125 à 250 μm .
- Sables très fins de 64 à 125 μm .

Mais ces limites varient selon les auteurs.

| | | |
|-------------------------------|----------------|-----------|
| Boulders (gros galets) | | |
| Very large | 4096-2048 | |
| Large | 2048-1024 | |
| Medium | 1024-512 | |
| Small | 512-256 | |
| Cobbles (cailloux) | | |
| Large | 256-128 | |
| Small | 128-64 | |
| Gravel (graviers) | | |
| Very coarse | 64-32 | |
| Coarse | 32-16 | |
| Medium | 16-8 | |
| Fine | 8-4 | |
| Very fine | 4-2 | |
| Sand (sable) | | |
| Very coarse | 2-1 | 2000-1000 |
| Coarse | 1-0.5 | 1000-500 |
| Medium | 0.5-0.25 | 500-250 |
| Fine | 0.25-0.125 | 250-125 |
| Very fine | 0.125-0.062 | 125-62 |
| Silt (vase - limon) | | |
| Coarse | 0.062-0.031 | 62-31 |
| Medium | 0.031-0.016 | 31-16 |
| Fine | 0.016-0.008 | 16-8 |
| Very fine | 0.008-0.004 | 8-4 |
| Clay (argile) | | |
| Coarse | 0.004-0.002 | 4-2 |
| Medium | 0.0020-0.0010 | 2-1 |
| Fine | 0.0010-0.0005 | 1-0.5 |
| Very fine | 0.0005-0.00024 | 0.5-0.24 |

Figure 2.5: Classification granulométrique selon Sleath [63] (en mm au centre et en μm à droite).

- Les GRAVIERS : Le gravier est composé d'éléments de roche ou d'agglomérats incohérents d'origine variée (coquilles de mollusques par exemple). Il s'agit de particules ayant des dimensions supérieures à celles des sables. Elles sont comprise entre 4 et 20 mm environ (parfois jusqu'à 50 mm). Les interstices entre les particules sont remplis d'eau ou de sables lorsque le sédiment n'est pas unimodal.

Au delà de ces tailles de grain se trouvent les galets, les cailloutis, les gros blocs de roche (figure 2.5).

Les classes données ci-dessus et les appellations ne sont pas immuables et définitives. Les problèmes de classification rencontrés dans la pratique tendent très vite à les relativiser:

- Les sédiments ne sont pas forcément homogènes; les proportions sont très variables; les courbes ou histogrammes de granulométrie amènent parfois à des ambiguïtés de classification. Comment qualifier à partir de ces critères de classification un fond de cailloutis envasés par exemple ?
- Lors de prélèvements de sédiment, selon le mode de prélèvement, on ne sait pas forcément ce que l'on ramène: le sédiment peut être lessivé, lavé de ses particules les plus fines. Dans le cas d'une utilisation de certaines bennes ou de certains carroliers, il arrive que le sédiment soit perturbé, brassé, ou que le prélèvement soit faible en quantité du fait de la fermeté des substrats. Comme les prélèvements se font souvent en aveugle, la classification est systématiquement douteuse et approximative.
- De plus, sur les fonds du plateau continental règne une activité biologique souvent importante dont il convient de mesurer l'importance. Les crustacés, les mollusques, les algues et autres organismes marins modifient de façon très sensible les caractéristiques (plastiques ou acoustiques par exemple) de la première couche de sédiment. Il arrive par exemple qu'un fond de vase soit entièrement colonisé par une épaisseur de quelques centimètres de crépidules (figure en annexe). Le maerl (agrégats calcaires avec parfois des débris coquilliers) peut aussi constituer une classe à part entière.

Compte tenu des conditions pénalisantes évoquées ci-dessus et des nombreux problèmes liés à la mesure acoustique, nous nous sommes attachés, au cours de cette étude, à une classification *a priori* de 7 natures de fond différentes inspirée des quatre tendances basiques: Vase, Sable, Gravier, Roche. Elle se présente ainsi:

- (1) Vase molle (ou fluide)
- (2) Vase
- (3) Vase-sable
- (4) Sable très fin
- (5) Sable
- (6) Gravier
- (7) Roche (qui regroupe à la fois les galets, les cailloutis et la roche proprement dite).

Cette classification peut apparaître assez ambitieuse d'un point de vue acoustique puisque les paramètres physiques, morphologiques et acoustiques de ces classes ne sont pas du tout arrêtés, mais peuvent fluctuer dans des proportions importantes. Nous verrons par la suite, que, malgré cela, une approche statistique, c'est à dire une accumulation de mesures sur une zone précise permet d'approcher avec une meilleure confiance une telle précision d'identification.

Cette classification peut aussi apparaître relativement simpliste si on la compare à la précision des définitions et des appellations couramment utilisées par les géologues marins. Elle a seulement pour but de couvrir au mieux l'étendue des tailles de grain du fond de la mer (de la Vase-Fluide à la Roche) mais il s'agit plus d'une série d'appellations propre à cette étude permettant de fixer l'ordre de grandeur entre les différentes natures de fonds rencontrés que d'une classification faisant fidèlement référence à une échelle granulométrique rigoureuxé.

2.2 Relations entre paramètres géologiques et acoustiques

L'analyse de signaux acoustiques réverbérés par les fonds marins ne permet pas d'avoir directement accès aux critères habituels de classification en géologie (granulométrique, minéralogique). Il est seulement possible, après un traitement approprié, d'avoir des informations en particulier sur la dureté, la rugosité de l'interface et les inhomogénéités internes. Il faut donc faire l'hypothèse que ces paramètres acoustiquement mesurables soient suffisamment corrélés avec les paramètres géologiques. Pour établir ces corrélations, nous avons utilisé les résultats des travaux de Hamilton et Bachman [34] [35] [5] qui ont établi de façon empirique des relations entre paramètres géologiques (*i.e.* densité, porosité, taille des grains) et paramètres acoustiques (célérité, atténuation). Ces travaux ont été effectués à fréquences relativement élevées (de 10 à 100kHz) donc dans le cas d'atténuation fortes ce qui limite l'étude à la première couche de sédiment (quelques dizaines de centimètres). Hamilton a effectué une synthèse systématique des caractéristiques moyennes des sédiments en fonction de leur type à partir de prélèvements *in situ* suivies de mesures en laboratoire. Bien sûr, tous les fonds marins ne peuvent être définis par un seul modèle simple mais il permet de fixer les ordres de grandeur des paramètres géo-acoustiques pour tous les types de fonds

- du plateau continental,
- des plaines
- et des collines abyssales.

De plus, les mesures effectuées par Hamilton concernent les différents types de sédiment du Pacifique et de l'Atlantique Nord-Ouest. La généralisation de ces mesures au plateau

continental européen n'est pas forcément automatique. Même si l'incertitude et la variabilité des paramètres sont importantes, ces mesures facilitent cependant le calage des modèles avec la réalité expérimentale.

2.2.1 Densité et célérité des sédiments

Hamilton & Bachman [35] établissent des relations entre les paramètres tels la vitesse du son c_1 , la porosité n des sédiments, la densité ρ_1 ce qui permet de connaître l'impédance acoustique révélant les propriétés de réflexion d'une onde à l'interface eau-sédiment. Tous ces paramètres sont étroitement liés mais Hamilton remarque cependant que

- la densité est très liée à la taille des grains,
- la célérité est surtout fonction de la porosité.

Comme la relation liant la densité du sédiment sec ρ_s , la porosité n et la densité de l'eau de mer ρ est la suivante:

$$\rho_1 = n\rho + (1 - n)\rho_s \quad (2.1)$$

il est bien clair que célérités et densités ne sont pas du tout indépendantes entre elles.

Relation entre la porosité et la taille des grains

Généralement, la porosité croît en fonction de la taille des grains (figure 2.6): La présence d'eau interstitielle dépend la structure des grains. Si la forme des grains permet un arrangement favorable, la porosité sera plus faible. De même, si la granulométrie d'un sédiment n'est pas unimodale, les particules les plus fines remplissent les interstices ce qui provoque une diminution de la porosité.

Relation entre la densité et la taille des grains

La densité du sédiment ρ_1 est celle du sédiment saturé en eau. Elle augmente lentement en fonction de la taille des grains. Schématiquement, un sédiment très poreux (très saturé en eau) aura une densité qui se rapprochera de celle de celle de l'eau de mer ($1,1 < \rho_1 < 1,5$) (figure 2.7) alors qu'un gravier ou un sable très grossier aura une densité d'environ 2,0. Quant aux galets, aux blocs de roches et à la roche, la densité peu atteindre 2,6 puisque la densité d'un sédiment déshydraté vaut en moyenne 2,6 à 2,8. La variabilité des résultats de la figure 2.7 est due à la variation de porosité (évoquée plus haut).

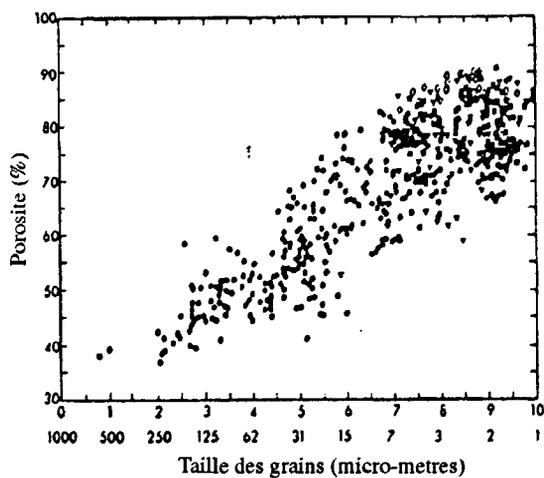


Figure 2.6: Evolution de la porosité en fonction de la taille des grains d'après Hamilton & Bachman [35].

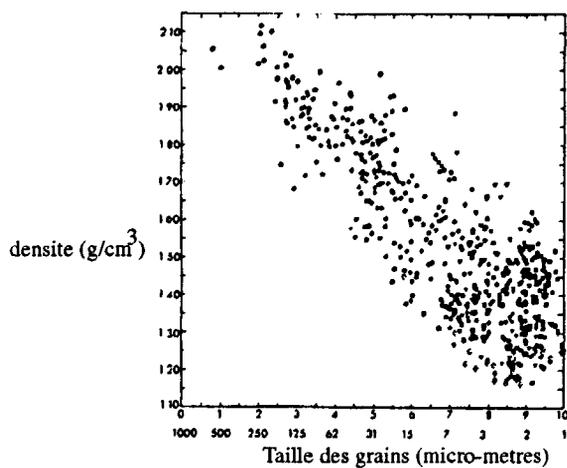


Figure 2.7: Evolution de la densité en fonction de la taille des grains d'après Hamilton & Bachman [35].

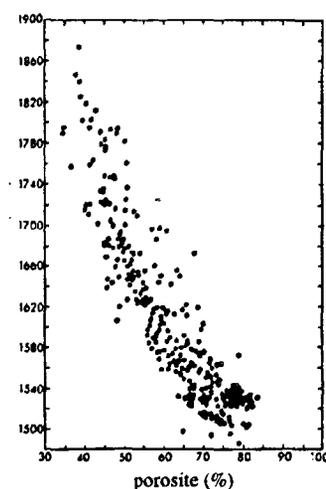


Figure 2.8: Evolution de la célérité en fonction de la porosité d'après Hamilton & Bachman [35].

Relation entre la célérité et la porosité

Nous ne considérons ici que la célérité de l'onde de compression (ondes P) de vitesse c_1 (figure 2.8). Exception faite des fonds marins très durs (fonds essentiellement rocheux) Hamilton suppose que pour la majorité des formations sédimentaires rencontrées sur le plateau continental, le sédiment peut être assimilé à un milieu fluide ce qui néglige les possibles ondes de cisaillement (dites ondes S). Cette approche est contredit l'approche différente faite par Biot & Stoll [69] qui suppose que le milieu est poreux (fluide + solide) et que donc le milieu supporte trois types d'ondes (2 dans le milieu solide et un dans le fluide).

Relation entre la densité et la célérité

Les mesures faites par Hamilton montrent l'existence d'une grande variabilité de la densité et de la célérité. Cette variabilité est due aux incertitudes de mesure mais aussi à l'infinité de configurations possibles de la structure interne d'un sédiment marin: les combinaisons possibles en particulier de la porosité, de la granulométrie et de la nature minérale des grains autorisent l'existence d'une infinité de couples (c_1, ρ_1) (figure 2.9): L'hypothèse de l'existence d'un unique couple (c_1, ρ_1) pour une classe donnée de sédiment est donc fautive même si cette classe ne correspond qu'à une petite gamme de taille de grains. Notre choix

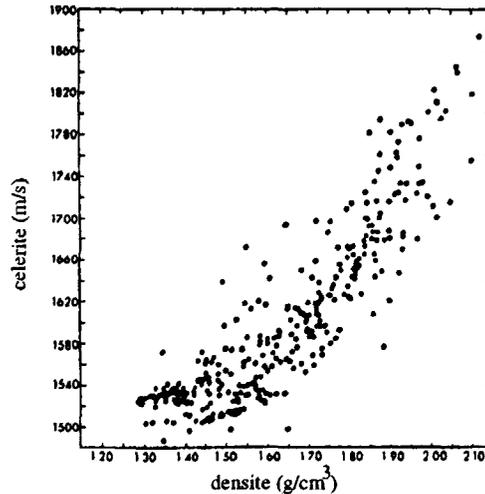


Figure 2.9: Evolution de la célérité en fonction de la densité d'après Hamilton & Bachman [35].

de couples (c_1, ρ_1) pour chacune des sept classes fixées au préalable ne peut donc être qu'une synthèse et un moyennage des valeurs mesurées par Hamilton.

Nous donnons dans le Tableau 2.1 les valeurs de célérités et de densités que nous avons choisies pour les sept classes fixées au préalable. Etant donné que ces sept classes sont plus grossières que celles de Hamilton, l'analogie entre les classes présentées par Hamilton et les sept classes choisies se fait par référence à la granulométrie moyenne et non pas sur les appellations de Hamilton (données entre parenthèse). Les valeurs de c_1 et de ρ_1 choisies pour la vase molle et la vase sont identiques, mais nous supposons par la suite que le degré d'inhomogénéité interne μ (*i.e.* l'écart-type de c_1 et de ρ_1) de la vase molle est supérieur à celui de la vase.

Nous supposons aussi que la célérité des ondes dans le sédiment est à peu près constante. Cette hypothèse simplificatrice est contestable mais, vu la précision de mesure des paramètres physiques des fonds et la fluctuation inévitable de ces paramètres ayant la même nomenclature, elle permet cependant de fixer avec une précision acceptable les ordres de grandeur de ces paramètres.

2.2.2 Inhomogénéités

Les sédiments marins sont inhomogènes, c'est à dire que leurs propriétés internes (célérité, densité, porosité, tailles des grains,...) sont localement fluctuantes. Cette inhomogénéité

| Taille moyenne des grains | Type de fond | c_1 (m/s) | ρ_1 |
|---------------------------|----------------------------------|-------------|-------------|
| $5\mu m$ | Vase molle | 1520 | 1,50 |
| | (<i>Silty Clay</i>) | <i>1517</i> | <i>1,48</i> |
| | (<i>Clayey Silt</i>) | <i>1546</i> | <i>1,49</i> |
| $5\mu m$ | Vase | 1520 | 1,50 |
| | (<i>Silty Clay</i>) | <i>1517</i> | <i>1,48</i> |
| | (<i>Clayey Silt</i>) | <i>1546</i> | <i>1,49</i> |
| $20\mu m$ | Vase-Sable | 1600 | 1,70 |
| | (<i>Sand-Silt-Clay</i>) | <i>1582</i> | <i>1,57</i> |
| | (<i>Silt</i>) | <i>1615</i> | <i>1,74</i> |
| $100\mu m$ | Sable très fin | 1650 | 1,75 |
| | (<i>Sandy-Silt</i>) | <i>1644</i> | <i>1,77</i> |
| | (<i>Silty-Sand</i>) | <i>1658</i> | <i>1,78</i> |
| | (<i>Very Fine Sand</i>) | <i>1709</i> | <i>1,88</i> |
| $0,1 < < 3 mm$ | Sable | 1750 | 1,95 |
| | (<i>Very Fine Sand</i>) | <i>1709</i> | <i>1,88</i> |
| | (<i>Fine Sand</i>) | <i>1759</i> | <i>1,96</i> |
| | (<i>Coarse Sand</i>) | <i>1836</i> | <i>2,03</i> |
| $4 < < 50mm$ | Gravier (<i>Gravel</i>) | 2200 | 2,00 |
| $+ de 50mm$ | Roche (<i>Rocky bottom</i>) | 4000 | 2,60 |

Tableau 2.1: Valeurs de célérité c_1 et de densité ρ_1 choisies comparée à celles de Hamilton (en italique) .

peut être causée par exemple

- par l'activité biologique provoquant des agrégats calcaires, de mollusques,
- par la présence de bulles,
- par l'hétérogénéité minéralogique,
- par les variations de pression locale interne entraînant une porosité différente.

Ces phénomènes entraînent des variations plus ou moins importantes des caractéristiques géo-acoustiques des sédiments (en particulier de la célérité et de la densité) mais ces variations sont difficilement mesurables. Il est cependant possible de connaître ces caractéristiques de façon indirecte par la Méthode de LeBlanc et al. [48] [49] par exemple (par émission d'un chirp) ou de façon directe (par carotages suivis de mesures en laboratoire). Ces deux méthodes permettent d'avoir accès localement à ces fluctuations. Mais un carotage ne peut donner d'information que dans le sens vertical. Pour mesurer les inhomogénéités dans le sens horizontal, il faut donc les multiplier de façon rapprochée ce qui est techniquement assez difficile. En fait les travaux effectués sur ce sujet sont peu nombreux parce que longtemps la réverbération de volume (provoqués par ces fluctuations) a été négligée aux profit de la réverbération d'interface il est vrai très souvent prépondérante. Ainsi, les premières mesures du degré d'inhomogénéité des sédiments eurent pour but principal de fournir des ordres de grandeur aux modèles de propagation.

La grandeur permettant de caractériser la structure interne des inhomogénéités des sédiments est appelée spectre de corrélation spatiale des inhomogénéités G_μ . Elle se définit comme étant la transformée de Fourier tridimensionnelle de la fonction de corrélation des inhomogénéités B_μ . L'étude de la diffusion des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère ou celle de la diffusion des ondes acoustiques dans le milieu marin néglige presque toujours les effets dus à la variation locale de densité ρ_1 . Seules les fluctuations de célérité donc d'index de réfraction sont prises en compte. Mais dans le sédiment, la variation de densité est importante et doit être considéré. On décompose alors la fonction de corrélation des inhomogénéités de la manière suivante:

$$B_\mu(\vec{R}) = B_{c_1}(\vec{R}) + 2B_{c_1\rho_1}(\vec{R}) + B_{\rho_1}(\vec{R}) \quad (2.2)$$

\vec{R} est un vecteur séparant deux points à l'intérieur du sédiment, B_{c_1} étant la fonction de corrélation de la célérité du sédiment, $B_{c_1\rho_1}$ étant la fonction d'intercorrélation de la célérité et de la densité du sédiment et B_{ρ_1} étant la fonction de corrélation de la densité du sédiment.

L'hypothèse souvent faite consiste à supposer que les variations de célérité δc_1 et de densité $\delta\rho_1$ sont proportionnelles:

$$\delta\rho_1 = \xi \cdot \delta c_1 \quad (2.3)$$

Cette hypothèse peut être tirée de la figure 2.9 qui fait apparaître une dépendance quasi-linéaire entre la célérité c_1 et la densité ρ_1 (même si la dispersion des points de mesure sur la figure 2.9 est forte).

Soit $G_\mu(\vec{q})$, le spectre spatial de puissance des inhomogénéités de volume (V) défini ainsi:

$$G_\mu(\vec{q}) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{+\infty} B_\mu(\vec{\rho}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{\rho}} d\vec{\rho} \quad (2.4)$$

En considérant le milieu comme un milieu à masse volumique fluctuante, et en utilisant l'hypothèse de corrélation totale entre ρ_1 sa densité et c_1 sa célérité, Bruneau [11] et Chernov [17] ont explicité l'expression du spectre de corrélation des inhomogénéités de la façon suivante:

$$G_\mu(\vec{q}) = \left[\frac{\sigma_{c_1}}{c_0} + \frac{\sigma_{\rho_1}^2}{\rho_0} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \right] F(\vec{q}) \quad (2.5)$$

où

- σ_{c_1} et σ_{ρ_1} sont respectivement les écarts-types de fluctuation de la célérité et de la densité du sédiment,
- ϕ est ici l'angle entre le rayon incident et le rayon diffusé par le volume considéré (V).
- $F(\vec{q})$ est le spectre normé commun à la densité et à la célérité,
- c_0 et ρ_0 , sont respectivement la célérité et la densité de l'eau de mer
- et \vec{q} le nombre d'onde.

Dans le cas de la rétrodiffusion, $\vec{q} = 2\vec{k}$ (\vec{k} est le vecteur nombre d'onde dans l'eau de mer) et $\phi = \pi$, $G_\mu(\vec{q})$ s'écrit:

$$G_\mu(\vec{q}) = G_\mu(2\vec{k}) = \left[\frac{\sigma_{c_1}}{c_0} + \frac{\sigma_{\rho_1}^2}{\rho_0} \right] F(2\vec{k}) = \mu^2 F(2\vec{k}) \quad (2.6)$$

En supposant que μ est une variable aléatoire stationnaire de moyenne nulle, on introduit la fonction de corrélation globale des fluctuations de célérité et de densité $B_\mu(\vec{\rho})$ exprimée de la façon suivante:

$$B_\mu(\vec{\rho}) = \langle \mu(\vec{R}_1), \mu(\vec{R}_2) \rangle \quad \text{avec} \quad \vec{\rho} = \vec{R}_2 - \vec{R}_1 \quad (2.7)$$

μ est appelé "écart-type des fluctuations volumiques des sédiments". Il représente l'écart type des variations relatives de célérité et de densité dans le sédiment par rapport aux valeurs de célérité et de densité de l'eau de mer.

Nous avons tiré les valeurs de fluctuations volumiques μ des travaux de Akal [1] et de Tucholke [72]. Même si ces mesures révèlent son caractère très changeant pour un même type de fond, nous avons essayé d'estimer son ordre de grandeur pour chacun des fonds prédéterminés. Les mesures de Akal et de Tucholke concernent quelques mètres de profondeur dans les sédiments ce qui fausse quelque peu la mesure de σ_{c_1} et de σ_{ρ_1} . La mesure moyenne sur toute la colonne verticale ne doit pas être prise en compte. En effet, même si la couche superficielle est homogène, il arrive que plus profondément (à 1, 2, voire 3 m) apparaissent des milieux stratifiés donc à forte fluctuation verticale.

Pratiquement, nous avons choisi des valeurs de μ de quelques centièmes. Nous avons supposé que le degré d'inhomogénéité μ était fort pour une vase molle (de 5 à 10%). L'observation après prélèvement *in situ* de ces vases a souvent montré la présence d'une activité biologique importante (mollusques, petits crustacés, végétaux) de bulles d'air de petits cailloux dans les sédiments fins, etc., cette présence modifiant localement les valeurs de célérité, de densité, donc de μ . Pour les fonds à plus forte granulométrie, ces inhomogénéités sont un peu moins d'origine biologique mais sont plus causées par l'hétérogénéité des composants minéraux.

Les confrontations du modèle présenté par la suite avec les mesures expérimentales ont permis de justifier la pertinence de ces ordres de grandeur dans le cas de fonds à forte pénétration de type Vase fluide, Vase, Vase-sable (*i.e.* dans le cas où la contribution de volume n'est pas négligeable). Les valeurs du tableau 2.2 sont contestables et nous nous interdisons bien sûr de les considérer comme des valeurs de référence totalement fiables en raison

- du faible nombre de mesures du taux d'inhomogénéités des fonds existantes et disponibles
- et aussi de l'infinité de configurations possibles dans une classe donnée

mais elles sont en bonne adéquation avec les observations faites à partir des prélèvements d'échantillons de la couche superficielle de nombreux types de fond que nous avons effectués.

Nous avons choisi pour la Vase-sable et le Sable très fin qui nous sont apparus plus homogènes et moins bioturbés lors de nos prélèvements d'échantillons, des valeurs de μ plus faibles comparées à celles des autres types de fond voisins. Selon D. Hamon ¹, l'hétérogénéité

¹du Laboratoire d'Ecologie Benthique à la Direction de l'Environnement et de l'Aménagement du Littoral (IFREMER Brest).

| Type de | Vase molle | Vase | Vase – sable | Sable tres fin | Sable | Gravier | Roche |
|---------------------|------------|------|--------------|----------------|-------|---------|-------|
| fond μ (en%) | 5 | 3 | 2 | < 1 | 3 | < 1 | < 1 |

Tableau 2.2: *Choix des valeurs de l'écart-type des fluctuations volumiques des sédiments μ pour les sept classes prédéfinies. L'erreur d'estimation d'une valeur de μ pour la roche est moins importante car la réverbération de volume restera négligeable.*

des fonds due à l'activité biologique est d'autant plus importante que l'hétérogénéité granulométrique est forte. Si un fond est composé de particules de tailles très différentes (coquilles + sable ou cailloutis envasés par exemple), l'endofaune et l'épifaune trouveront un terrain très favorable pour s'établir. L'hétérogénéité, et même la morphologie de l'interface se trouvent radicalement changée. Donc, plus le fond est originellement hétérogène, plus il sera rendu hétérogène (figure en annexe) par la faune marine. Quand aux valeurs choisies pour la roche et le gravier, elles sont quasi-anecdotiques car nous verrons plus tard que la part de la réverbération de volume est pour ces fonds totalement négligeable.

2.2.3 Atténuation

HAMILTON [34] [35] [36] a établi une relation approximativement linéaire entre l'atténuation des ondes longitudinales (en dB/m) et la fréquence. Cette relation empirique et largement utilisée, est cependant assez controversée depuis quelques années. Un article de synthèse de Kibblewhite [43] regroupant un nombre important de mesures en laboratoire réfute cette hypothèse de linéarité sur une très large gamme de fréquences (de quelques Hz au MHz). Selon Kibblewhite [43], conformément à la théorie de Biot & Stoll [69] [16] qui considère le sédiment constitué d'une composante solide et d'une composante fluide, la loi de variation de l'amortissement dépend aussi beaucoup de la porosité du sédiment: les sables, assez peu poreux suivraient la loi de Hamilton (en f^1), tandis que les sédiments très chargés en eau suivraient une loi en f^2 dans une gamme de fréquences basses (de sismiques à ultra-sonores) et ensuite une loi en $f^{\frac{1}{2}}$ à hautes fréquences.

La gamme de fréquences des écho-sondeurs que nous avons utilisés (de 20 à 200 kHz) est en quelque sorte la gamme de transition entre les hypothèses dites "basses" et "hautes" fréquences. Cette gamme de fréquences est aussi celle dans laquelle Hamilton a effectué la majorité de ses mesures. Cette bande de fréquences étant relativement étroite, il est

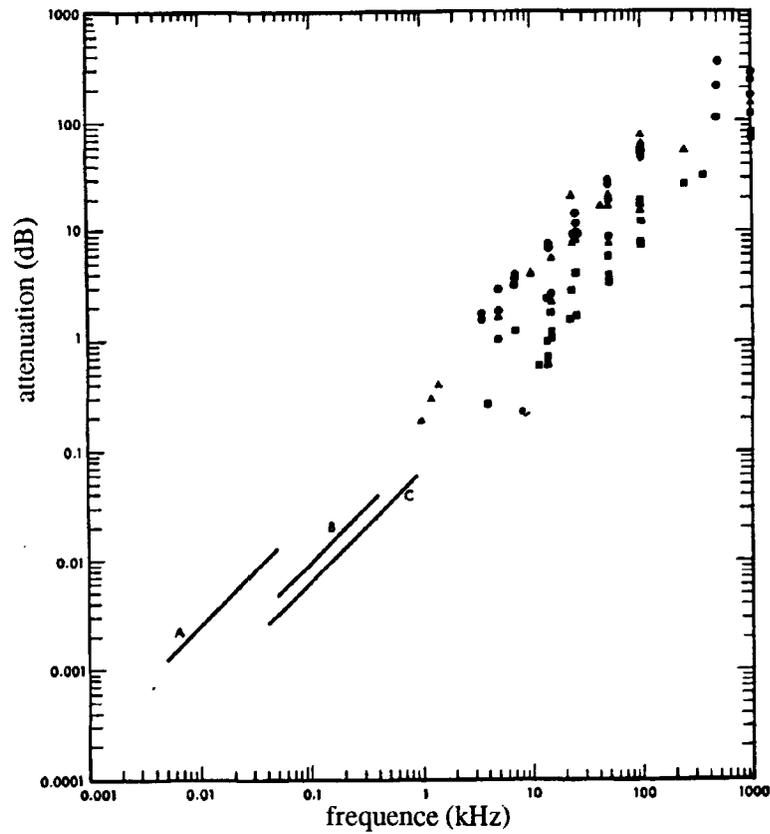


Figure 2.10: Atténuation de l'onde de compression (P) (en dB/m) en fonction de la fréquence dans différents sédiments (d'après Hamilton). Ronds noirs: sable (de tous types); carrés noirs: vase et argile; triangle noir: composés mixtes. Mesures basses fréquences: lignes A, B et C.

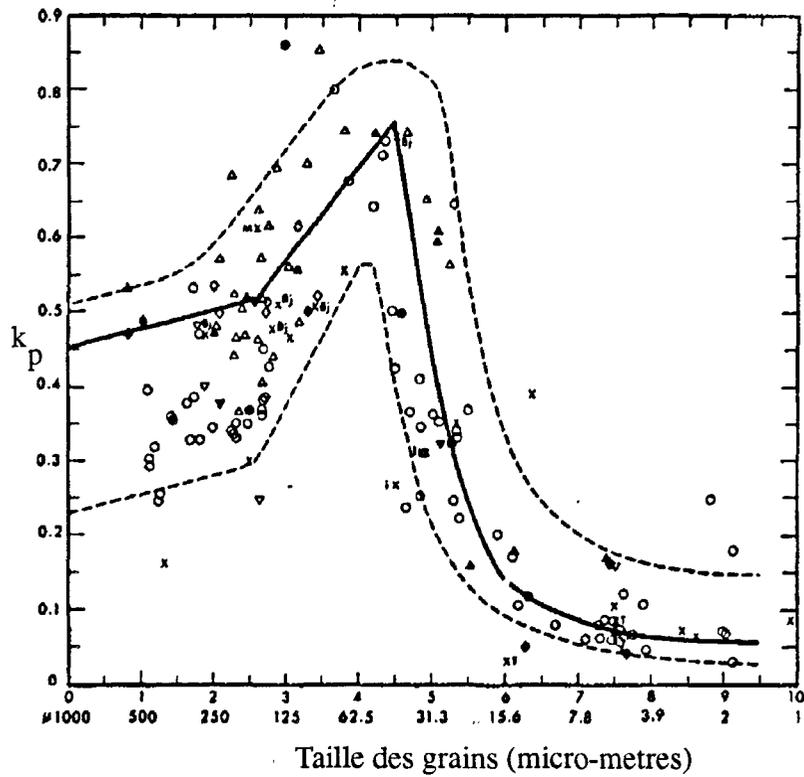


Figure 2.11: Valeurs mesurées de k_p le "coefficient d'amortissement" pour différents types de sédiments d'après Hamilton . La courbe en trait continu provient des mesures qu'il a lui même effectué et qu'il considère comme étant de référence. Les courbes en pointillés marquent la zone dans laquelle se retrouve le maximum de données.

difficile de déceler une loi de variation précise de l'atténuation. C'est pourquoi, nous faisons un compromis qui suppose que l'amortissement des ondes longitudinales varie, quelque soit la nature du sédiment, linéairement avec la fréquence (en f^1). Ce compromis revient donc à adopter implicitement la loi de Hamilton.

Ce dernier a évalué l'amortissement des ondes pour de nombreux types de sédiments. Il propose dans [34] les plus récents résultats de l'évolution du "coefficient d'amortissement" k_p , coefficient directement relié à l'amortissement $\beta_{dB/\lambda}$ en dB/λ par la relation suivante:

$$\beta_{dB/m} = k_p \cdot f_{kHz} \quad \text{et} \quad \beta_{dB/\lambda} = k_p \cdot \frac{c_1}{1000} \quad (2.8)$$

Dans [34] sont à la fois présentés une compilation de ses mesures d'atténuation des ondes de compression dans les sédiments en fonction de la porosité et en fonction de la granulométrie (sur la figure 2.11). Nous avons donc choisi à partir de ces mesure une valeur moyenne "type" de l'atténuation $\beta_{dB/\lambda}$ pour les premières dizaines de centimètres de la couche superficielle du fond. Les inhomogénéités et les variations des paramètres tels la porosité existent dans cette couche, ce qui provoque des fluctuations locales de l'atténuation. Notre choix de $\beta_{dB/\lambda}$ est donc aussi délicat que ceux de la densité et de la célérité. Pour la roche, la

| Type de | Vase molle | Vase | Vase - sable | Sable tres fin | Sable | Gravier | Roche |
|----------------------|------------|------|--------------|----------------|-------|---------|--------|
| $\beta_{dB/\lambda}$ | 0,15 | 0,15 | 0,20 | 0,20 | 0,80 | 0,50 | (0,10) |

Tableau 2.3: Choix des valeurs de l'atténuation de l'onde de compression $\beta_{dB/\lambda}$ pour les sept classes prédéfinies.

valeur de l'atténuation de l'onde de compression n'est pas significative (même remarque que pour le choix de μ) car nous remarquerons par la suite que la part de réverbération de volume dans les fonds durs est négligeable dans notre étude. En fait la réverbération de volume comparée à la réverbération d'interface aux incidences et aux fréquences considérées, n'est réellement à prendre en compte que pour des fonds "mous" (vase très fluide, vase, vase-sable); pour des fonds à granulométrie plus élevée, c'est la réverbération d'interface qui prédomine très largement. Ceci s'explique par la valeur relativement importante du coefficient de transmission pour les fonds les plus meubles, associée à un amortissement interne faible des ondes acoustiques (0.1 à 0.3 dB/longueur d'onde). Ainsi, aux incidences proches de la verticale, nous ne tenons pas compte du caractère solide de la roche qui

fait aussi intervenir les ondes de cisaillement; nous faisons l'hypothèse simplificatrice que tous les fonds rencontrés sont fluides (pas d'ondes S). La réverbération de volume toujours inférieure de 10 à 20 dB à la réverbération d'interface est supposée négligeable pour les fonds "non mous" (Sables, Graviers et Roche). Cette hypothèse de "fond fluide" et les erreurs d'estimation des paramètres physiques internes de ces fonds - tels que β l'atténuation et μ le degré d'inhomogénéités n'est pas pénalisante pour modéliser les phénomènes de réverbération.

2.3 Caractéristiques de l'interface

Au contraire des paramètres précédents, le relief et la rugosité sont assez mal connus et il existe peu de mesures systématiques précises. Seules des photographies sous-marines, l'expérience des géologues marins, et quelques mesures de spectre de rugosité nous permettent d'estimer des valeurs de hauteurs et de pentes pour plusieurs types de fond. L'idée que la rugosité d'interface permet de discriminer les différentes nature de fond peut apparaître sans fondement. Mais les photographies sous-marines des fonds et l'observation à marée basse des sédiments côtiers permettent de constater que, selon la nature du fond, la morphologie de l'interface change assez nettement et qu'ainsi les pentes et les hauteurs sont plutôt faibles pour des fonds meubles (vase) et comparativement très élevées pour des fonds chaotiques (roche). Bien sur il existe des plateaux rocheux "lisses", des dunes de sable à fortes pentes mais cette hypothèse de rugosité croissante avec la granulométrie est l'hypothèse la plus généralisable (le but de notre étude n'étant pas de classer les exceptions mais les fonds marins les plus répandus). Nous supposons donc, par la suite, qu'il existe une relation entre la nature de fond et le micro-relief (rugosité). Certes, l'interface d'un fond de sable par exemple ayant une granulométrie bien précise peut être lisse ou ridée selon la dynamique des courants (présences de "taches ridées"). Mais comme la surface au fond insonifiée par un sondeur est au minimum de l'ordre de la centaine de mètres carrés, l'accumulation de réponses acoustiques sur la zone étudiée peut "gommer" par moyennage ces inhomogénéités de surface si les zones de rides sont clairsemées. En revanche, si la zone à rides est très étendue, comme un des critères de discrimination entre classes de fonds est la rugosité, les réponses risquent d'être faussées. Nous aborderons ce problème ultérieurement.

Comme les mesures acoustiques dépendent très fortement des caractéristiques de l'interface, cette étape dans le choix de paramètres est très importante. La variété des caractéristiques d'interface des fonds marins est infinie mais pour une nature de fond donnée, en général, les mêmes tendances se retrouvent. Malgré cette infinité de configurations possibles, nous ferons l'hypothèse, que les surfaces sont assez régulières. Soit $\zeta(x, y)$, la valeur de la hauteur d'un point de l'interface repéré par $(O, \vec{r}) = (x, y)$. Le plan de référence étant choisi horizontal et situé de telle façon que $\langle \zeta \rangle = 0$, nous supposerons tout d'abord que cette

fonction est:

- aléatoire,
- réelle,
- stationnaire d'ordre 2 (sur une surface relativement limitée),
- centrée ($\langle \zeta \rangle = 0$),
- isotrope, la fonction de corrélation du déplacement $\zeta(\vec{r})$ s'écrit donc :

$$\Gamma(\rho) = \langle \zeta(\vec{r}_1)\zeta(\vec{r}_2) \rangle \quad \text{avec } \rho = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \quad (2.9)$$

(pas de fonds à rides),

- et gaussienne.

Ce qui donne localement:

$$\langle \zeta \rangle = 0 \quad \text{et} \quad \langle \zeta^2 \rangle = \sigma_0^2 \quad (2.10)$$

si l'on considère que σ_0 est l'écart-type *local* des hauteurs de l'interface (*i.e.* la rugosité locale).

Soit W , la densité spectrale de rugosité normalisée. $\Gamma(\vec{\rho})$ et $W(\vec{K})$ sont liés par la relation suivante (transformée de Fourier spatiale de la fonction d'autocorrélation):

$$W(\vec{K}) = \left[\frac{1}{2\pi} \right]^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\rho) e^{-i\vec{K}\cdot\vec{\rho}} d\vec{\rho} \quad (2.11)$$

ou encore:

$$\Gamma(\vec{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\vec{K}) e^{i\vec{K}\cdot\vec{\rho}} d\vec{K} \quad (2.12)$$

K est le nombre d'onde spatial (en m^{-1}). Dans le cas purement gaussien [64], la fonction de corrélation peut prendre localement la forme suivante (Thorsos [71]):

$$\Gamma(\vec{\rho}) = \sigma_0^2 e^{-\frac{\rho^2}{L^2}} \quad (2.13)$$

L étant la longueur de corrélation spatiale.

L'écart type des pentes δ se définit par la relation suivante:

$$\delta^2 = \left\langle \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)^2 \right\rangle \quad (2.14)$$

et δ et σ_0 sont liés par:

$$\delta = \frac{2\sigma_0}{L} \quad (2.15)$$

Pour décrire le comportement de la fonction ζ , nous avons préféré choisir la distribution suivante, proche d'une gaussienne: la fonction ζ est choisie centrée sur h et est tronquée à ses extrémités (à 5%), ce qui représente aussi bien la réalité *in situ* mais facilite le calcul aux limites $+\infty$ et $-\infty$.

$$R_h(z) = \frac{\exp(-\frac{(z-h)^2}{2\sigma^2})}{A} \quad \text{si } z \in [0, 2h], \quad (2.16)$$

$$= 0 \quad \text{sinon} \quad (2.17)$$

$$\text{avec } \sigma = h/\sqrt{6} \quad (2.18)$$

$$\text{et } A = \int_0^{2h} \exp(-\frac{(z'-h)^2}{2\sigma^2}) \cdot dz' \quad (2.19)$$

Nous appelons h la hauteur de l'interface, σ et h étant les paramètres de rugosité et de hauteur d'interface pour une surface donnée quelle que soit sa dimension.

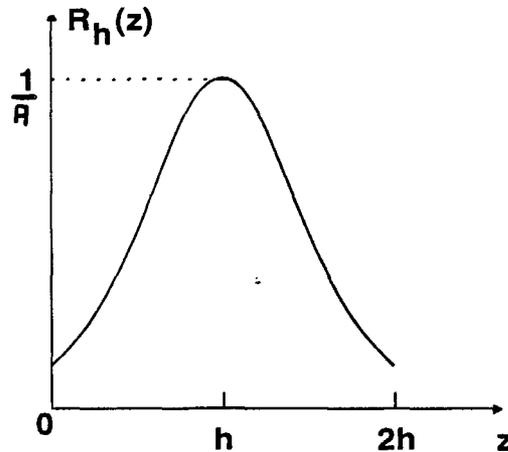


Figure 2.12: Fonction de distribution des hauteurs d'interface R_h

C'est le paramètre h (proportionnel à σ) que nous utiliserons par la suite pour modéliser l'enveloppe temporelle du signal réverbéré par les fonds. Il permet de mieux avoir à l'esprit l'ordre de grandeur du relief de l'interface.

Le choix des valeurs de δ est fait en partant de l'hypothèse que les fonds mous (à granulométrie faible) ne supportent pas ou peu de relief ($\delta < 5^\circ$) alors que pour des fonds à granulométrie forte, le relief, donc δ , est en moyenne beaucoup plus important (les valeurs de δ étant extrêmes pour des fonds de roche ($\delta > 10^\circ$)). Nous avons donc choisi des valeurs de δ globalement croissantes en fonction de la taille granulométrique des fonds. Les valeurs de δ et de h_0 sont choisies légèrement plus fortes que les valeurs voisines pour prendre en compte la présence courante de fonds superficiellement bioturbés (petites bosses provoqués par les réjections des vers par exemple). (2.4).

| Type de fond | Vase molle | Vase | Vasesable | Sable tres fin | Sable | Gravier | Roche |
|-------------------------|------------|------|-----------|----------------|-------|---------|-------|
| δ (en degres) | 3 | 4 | 3 | 4 | 6 | 7 | 11 |

Tableau 2.4: Choix des valeurs de l'écart-type des pentes δ pour les sept classes prédéfinies.

Soit h_0 la hauteur locale de l'interface correspondant à une surface au fond réduite (d'environ $100m^2$ par exemple). Une telle superficie permet de considérer ses propriétés de hauteurs et de pentes comme purement gaussiennes et stationnaires. Les paramètres δ et h_0 sont évidemment très liés par la relation faisant intervenir la longueur de corrélation spatiale moyenne du fond (équation 2.15). Nous avons supposé que pour les fonds de 1 à 6, le rapport δ/h_0 était à peu près le même (donc de même longueur de corrélation). En revanche, pour la roche dont le relief est beaucoup plus chahuté nous avons choisi $\delta = 15^\circ$ et $h_0 = 0,5m$. L'estimation de ces ordres de grandeur pour chaque type de fond est faite *a priori*.

L'observation des fonds marins montre qu'à de grandes distances horizontales, (au delà de quelques mètres à quelques dizaines de mètres), les grandeurs caractérisant l'interface ne peuvent plus être considérées comme constantes, et le processus n'est plus strictement stationnaire. Par exemple, l'existence d'irrégularités d'interface à plus grande échelle modifie localement la hauteur moyenne $\langle \zeta \rangle$. Les spectres et les fonctions de corrélation des interfaces des fonds marins, n'ont donc, malgré leur définitions premières, un sens que localement. Même si les propriétés locales (sur quelques dizaines mètres carrés) restent plus ou moins inchangées, si l'on se déplace d'une distance r sur un fond de même nature, on ne peut pas considérer la fonction ζ comme stationnaire sur toute la zone explorée (figure 2.13). C'est le cas par exemple d'une interface comportant une rugosité à grande échelle provoquant des variations à grandes distances de $\langle \zeta \rangle$ à laquelle s'ajoute une rugosité

| Type de fond | Vase molle | Vase | Vasesable | Sable tres fin | Sable | Gravier | Roche |
|------------------|------------|------|-----------|----------------|-------|---------|-------|
| h_0 (en cm) | 3 | 5 | 3 | 5 | 7 | 9 | 50 |

Tableau 2.5: Choix des valeurs de l'écart-type des hauteurs h_0 pour les sept classes prédéfinies.

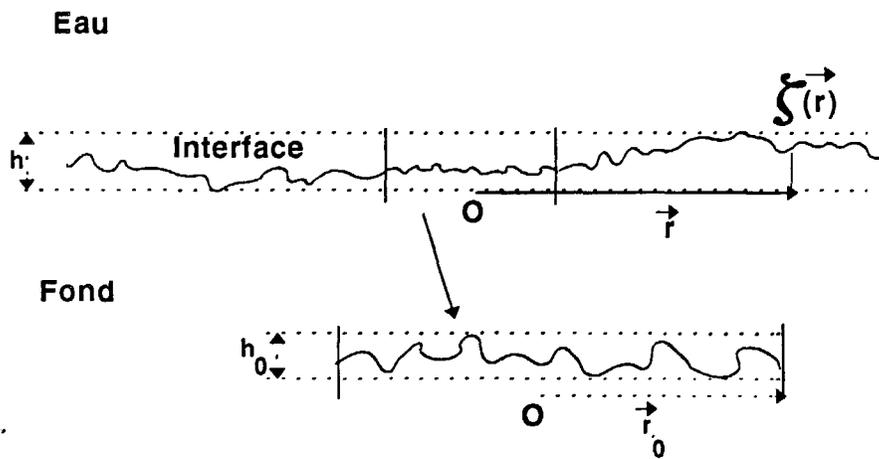


Figure 2.13: Ecart-type local h_0 des hauteurs de l'interface comparé à h correspondant à de plus grandes distances.

de petite échelle qui influe fortement sur la réverbération à haute fréquences. Pour palier à ce problème, Kolmogorov (Ishimaru [39] Appendix B) a proposé de ne plus considérer la fonction ζ comme stationnaire mais plutôt de considérer stationnaire la *différence* de hauteurs $[\zeta(\vec{r} + \vec{r}_0) - \zeta(\vec{r}_0)]$. Ainsi, Kolmogorov utilise pour décrire ce phénomène ce qu'il appelle une "fonction de structure" du processus ζ qui représente l'évolution de la distance quadratique moyenne entre hauteurs, définie ainsi:

$$D(\vec{r}) = \langle |\zeta(\vec{r} + \vec{r}_0) - \zeta(\vec{r}_0)|^2 \rangle \quad (2.20)$$

Cette fonction étant liée à la fonction d'autocorrélation Γ , elle peut aussi s'écrire:

$$D(\vec{r}) = 2\Gamma(0) - 2\Gamma(\vec{r}) \quad (2.21)$$

Si l'écart r entre les points est grand devant la longueur de corrélation ($r \gg L$), $\Gamma(\vec{r})$ devient négligeable devant $\Gamma(0)$ et sur la zone considérée

$$\Gamma(0) = \sigma^2 \quad (2.22)$$

Comme le processus est quand même localement stationnaire et supposé isotrope, $D(\vec{r}) = D(r)$. A partir de ces considérations, Ishimaru [39] obtient l'expression suivante de la fonction de structure $D(r)$:

$$D(r) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - \cos(\vec{K} \cdot \vec{r})) W(\vec{K}) d\vec{K} \quad (2.23)$$

Et pour décrire de tels processus, Jackson *et al.* [42] proposent une expression de W prenant cette forme:

$$W(K) = BK^{-\gamma} \quad (2.24)$$

$$\text{avec } \eta = \frac{\gamma}{2} - 1 \quad (2.25)$$

$$\text{et } 0 < \eta < 1 \quad (2.26)$$

$$\text{donc } 3 < \gamma < 3,5 \quad (2.27)$$

B étant une constante de normalisation. ce qui conduit à une expression de la fonction de structure ayant cette expression:

$$D(r) = C_h^2 r^{2\eta} \quad (2.28)$$

C_h^2 est une variable ne dépendant que de η et de B , elle est donc fixée pour un fond donné. Son expression littérale est donnée par Jackson dans [42] mais ici, nous ne l'utiliserons pas. Cette valeur de η permet de prévoir l'évolution de $\langle \zeta^2 \rangle$ en fonction de r la distance par rapport à un point de référence. Les mesures *in situ* effectués par Jackson *et al.* [42] [41] et De Moustier [23] [24] ont permis de fixer des ordres de grandeur de η . Schématiquement,

- $\eta \approx 0.5$ pour des fonds généralement très lisses à grande échelle (vases très fluides).
- $\eta \approx 0.6$ pour la majorité des sédiments (Vases, Sables, Gravieres).
- $\eta \approx 1.0$ pour des fonds rocheux à relief très chahutés.

En mesurant les caractéristiques de l'interface sur une petite étendue, et si $r_0 \gg L$, nous pouvons écrire:

$$D(r_0) \approx 2\Gamma(0) = 2\sigma_0^2 \quad (2.29)$$

$$D(r_0) = C_h^2 r_0^{2\eta} \quad (2.30)$$

De même, sur une surface plus étendue avec toujours $r \gg L$,

$$D(r) \approx 2\Gamma(0) = 2\sigma^2 \quad (2.31)$$

$$D(r) = C_h^2 r^{2\eta} \quad (2.32)$$

Rappelons que $\sigma_0 = h_0/\sqrt{6}$ et $\sigma = h/\sqrt{6}$. Connaissant η et en couplant les relations 2.29, 2.30, 2.31 et 2.32, nous pouvons écrire:

$$D(r)/D(r_0) = h^2/h_0^2 = r^{2\eta}/r_0^{2\eta} \quad (2.33)$$

Cette relation permet donc de lier h à h_0 ainsi:

$$h = h_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\eta \quad (2.34)$$

r_0 étant la distance moyenne entre deux points d'une surface S_0 de référence vérifiant toutes les hypothèses de stationnarité. Cette relation liant h à h_0 nécessite deux commentaires:

- La relation 2.31 est contestable dans la mesure où *a priori* l'hypothèse de stationnarité n'est supposée valable que localement. Son extension à des distances r non locales n'est donc pas forcément juste ce qui rend la relation 2.34 tout aussi contestable. Cependant, nous verrons par la suite que la comparaison entre la réalité expérimentale et le modèle basé sur cette relation est bonne.
- Cette relation impose d'emblée une loi d'évolution de l'écart-type de la hauteur de l'interface en fonction de la dimension de la zone insonifiée et ceci en dépit du nombre infini de configurations de relief rencontré.

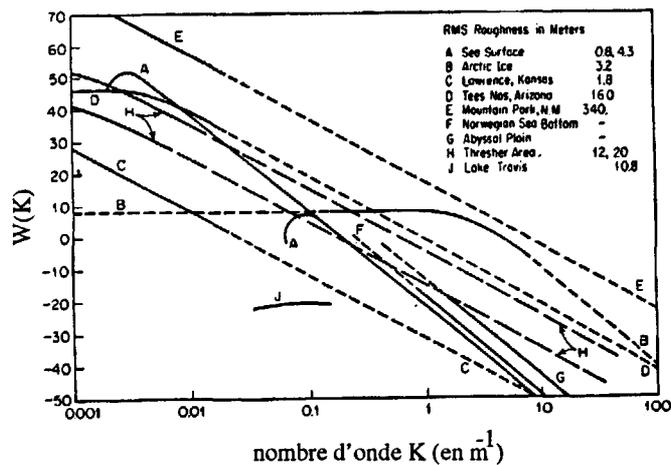


Figure 2.14: Densité spectrale de rugosité d'interface d'après Marsh . Les courbes A et B sont des spectres de la surface de la mer et de surfaces glaciaires, les courbes C, D et E des spectres de terres émergées, et les courbes F, G, H et J de fonds marins.

Mais 2.34 reste néanmoins la plus généralisable à tous les types de fonds.

Pratiquement, en ayant à l'esprit que l'émission et la réception d'un sondeur sont concentrées dans une direction privilégiée de l'espace (un cône de quelques degrés par exemple) la dimension de la surface insonifiée au fond varie selon la hauteur d'eau H . Cette variation de dimension modifie donc sans cesse l'écart-type des hauteurs de l'interface h . Nous utiliserons donc, par la suite, cette dernière relation.

Pour conforter ces hypothèses, il existe malheureusement assez peu de mesures systématiques de densité spectrale de rugosité d'interface. Citons cependant les mesures de Igarashi et al. [38], de Fox et al. [29] de Berkson et al. [7], de Akal et Hovem [2] et de Marsh [54]. Par exemple, Marsh en a rassemblé quelques unes sur la figure 2.14. La tendance est presque toujours la même (proche d'une évolution en K^{-3}) ce qui malgré tout conforte l'hypothèse du processus de Kolmogorov pour décrire la fonction ζ dont le spectre suit une loi en $K^{-11/3}$. A noter sur la figure 2.14 la courbe J qui semble constante. Ce phénomène semble assez marginal mais révèle bien l'existence d'une multiplicité de configurations de forme de l'interface.

Bilan des paramètres choisis

Nous proposons dans le tableau suivant les valeurs des paramètres géo-acoustiques caractéristiques choisies pour les sept classes de fond prédéterminées.

| Type de fond | Vase molle | Vase | Vase – sable | Sable très fin | Sable | Gravier | Roche |
|----------------------|------------|------|--------------|----------------|-------|---------|--------|
| c_1 (en m/s) | 1520 | 1520 | 1600 | 1650 | 1750 | 2200 | 4000 |
| ρ_1 | 1,50 | 1,50 | 1,70 | 1,75 | 1,95 | 2,00 | 2,60 |
| $\beta_{dB/\lambda}$ | 0,15 | 0,15 | 0,20 | 0,20 | 0,80 | 0,50 | (0,10) |
| δ (en degrés) | 3 | 4 | 3 | 4 | 6 | 7 | 11 |
| h_0 (en cm) | 3 | 5 | 3 | 5 | 7 | 9 | 50 |
| μ (en %) | 5 | 3 | 2 | < 1 | 3 | < 1 | < 1 |

Tableau 2.6: Bilan du choix des paramètres géo-acoustiques caractéristiques pour les sept classes prédéfinies.

Chapitre 3

Réverbération des ondes acoustiques par les fonds marins

3.1 Index de réverbération

Il est nécessaire de définir "le pouvoir diffusant" intrinsèque d'une cible indépendamment de sa taille et de la distance entre la cible et le point d'observation. Cette grandeur est généralement appelée "index de réverbération" en acoustique sous-marine.

3.1.1 Définition

Soient I_{inc} l'intensité du champ d'ondes supposées planes incidentes dans la direction donnée par l'angle ϕ , I_{dif} l'intensité du champ de pression diffusé par une surface ou un volume unité, à une distance de 1 mètre dans la direction donnée par θ (figure 3.1). L'index de réverbération bi-directionnel $M_s(\phi, \theta)$ de surface et $M_v(\phi, \theta)$ pour un volume diffusant se définit ainsi:

$$M_s(\phi, \theta) = 10 \cdot \log\left(\frac{I_{dif}}{I_{inc}}\right) \quad (3.1)$$

$$M_v(\phi, \theta) = 10 \cdot \log\left(\frac{I_{dif}}{I_{inc}}\right) \quad (3.2)$$

Quand la direction de mesure du champ d'ondes réverbérées se confond avec la direction d'émission ($\phi = \theta$), $M_s(\phi, \theta)$ et $M_v(\phi, \theta)$ deviennent respectivement $M_s(\phi)$ et $M_v(\phi)$, alors appelés "index de rétrodiffusion". Ces fonctions expriment la capacité d'une surface ou d'un volume à rétrodiffuser une onde incidente. Elles ne dépendent à une fréquence donnée que des caractéristiques physiques propres de la surface (ou du volume diffusant) et de la

direction d'observation de ces cibles. $M_s(\phi, \theta)$ et $M_v(\phi, \theta)$ s'expriment respectivement en dB/m^2 et en dB/m^3 .

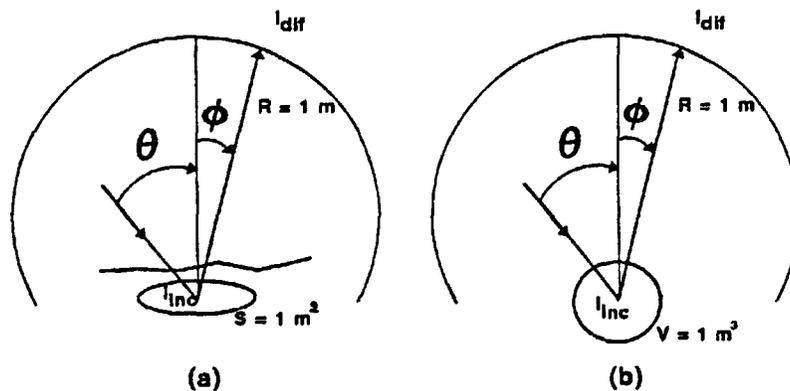


Figure 3.1: schéma représentant la géométrie de diffusion par une surface S (a) et par un volume V (b).

Les fonds marins sont généralement assimilés à une interface rugueuse (eau-sédiment) en dessous de laquelle se trouve un volume inhomogène. La réverbération des fonds peut être assimilée à la sommation de deux contributions énergétiques (figure 3.2):

- Une contribution dite "d'interface" engendrée par le contraste d'impédance entre l'eau de mer et le sédiment et l'effet de rétrodiffusion des ondes due à la rugosité de l'interface.
- Une deuxième contribution sub-interface dite de "volume" provenant de la diffusion par les inhomogénéités de ce volume d'une partie de l'onde transmise au travers de l'interface.

A chaque contribution est donc associé respectivement un index de réverbération d'interface M_s et un index de réverbération de volume M_v . La valeur de l'index $M_s(\phi)$ est principalement sensible à l'impédance et à la rugosité de la surface S considérée et $M_v(\phi)$ est quant à lui surtout sensible à la présence d'inhomogénéités et à leur distribution spatiale dans le volume.

En respectant les conditions de champ lointain ($R \gg l^2/\lambda$, l étant la dimension linéaire moyenne de la cible diffusante), l'expression du champ de pression diffusé I_{diff} à une distance R d'une surface diffusante S s'exprime de la façon suivante (Brekhovskikh & Lysanov [10] 9.3.7):

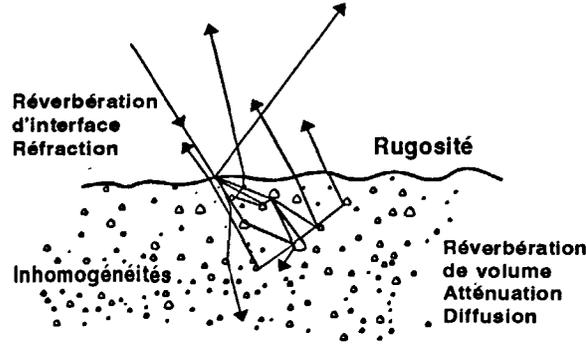


Figure 3.2: Mécanismes de réverbération du fond

$$I_{dif} = \frac{I_{inc} \cdot S \cdot m_s(\phi, \theta)}{R^2} \quad (3.3)$$

ou m_s est appelé "coefficient de diffusion d'interface" sachant que M_s et m_s sont liés par la relation:

$$M_s(\phi) = 10 \cdot \log(m_s(\phi)) \quad (3.4)$$

De même, pour un volume V (d'après [10] 10.2.9),

$$I_{dif} = \frac{I_{inc} \cdot V \cdot m_v(\phi, \theta)}{R^2} \quad (3.5)$$

m_v est appelé "coefficient de diffusion de volume", il est lié à M_v par la relation:

$$M_v(\phi) = 10 \cdot \log(m_v(\phi)) \quad (3.6)$$

Les index M_s et M_v sont les seuls liens entre la mesure d'énergie acoustique rétrodiffusée et les paramètres géo-acoustiques des fonds. Quelque soit l'instrumentation utilisée, les signaux reçus traduisent toujours, de façon plus ou moins directe, le pouvoir réverbérant du fond en fonction d'un angle solide de visée et d'un angle solide de réception (généralement tous deux confondus). La bonne connaissance du comportement angulaire des index de plusieurs types de fond est donc essentielle afin de caractériser les fonds. Mais la mesure acoustique ne permet généralement pas d'accéder séparément à l'une des deux contributions énergétiques. Il est presque toujours impossible de mesurer soit M_s , soit M_v , parce que les contributions d'interface et de volume se superposent lors de la mesure et donnent un index global des fonds M_t donné par:

$$M_t(\phi) = 10 \cdot \log(m_s(\phi) + m_v(\phi)) \quad (3.7)$$

3.1.2 Mesures d'index de réverbération du fond M_t

Les premières mesures de M_t furent motivées par les problèmes rencontrés en propagation des ondes sonores dans le milieu marin (surtout les problèmes de réverbération à faible rasance par la surface de la mer et par les fonds). Urick [75] en 1954 fut un des premiers à mesurer les propriétés directionnelles et fréquentielles de l'index de rétrodiffusion M_t de façon systématique pour des fonds de nature différente. Régulièrement, de nombreux auteurs, en particulier McKinney & Anderson [57] et Wong & Chesterman [79], ont complété et diversifié ces premières mesures en faisant varier des paramètres (fréquence et angle d'incidence) et en introduisant plusieurs termes correctifs dans la modélisation utilisée pour l'interprétation des résultats de mesures:

- un facteur de perte par absorption et par divergence dans la tranche d'eau,
- l'ouverture du diagramme de directivité des transducteurs.

Ces travaux ont permis de construire les premiers modèles empiriques d'index $M_t(\phi, f)$. Malgré quelques conclusions opposées, il est apparu que les mesures angulaires d'index variaient, pour la plupart des cas,

- selon une loi proche de la loi de Lambert (en $\cos^\kappa \phi$, $1 < \kappa < 3$) pour des incidences non verticales,
- et plus brusquement aux incidences proche de la verticale ($\phi < 20$ à 30°).

En fonction de la fréquence, le niveau de l'index suit une évolution en f^n (n prenant toutes les valeurs de 0 à 3 selon les auteurs), cette loi de dépendance fréquentielle traduisant les effet cumulés de la réverbération d'interface et de volume. En réalité, cette dépendance est plus complexe qu'une évolution en f^n : elle dépend autant de la dimension des échelles de rugosité de l'interface que de la dimension des inhomogénéités diffusantes du volume par rapport à la longueur d'onde λ .

Nous avons concentré notre attention sur les travaux basés sur des hypothèses adaptées aux conditions habituelles d'utilisation d'écho-sondeurs. Ces principales conditions se résument ainsi:

- Signaux dans une gamme de fréquence élevée ($20 \ll f \ll 200kHz$), rugosités verticales d'interface relativement importantes devant la longueur d'onde.
- Approximation de Kirchhoff valide (interface suffisamment "lisse" sans zones d'ombres donc à rayon de courbure local \mathcal{R} important).

- Réverbération dans la zone de Fraunhofer (en champ lointain), c'est à dire à une distance R telle que l'on puisse supposer que tous les points de l'élément de surface ou de volume diffusant sont "vus" par l'hydrophone de réception sous le même angle.
- Incidences relativement faibles $\phi \leq 40^\circ$.

Il faut regretter que la majorité des travaux expérimentaux et théoriques aient été effectués dans des conditions de mesure différentes de celles de notre étude (fréquence plus basse, rascasse assez faible correspondant à des caractéristiques de systèmes sonar à usage militaire). Les lois empiriques ou les modèles de réverbération ainsi obtenus ne sont pas forcément inadaptés à notre cas mais nécessitent des précautions d'utilisation.

Nous détaillerons donc aussi quelques travaux menés à assez basses fréquences ($f > 3$ à $4kHz$), à incidences plus fortes (jusqu'à 60° environ) pour bien comprendre les propriétés directionnelles et fréquentielles des index tout en sachant que leur validité à haute fréquence ou à incidence faible n'est pas du tout évidente.

- a) Urick [75] [76] [77] présente pour la première fois en 1954 des mesures de ce qu'il appelle "Scattering Strength" (définition exacte de l'index M_t). Il effectue des mesures sur plusieurs types de fond (de Vase à Roche) en fonction de l'incidence et de la fréquence (de 10 à $60kHz$) et tire trois conclusions principales.
 - M_t varie peu en fonction de la fréquence (entre f^0 et f^2) (figure 3.3),
 - M_t semble suivre une loi proche de la loi de Lambert en fonction de l'incidence (loi en $\cos^2 \phi$) à des angles intermédiaires $20^\circ < \phi < 80^\circ$; mais aux angles d'incidence proche de la verticale ($\phi < 20^\circ$), il varie plus vite que la loi de Lambert.
 - M_t varie plus vite avec ϕ pour des fonds vaseux ou sableux que pour des fonds de roche. (figure 3.4)

Il attribue le comportement angulaire de M_t plus à la rugosité de l'interface qu'à la taille des grains et explique les fortes valeurs de ces index en incidence verticale pour des fonds à faible granulométrie par l'influence de la réflexion spéculaire.

Par la suite, McKenzie [56] et surtout McKinney & Anderson [57] (en 1964) présentent des résultats de mesures sur des fonds aussi variés (de vase à roche, $12.5 < f < 290kHz$) et complètent les premières constatations de Urick [75]. Selon eux,

- l'index est sensible par ordre d'importance à:
 - * la rugosité,
 - * la pénétration (donc à la taille des grains et la porosité).

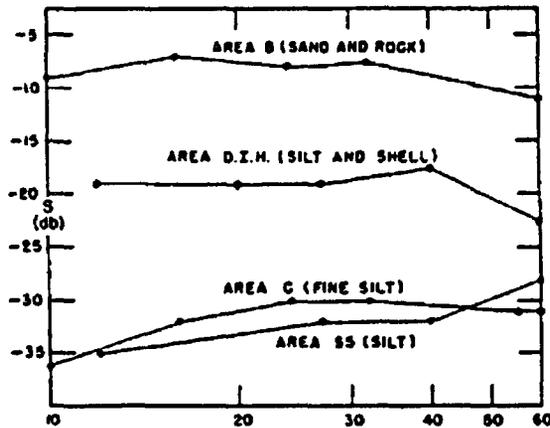


Figure 3.3: Comportement de l'index M_t (en dB) en fonction de la fréquence (en kHz) d'après Urick .

- Pour la roche, M_t ne semble pas dépendre de la fréquence mais il suit une loi en $f^{1.6}$ pour des fonds de sable sur un socle dur.
- L'index suit une loi de Lambert modifiée aux angles non extrêmes ($20 < \phi < 80^\circ$):

$$M_t = 10. \log \mu_\kappa \cos^\kappa \phi = 10. \log \mu_\kappa + 10. \log \cos^\kappa \phi \quad (3.8)$$

μ_κ étant une constante adaptée au type de fond, indépendante de la fréquence dans une gamme allant de 0.5 à 60 kHz.

Si toute l'onde incidente était redistribuée dans le demi espace supérieur (*i.e.* pas de pénétration) alors μ_κ vaudrait $1/\pi$ soit $10. \log(1/\pi) = -5 \text{ dB}$.

Pour Bunchuk & Zhitkovskii κ vaut 1 (loi en $\cos \phi$ dite de "Lommel -Seeliger").

Pour Urick [75] $\kappa = 2$ pour des fonds très rugueux.

En choisissant $\kappa = 2$ pour ajuster une loi de Lambert à leur mesures, $10. \log \mu_\kappa$ doit valoir:

- -27 dB pour McKenzie [56]
- -24 dB pour McKinney & Anderson [57]

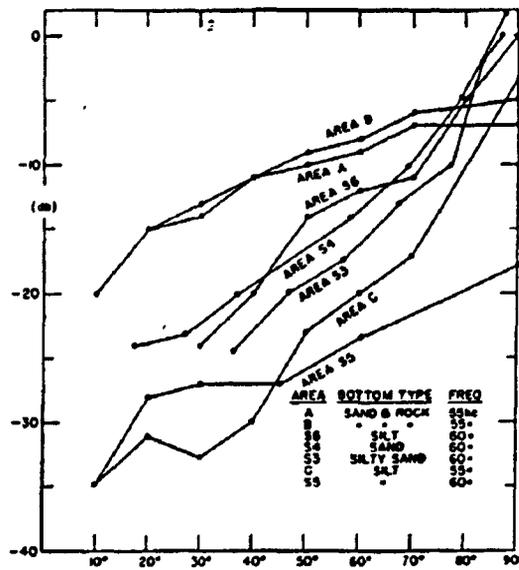


Figure 3.4: Mesure de l'index pour plusieurs fonds en fonction de la rasance $(\frac{\pi}{2} - \phi)$ (Urlick)

– -28 dB pour Burstein & Keane [15]

soit un écart assez important pour des fonds ayant la même nomenclature. Mais cette loi de Lambert ne suit assez bien la réalité à incidence verticale que pour des fonds parfaitement diffusant donc très rugueux.

- b) Burstein & Keane [15] utilisent eux une formule empirique permettant à basse fréquence (1 à 3 kHz donc rugosités faibles) de suivre correctement les index pour $\phi < 25^\circ$ (donc à incidence faible):

$$M_t(\phi) = -a + b \log\left(\frac{1}{\tan \phi}\right) \quad (3.9)$$

a et b étant des constantes du même ordre de grandeur que μ_κ . Au delà de 25° , c'est la loi de Lambert qui est considérée avec μ_κ pris tel que $10 \cdot \log \mu_\kappa = -28 \text{ dB}$.

- c) McKinney & Anderson observent la fluctuation de niveaux absolus selon les conditions de mesure et soulignent la nécessité de mieux prendre en compte l'instrumentation de mesure (directivité, temps d'impulsion), le type de fond (relief et granulométrie) et les conditions de propagation dans l'équation du sonar pour affiner les mesures d'index. Le modèle de McKinney & Anderson a été généralisé par la suite par une formule très empirique fréquemment utilisée pour la chasse aux mines dans la gamme 12,5 – 290 kHz (figure 3.6). Il est appelé "Modèle de McKinney-Anderson modifié". M_t s'écrit (d'après [74]):

$$M_t(\phi, f, m) = 10 \cdot \log \left[2,53 \cdot C \cdot f^{3,2-0,8m} \cdot 10^{2,8m-12} + 10^{-4,5} \right] \quad (3.10)$$

m dépendant du fond:

- $m = 1$ pour la vase
- $m = 1,5$ pour le sable fin
- $m = 2$ pour le sable moyen
- $m = 2,5$ pour le sable grossier
- $m = 3$ pour le gravier

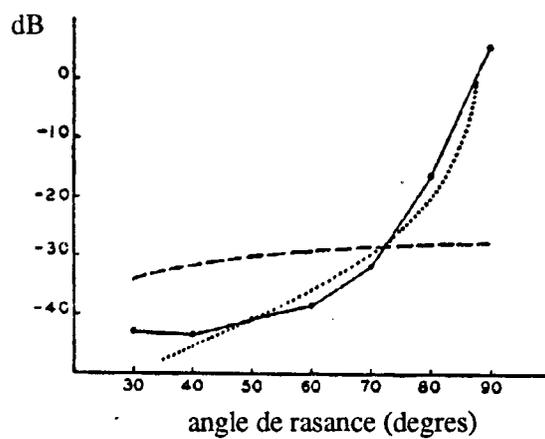
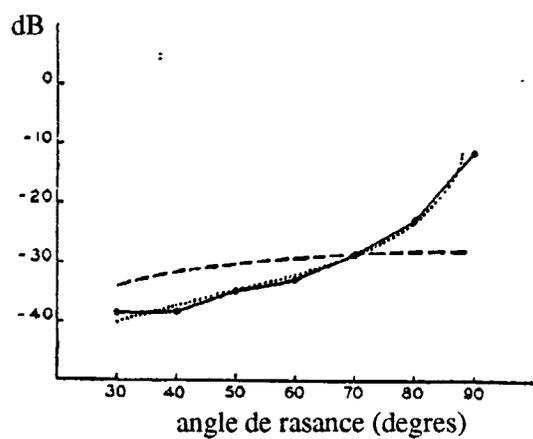


Figure 3.5: Index de réverbération M_i d'après Burstein et Keane sur deux sites. Traits continus: mesures in situ; Traits pointillés: formule de Burstein et Keane; Traits discontinus: Loi de Lambert.

avec

$$C = B.(\cos \phi + 0,19)^{m \sin^{16} \phi} \quad (3.11)$$

$$B = 1 + 125.e^A \quad (3.12)$$

$$A = -2,64.(m - 1,75)^2 - \frac{50. \tan^2 \phi}{m} \quad (3.13)$$

Ce modèle adopte un terme de dépendance fréquentielle variable selon le type de fond, par exemple en

- $f^{2,4}$ pour la vase
- $f^{1,6}$ pour le sable moyen
- $f^{0,8}$ pour le gravier

Cette dépendance fréquentielle semble quelque peu exagérée pour la vase et le sable fin sur une si large gamme de fréquence (différence de 32 dB entre 12 et 290 kHz pour la vase...). Cette loi est aussi en contradiction avec les articles de Zhitkovskii & Lysanov [80] (1967), Bunchuk & Zhitkovskii [12] (1980) et Bunchuk, Zhitkovskii & Lysanov [13] qui constatent une quasi-indépendance fréquentielle à haute fréquence (indépendance également prévue dans les modèles théoriques).

D'autre part, le GESMA ¹ [74] a développé un modèle qui résulte d'une synthèse des index existant dans la littérature. Bien que très sommaire, il est couramment utilisé pour fixer les ordres de grandeurs en prédiction de performances pour les sonar chasse mines. M_t vaut:

- $-60 + 13 \log \alpha$ pour la Vase
- $-67 + 28 \log \alpha$ pour la Vase + Sable
- $-47 + 21 \log \alpha$ pour le Sable dur
- $-37 + 21 \log \alpha$ pour le Gravier
- $-16 + 7 \log \alpha$ pour la Roche

α étant la rasanse en degrés.

- d) En 1967, Zhitkovskii & Lysanov [80] constatent que la diffusion à incidence faible est due majoritairement à la réflexion par les grandes irrégularités de l'interface ayant de faibles pentes et que le signal rétro-diffusé est pratiquement indépendant de la fréquence (au dessus de 20 kHz certainement).

¹Groupement d'Etudes Sous-Marine de l'Atlantique (BREST).

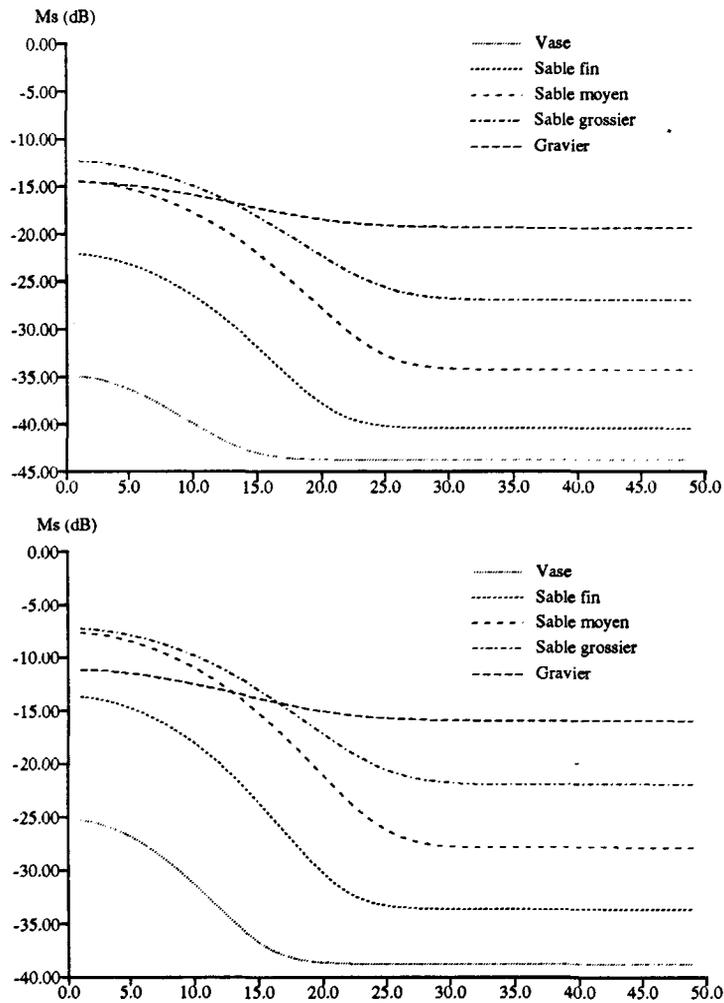


Figure 3.6: Index de réverbération M_t (McKinney & Anderson modifié) en fonction de l'incidence ($f = 38\text{ kHz}$ en haut et $f = 200\text{ kHz}$ en bas).

- e) Les travaux de Wong & Chesterman [79] font en 1972 un bilan comparatif de tous les travaux menés jusqu'alors. Ils mesurent tout d'abord α , le coefficient d'atténuation dans l'eau de mer à plusieurs fréquences (autour de $48kHz$), ils introduisent ce coefficient d'atténuation, le terme de perte par divergence, la directivité du transducteur à 3 dB et le temps d'impulsion dans l'équation du sonar et constatent des écarts de 25 dB pour M_t selon le type de fond. Ils obtiennent aussi des valeurs de $10 \cdot \log \mu_\kappa$ très dispersées pour une même station. Des écarts-types allant jusqu'à 7 à 8 dB sont mesurés pour un même fond. Wong & Chesterman attribuent ces écarts à la topographie du fond (rugosité), aux erreurs de mesure et aux conditions de ces mesures changeantes au cours du temps. Ils en arrivent aux conclusions suivantes:
 - La pénétration sub-interface joue probablement un rôle non négligeable pour des fonds à faible granulométrie (vase, argile).
 - La rugosité de l'interface eau-fond est le facteur déterminant dans les mécanismes de rétro-diffusion.
 - Une unique mesure de $10 \cdot \log \mu_\kappa$ est tout à fait insuffisante pour caractériser les fonds. Une approche par modélisation de la réverbération en fonction des caractéristiques morphologiques de l'interface est donc essentielle pour progresser vers une meilleure classification.
- f) En 1980, dans un article faisant une revue de tous les travaux de mesures d'index, Bunchuk & Zhitkovskii [12] confirment ces dernières observations et relativisent les résultats obtenus:
 - la décroissance des index en fonction de l'incidence est de plus en plus forte selon les natures de fonds suivantes: Roche, Vase-argile, Sable. Ceci s'explique par un fort étalement angulaire de la diffusion pour des fonds rugueux (Roche, Galets, Gravier) et par une forte réflexion spéculaire des fonds peu rugueux (Sable, Vase) aux incidences verticales.
 - la variabilité des index est très importante pour un fond donné mais la différence moyenne entre les index moyens des fonds est faible, elle peut excéder au maximum 10 dB (en contradiction avec la formule de Mc Kinney & Anderson modifié (figure 3.6)). En particulier, de faibles écarts séparent les index des fonds à faible granulométrie (entre fonds vaseux et fonds sableux).
 - Il ne semble pas y avoir de dépendance fréquentielle des index pour des fonds à rugosité large devant la longueur d'onde (le cas de cette étude); si elle existe, elle est très faible et seulement significative pour des fonds dont les dimensions de rugosité et d'inhomogénéités sont comparables à la longueur d'onde.

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND⁶⁷

Enfin, Bunchuk & Zhitkovskii insistent sur la possibilité de modéliser la réverbération des ondes sur le fond par l'unique réverbération de surface mais ils soulignent aussi que le comportement angulaire et fréquentiel de certains index, (surtout pour des fonds peu rugueux à faible taille de grain), ne peut s'expliquer que par l'existence d'une importante réverbération de volume. La prise en compte de la réverbération de volume dans la modélisation des index de réverbération théorique est donc impérative.

En conclusion, il apparaît que les diverses lois empiriques simples présentées ci-dessus sont incapables de répondre à la complexité du problème. Plusieurs constatations s'imposent:

- les niveaux des index sont très changeants pour des fonds ayant la même appellation (ce qui relativise les capacités d'identification des fonds marins par méthode acoustique).
- La dimension de la rugosité, des petits diffuseurs du fond provoque une évolution très libre du niveau de l'index dans certaines gammes de fréquence (phénomènes de résonance). Cependant il semble qu'il n'y ait généralement qu'une très faible dépendance fréquentielle (voire même une absence dans certains cas) au delà de $20kH z$.
- L'évolution des index en fonction de l'incidence peut se schématiser par la figure 3.7.
- Enfin, une approche théorique prenant en compte tous les paramètres physiques et géo-acoustiques des fonds est indispensable.

Parallèlement à ces mesures, de très nombreux travaux ont porté sur la modélisation de la réverbération d'ondes par des surfaces rugueuses afin de proposer des index de réverbération théoriques.

Afin de bien comprendre les mécanismes de la réverbération des ondes par le fond de la mer, il est tout d'abord nécessaire de discuter de la validité d'un certain nombre d'approximations faites par la suite.

3.2 Modélisation théorique de l'index de réverbération de fond

Hormis les fonds à rides (ou "ripples"), la surface des fonds marins est presque toujours distribuée de façon aléatoire. Sur une zone réduite, les hauteurs de l'interface eau-fond varient autour de la hauteur moyenne locale de quelques millimètres pour les fonds les plus lisses à quelques dizaines de mètres pour les cas extrêmes de dunes ou de roches. Mais les irrégularités de hauteurs d'interface sont rarement mono-échelle. Souvent, à de petites

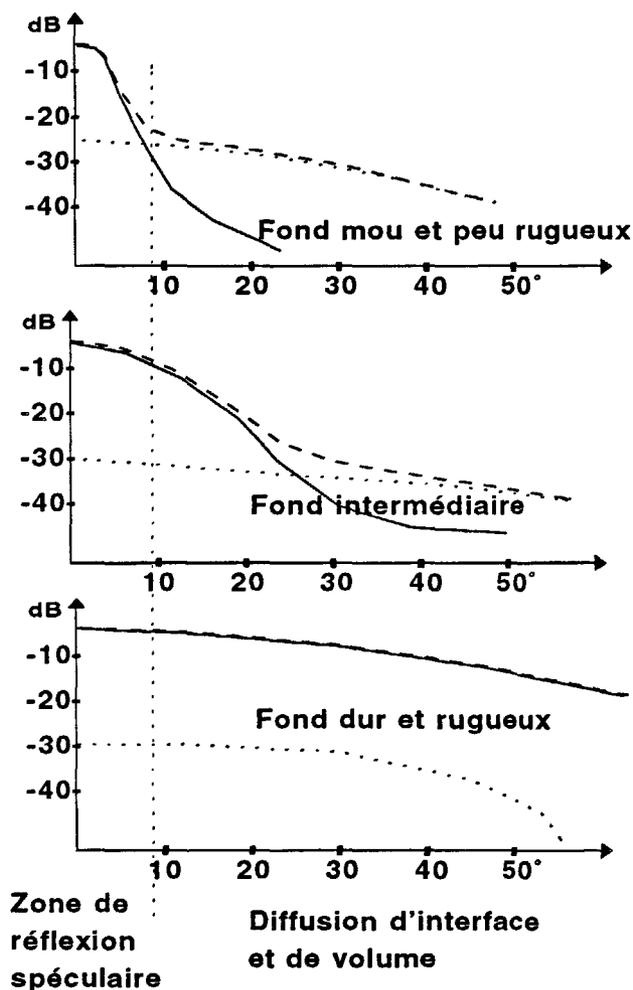


Figure 3.7: Index de réverbération M_s, M_v, M_t (revue des caractéristiques types selon la nature des fonds en fonction de l'incidence ϕ). Traits continus: index de réverbération d'interface M_s ; Traits pointillés: index de réverbération de volume M_v ; Traits discontinus: Index de réverbération total M_t

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND69

rugosités locales (dites "de petite échelle") s'ajoutent des variations de hauteurs bien plus importantes (dites "à grande échelle") et toutes deux difficiles à évaluer. Il est cependant nécessaire, en théorie de la diffusion des ondes sur une surface rugueuse, d'estimer les dimensions des composantes de la rugosité par rapport à la longueur λ d'une onde plane touchant le fond à une incidence donnée ϕ .

Rayleigh a défini un paramètre confrontant localement la longueur d'onde avec la dimension verticale des irrégularités d'une surface aléatoire:

$$P = 2k\sigma \cos \phi \quad (3.14)$$

- k est le nombre d'onde dans l'eau ($k = 2\pi/\lambda$).
- σ est la valeur moyenne quadratique locale (ou écart-type) de la fonction de profil du fond $\zeta(\vec{r})$ ($\vec{r} = (x, y)$). Cette fonction décrivant les hauteurs locales de l'interface ne peut être estimée qu'à partir de ses propriétés statistiques.

Ce paramètre P représente la différence moyenne de marche (ou de phase) entre les rayons réfléchis par différents points de l'interface rugueuse. Il s'obtient par calcul de la différence de marche locale entre deux rayons (figure 3.8),

$$\xi = 2h \cos \phi \quad (3.15)$$

cette expression se généralisant ensuite par moyennage à l'interface considérée toute entière:

$$\langle \xi \rangle = 2 \langle h \rangle \cos \phi = 2\sigma \cos \phi \quad (3.16)$$

P permet d'évaluer le rapport entre les hauteurs moyennes d'interface " $\sigma \cos \phi$ " et la longueur d'onde et ainsi de déterminer les proportions entre ondes réfléchies spéculairement et les ondes diffusées omnidirectionnellement, les phénomènes de diffusion dépendant très sensiblement de l'ordre de grandeur de P .

3.2.1 Cas $P \ll 1$: Approximation de Rayleigh-Rice

Le paramètre de Rayleigh est faible quand la rugosité apparente est faible devant la longueur d'onde:

$$\lambda \gg \sigma \cos \phi \quad (3.17)$$

Les effets de diffusion à l'interface sont mineurs, la réflexion est quasi-spéculaire, la différence de phase (entre les différents rayons réfléchis) est faible. Le champ d'onde réfléchi est dit "cohérent" (figure 3.9). P est d'autant plus faible que:

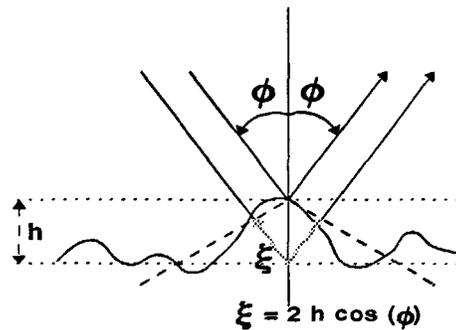


Figure 3.8: Différence de marche entre deux rayons parallèles réfléchis par une surface rugueuse.

- σ est faible,
- λ est grand (fréquence faible),
- ϕ (incidence) est fort.

L'hypothèse, couramment utilisée dans ce cas, est que l'interface perturbe faiblement le champ d'onde réverbéré et que la partie "incohérente" de ce champ est du second ordre. Les travaux menés par Clay & Medwin [20], Clay & Leong [19], Dunsiger & Cochrane [27] et Stanton [65], Kuo [44], Crowther [21] sont basés sur la validité de cette approximation de Rayleigh-Rice qui autorise la méthode de "Petites Perturbations" (MSP). Cette méthode suppose que le champ pression acoustique total dans le demi-espace supérieur (eau) s'écrit ainsi:

$$p(\vec{r}, \zeta(\vec{r})) = p_i(\vec{r}, \zeta(\vec{r})) + p_s(\vec{r}, \zeta(\vec{r})) \quad (3.18)$$

$$\text{avec } p_s(\vec{r}, \zeta(\vec{r})) \ll p_i(\vec{r}, \zeta(\vec{r})) \quad (3.19)$$

p_i est le champ de pression en absence de rugosité et p_s , le champ de pression diffusé de second ordre.

3.2.2 Cas $P \gg 1$

Les dimensions de la rugosité d'interface sont très supérieures à la longueur d'onde:

$$\lambda \ll \sigma \cos \phi \quad (3.20)$$

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND71

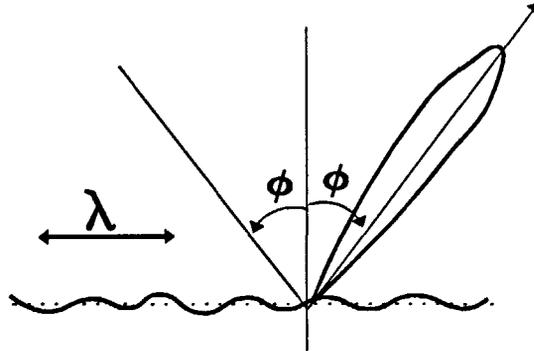


Figure 3.9: $P \ll 1$, réflexion quasi spéculaire (lobe de diffusion étroit).

La diffusion à l'interface est très forte et omnidirectionnelle. La part de réflexion spéculaire diminue fortement au détriment de la diffusion. Le champ d'onde réverbéré est alors dit "incohérent" (phase très aléatoire) (figure 3.10). P est d'autant plus fort que:

- σ est grand,
- λ est petit (fréquence élevée)
- ϕ est faible (incidence proche de la verticale).

Afin de connaître la part de la réflexion cohérente sur la réverbération totale, Clay & Medwin [20] ont défini un coefficient de réflexion cohérent par moyennage du champ de pression p réfléchi sur une surface rugueuse. Si la surface est plane, le coefficient de réflexion V d'une onde plane sur cette surface s'écrit (figure 3.11):

$$V = \frac{p(R_1 + R_2)}{p_i R_0} \quad (3.21)$$

Le trajet BC est virtuel, B est la source image, p_i est la pression initiale à la distance R_0 .

Dans le cas d'une surface rugueuse, le coefficient de réflexion cohérent $\langle V \rangle$ s'obtient par (3.21) en moyennant plusieurs mesures successives de p ($\langle p \rangle$):

$$\langle V \rangle = \langle p \rangle \frac{(R_1 + R_2)}{p_i R_0} \quad (3.22)$$

En supposant que les hauteurs de l'interface $R_h(h)$ sont distribuées de façon gaussienne:

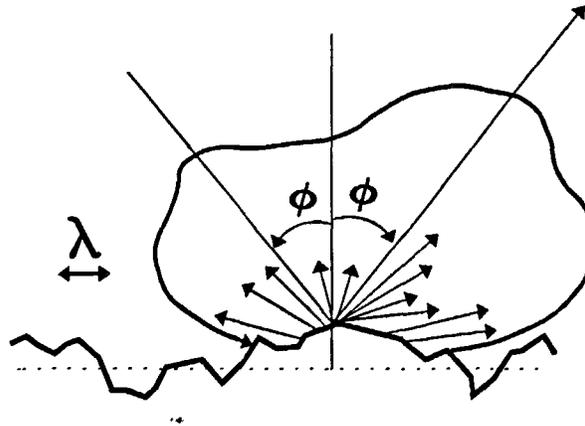


Figure 3.10: $P \gg 1$ forte diffusion (Lobe de diffusion omnidirectionnel).

$$R_h(z) = \frac{1}{2\sigma^2} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \text{ et } \langle \zeta \rangle = 0 \quad (3.23)$$

La part de réflexion cohérente $\frac{\langle V \rangle}{V}$ s'écrit (Clay & Medwin [20] 10-4-5):

$$\frac{\langle V \rangle}{V} = \exp(-2k^2\sigma^2 \cos^2(\phi)) = \exp\left(-\frac{P^2}{2}\right) \quad (3.24)$$

Ce rapport $\frac{\langle V \rangle}{V}$ varie rapidement avec le paramètre de Rayleigh P :

| P | $\langle V \rangle / V$ |
|-----|-------------------------|
| 1/2 | 88 % |
| 1 | 60 % |
| 2 | 13 % |
| 3 | 1 % |
| 4 | 0.03 % |

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND73

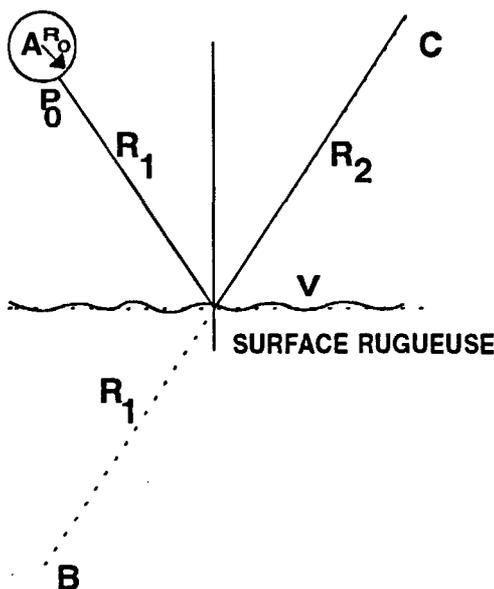


Figure 3.11: *Réflexion sur une surface rugueuse, point source virtuel.*

Ces ordres de grandeurs montrent l'extrême sensibilité à P des proportions entre champ cohérent et incohérents. Si $P \geq 2$ la part de réflexion cohérente devient déjà très faible; la diffusion prédomine.

3.2.3 Cas des écho-sondeurs de pêche et de bathymétrie

Ces écho-sondeurs émettent des signaux à bande de fréquence très étroite. La fréquence centrale est comprise généralement entre 20 et 200kHz selon la sensibilité de détection et la portée recherchée. La longueur d'onde est donc comprise entre 0.75cm et 7.5cm. Les hauteurs d'interface σ (en rms) varient localement selon la nature du fond de quelques centimètres à quelques mètres dans les cas de fonds très chahutés. La direction d'émission-réception des écho-sondeurs est proche de la verticale (ϕ faible, $\cos \phi \approx 1$). Il arrive parfois que le transducteur soit volontairement incliné de quelques degrés par rapport à la verticale ou que la direction de l'axe principal d'émission-réception soit modifiée par les mouvements du bateau. Ces variations n'augmentent ϕ que de quelques degrés (de 10 à 20° au maximum dans les conditions habituelles d'utilisation). Aussi, dans le cas où la directivité du transducteur est large, les rayons émis et reçus dans la direction des lobes secondaires sont

74 CHAPITRE 3. RÉVERBÉRATION DES ONDES ACOUSTIQUES PAR LES FONDS MARINS

aussi inclinés de 10 à 20° par rapport à l'axe principal de directivité. En tout état de cause, l'incidence des signaux émis par les écho-sondeurs excède donc rarement 40 à 50° ce qui diminue donc au maximum le paramètre de Rayleigh d'environ 30% ($\cos 45^\circ = 0,707$) par rapport à la verticale.

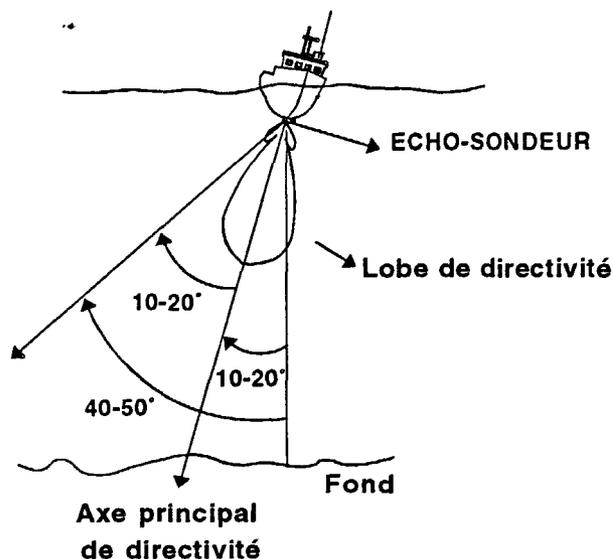


Figure 3.12: Incidence maximale des rayons touchant le fond.

Le tableau ci-dessous donne un aperçu de l'ordre de grandeur du paramètre P en incidence verticale (à $\phi = 0$).

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND75

| $f(kHz)$ | 20 | 50 | 100 | 200 |
|------------------|-----|-----|-----|------|
| $\sigma = 1cm$ | 1.7 | 4.2 | 8 | 16 |
| $\sigma = 2cm$ | 3.4 | 8 | 16 | 33 |
| $\sigma = 5cm$ | 8 | 21 | 42 | 85 |
| $\sigma = 10cm$ | 16 | 42 | 84 | 167 |
| $\sigma = 50cm$ | 84 | 209 | 418 | 837 |
| $\sigma = 100cm$ | 167 | 418 | 837 | 1674 |

Le paramètre P n'est donc jamais inférieur à l'unité. La plus faible valeur de P est d'environ 1.7 ($f = 20kHz, \sigma = 1cm, \phi = 0^\circ$) ce qui correspond à une part de réflexion cohérente de 20% au maximum. Ceci nous oblige à écarter d'emblée la méthode des petites perturbations pour calculer le champ de pression rétrodiffusé par l'interface eau-fond. Le champ de pression de l'onde réverbéré par la surface rugueuse provient en majeure partie de la diffusion; il est donc toujours très majoritairement incohérent.

3.2.4 Approximation de Kirchhoff

Soit une onde plane de longueur d'onde λ réverbérée par une surface aléatoire rugueuse. L'approximation de Kirchhoff est faite dans le cas où la longueur d'onde est petite devant les dimensions *horizontales* de rugosité de l'interface. Ceci correspond à l'hypothèse de grande ouverture diffractante devant la longueur d'onde dans le cas de la théorie de la diffraction d'une onde plane par une ouverture. Cette condition peut s'exprimer de la façon suivante:

$$2k\mathfrak{R} \cos(\phi) \gg 1 \quad (3.25)$$

où \mathfrak{R} est le rayon de courbure local au point considéré. Cette hypothèse ressemble beaucoup à l'hypothèse du paramètre de Rayleigh fort mais ici \mathfrak{R} est surtout fonction des dimensions horizontales de l'interface. Cette condition impose à l'interface d'être suffisamment "lisse", c'est à dire qu'il doit être possible d'isoler pour tout point M de l'interface une zone suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde sur laquelle la direction des rayons réfléchis

reste voisine de la direction du rayon réfléchi en M (figure 3.13). En outre, cette condition néglige les effets de diffraction multiples et les phénomènes d'ombre.

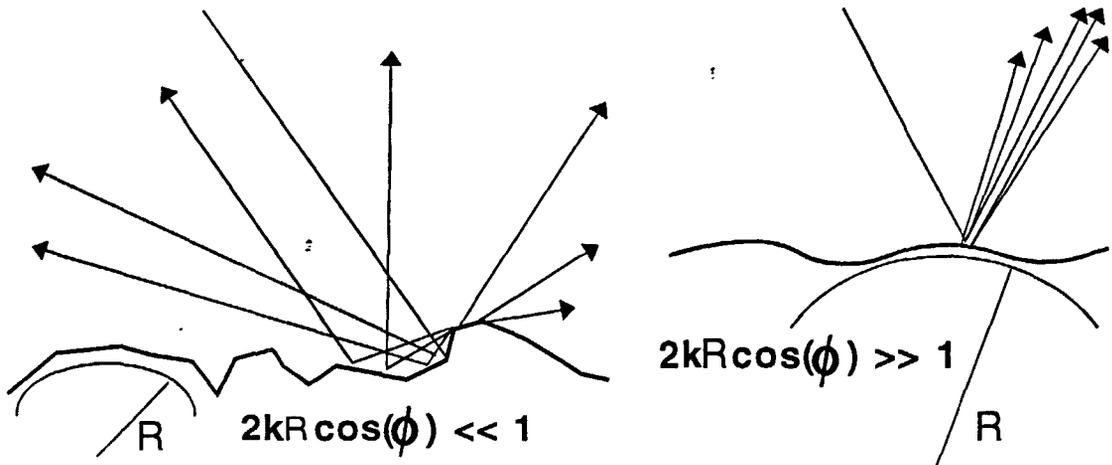


Figure 3.13: Rayon de courbure faible (à gauche); Rayon de courbure important (à droite).

Pour la diffraction d'une onde par une ouverture de surface S , tous les points de S se comportent comme des points source élémentaires. De même, sur une surface rugueuse, chaque point se comporte comme un réflecteur plan infini tangent à la surface en ce point. Ceci signifie qu'à l'interface, les lois de l'acoustique géométrique sont conservées ponctuellement (égalité de pression et composantes normales des vitesses conservées pour un fond supposé fluide).

Les équations d'égalité des pressions s'écrivent:

$$p_s(\vec{r}) = V p_i(\vec{r}) \quad (3.26)$$

$$p_t(\vec{r}) = (1 + V) p_i(\vec{r}) \quad (3.27)$$

$$(3.28)$$

où $\vec{R} = (\vec{r}, \zeta(\vec{r}))$ est le vecteur décrivant tous les points de l'interface.

Les équation de continuité des vitesses s'écrivent:

$$\frac{\partial}{\partial n} p_s(\vec{r}) = -V \frac{\partial}{\partial n} p_i(\vec{r}) \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} p_t(\vec{r}) = (1 + V) \frac{\partial}{\partial n} p_i(\vec{r}) \quad (3.30)$$

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND77

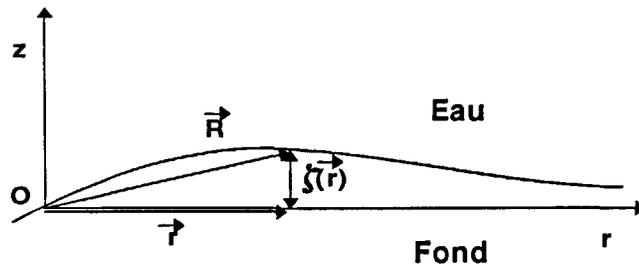


Figure 3.14: Vecteur \vec{R} décrivant l'interface

p_i, p_s, p_t étant respectivement les champs de pression incidents, réverbérés et transmis par l'interface. V est le coefficient de réflexion local au point $\vec{R} = (r, \zeta(r))$. Nous supposons par la suite l'approximation de Kirchhoff justifiée dans tous les cas d'utilisation d'écho-sondeurs émettant des signaux à fréquence supérieure à $20kHz$ sur tous les types de fonds du plateau continental.

3.2.5 Champ lointain

L'approximation de Kirchhoff est classiquement complétée par l'approximation de Fresnel-Kirchhoff qui suppose la distance R entre le récepteur et le fond grande vis-à-vis de la longueur d'onde λ . Nous nous situons donc toujours dans la zone de Fraunhofer. Dans le cas d'une cible de surface l^2 , cette hypothèse s'exprime de la façon suivante:

$$R \gg \frac{l^2}{\lambda} \quad (3.31)$$

On récapitule finalement l'ensemble des conditions posées dans le tableau ci dessous:

78 CHAPITRE 3. RÉVERBÉRATION DES ONDES ACOUSTIQUES PAR LES FONDS MARINS

| |
|---------------------------------|
| $f \gg 20kHz$ |
| $\sigma > 1cm$ |
| $\phi < 40 - 50^\circ$ |
| $2k\sigma \cos \phi \gg 1$ |
| $2k\mathcal{R} \cos \phi \gg 1$ |
| $R \gg \frac{l^2}{\lambda}$ |

complété des conditions d'interface 3.30 et 3.28.

3.2.6 Modèles théoriques basse fréquence d'index de réverbération

La majorité des publications traitent de la réverbération des fonds à incidences fortes (*i.e.* faibles rasances pour l'étude de la propagation) et malheureusement, assez peu de travaux évoquent le comportement angulaire des index à des angles d'incidence proches de la verticale ($\phi \leq 40^\circ$). Néanmoins, depuis l'apparition de sondeurs multifaisceaux (comme le "Sea-Beam" [23],[24]), et l'intérêt croissant porté à l'identification des sédiments marins, quelques articles récents s'intéressent au comportement angulaire des index à des angles d'incidence proches de la verticale. Les approximations étant différentes selon l'ordre de grandeur de ϕ , il est souvent difficile d'obtenir un index continu de 0 à 90° .

En outre, peu de travaux ont été menés dans la gamme de fréquence de notre étude (de 20 à 200 kHz). Cependant, certains modèles valables à plus basse fréquence peuvent être parfois étendus. Nous ne ferons donc ici qu'évoquer sans trop les détailler ceux basés sur des approximations non adaptées à notre étude (modèles permettant pour la plupart l'utilisation de l'approximation de Rayleigh-Rice (3.1.1)). Citons les modèles de:

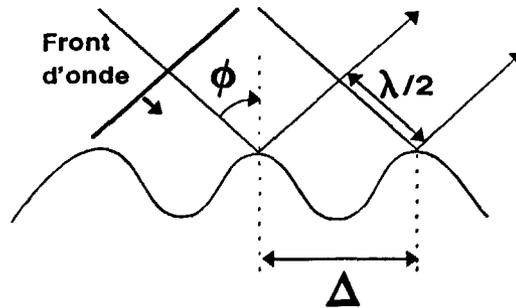
- Marsh [52] [53] [28] (considérant la réverbération d'interface seule, sans pénétration)
- Kuo [44] [45] [46] (modèle de Marsh amélioré par l'hypothèse de sédiments fluides ce qui suppose une part d'onde transmise dans le sédiment mais qui ne tient du tout compte de l'effet de volume)
- Crowther [21] (complétant le modèle de Kuo pour l'interface par un modèle simplifié de réverbération de volume)
- et Boehme *et al.* [83] dont le modèle est plus destiné aux faibles rasances et aux basses fréquences.

Modèle de Marsh (1961)

Le modèle de Marsh [52] [53] est surtout appliqué à la réverbération des ondes acoustiques sur la surface de la mer. Il se base sur le concept que le fond se comporte comme une grille de diffraction (Rayleigh) où la diffusion est essentiellement due à la longueur d'onde "type" de la rugosité (Λ) pour laquelle il existe un renforcement de phase dans la direction incidente de l'onde acoustique (λ) si la géométrie de réflexion à l'interface satisfait aux conditions de Bragg $\Lambda \sin \phi = \lambda/2$ (figure 3.15) soit $K = 2k \sin \phi$.

L'index s'écrit alors:

$$M_s(\phi) = M_t(\phi) = 10 \cdot \log \left[\frac{\sin^4 \phi}{\pi \cos \phi} \cdot k^3 \cdot W(K) \right] \quad (3.32)$$

Figure 3.15: Condition de Bragg: $\Delta \sin \phi = \lambda/2$

$W(K)$ est la densité spectrale de puissance de la rugosité de l'interface, K le nombre d'onde spatial ($K = \frac{2\pi}{\Lambda}$), k le nombre d'onde acoustique ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$). Cette approche interdit toute pénétration de l'onde incidente dans le second milieu ($V = -1$) et suppose que la rugosité de l'interface se résume par un seul nombre d'onde K . Mais peu de mesures de $W(K)$ existent (chapitre 2). A titre d'exemple,

- si le spectre est blanc $W(K) = cste$, M_t varie en f^3 .
- si $W(K)$ varie en K^{-3} (ce qui est le cas de la densité spectrale de rugosité choisie par Jackson *et al.* [42] présentée plus loin, (expression en $B.K^{-\gamma}$ avec $3 < \gamma < 3,5$), il n'y a presque pas de dépendance fréquentielle.

Cette méthode n'est pas satisfaisante pour notre étude car elle néglige les effets dus à la présence de rugosités à grande échelle qui jouent un rôle important à hautes fréquences.

Modèle de Kuo (1964)

Le modèle de Kuo [44] [45] [46] est un peu plus ambitieux puisqu'il considère la réverbération par une interface rugueuse séparant deux fluides homogènes et autorisant donc une transmission partielle de l'onde incidente (mêmes hypothèses que Kuperman [47]). M_s prend la forme:

$$M_s(\phi) = M_t(\phi) = 10. \log \left[4.(k \cos \phi)^4 . F(\phi, \rho_1, c_1) . W(2k \sin \phi) \right] \quad (3.33)$$

où $W(2k \sin \phi)$ est la valeur du spectre de rugosité normalisé, et $F(\phi, \rho_1, c_1)$ une fonction qui régit la quantité d'énergie réfléchi et transmise par l'interface par rapport à la quantité d'énergie incidente. A une incidence proche de la verticale, $F(\phi, \rho_1, c_1) \approx V^2(\rho_1, c_1) = V^2$

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND81

(V étant le coefficient de réflexion d'une onde plane sur une interface plane). La majeure partie de l'énergie réverbérée est due aux variations typiques du relief possédant les caractéristiques spectrales voisines du nombre d'onde de Bragg ($2k \sin \phi$). Ce nombre d'onde de Bragg se retrouve justement dans le terme du spectre de rugosité de l'interface $W(2k \sin \phi)$. Malheureusement, l'index de Kuo [44] n'est valide que dans le cadre de l'approximation de Rayleigh-Rice ($P \ll 1$) donc pour des petites échelles de rugosité à des angles de rasance faible. Cet index est néanmoins adopté à hautes fréquences (de 10 à 100 kHz) par Jackson [42] dans son modèle de rugosité composé mais pour $\phi > 30^\circ$ (figure 3.16).

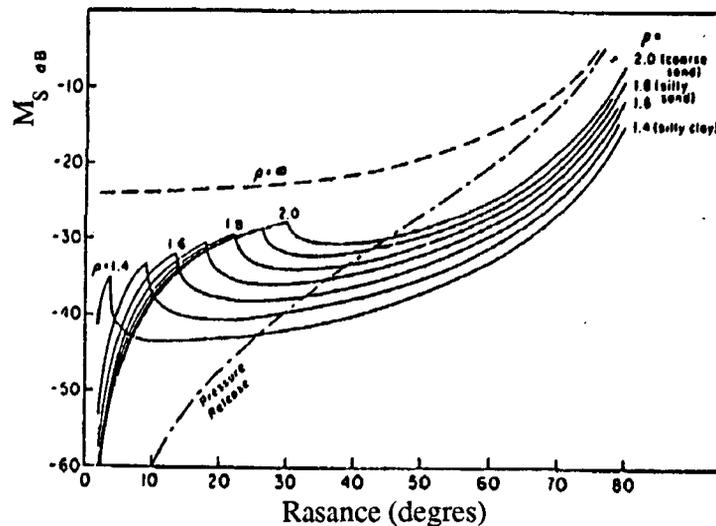


Figure 3.16: Index de réverbération M_t (en dB) de Kuo en fonction de la rasanse pour de petite échelle de rugosité (B, γ sont les paramètres du spectre de rugosité de l'interface)

Modèle de Crowther

Crowther [21] améliore le modèle de Kuo en ajoutant un coefficient de réverbération volumique M_v construit de façon analogue à celui de Kuo en supposant le volume inhomogène, l'interface plate et parfaitement réfractante. Cet index est proportionnel

- à T_r^4 le coefficient de transmission de l'onde au travers de l'interface eau-sédiment à l'aller et au retour

- au coefficient local de réverbération de volume qui dépend de la fonction de corrélation des inhomogénéités.

Crowther a comparé son modèle à des mesures faites en bassin par Nolle *et al.* [58]. Cette comparaison (figure 3.17) fait apparaître l'importance de la réverbération de volume pour les fonds mous et permet de justifier la pertinence des ordres de grandeur des longueurs de corrélation des inhomogénéités et de vérifier l'effet des variations locales de densité et de célérité sur l'index total mesuré.

3.2.7 Modèles de réverbération d'interface

Les premiers travaux de modélisation des index de fond ont uniquement porté sur l'étude de la réverbération d'interface négligeant par ailleurs les effets possibles de volume. Nous avons retenu trois modèles d'index de réverbération d'interface directement applicables aux conditions de notre étude.

Modèle de Zhitkovskii & Volovova

Zhitkovskii & Volovova [81] proposent un modèle semi-empirique de la réverbération d'interface seule. Ils font l'hypothèse que la rugosité de l'interface eau-sédiment est constituée de deux échelles mesurées par (notation des auteurs) :

- h , l'écart-type (valeur moyenne quadratique) des "irrégularités à grande échelle" de l'interface.
- σ , l'écart-type des "irrégularités à petite échelle".

L'index M_s valide de 1 à 30 kHz s'écrit :

$$M_s(\phi) = 10. \log \left[\frac{e^{-\frac{\tan^2 \phi}{4\Delta^2}}}{4\Delta^2 \cos^4 \phi} + 4(k\sigma)^2 (kr_0) \cdot \cos^4 \phi \right] \quad (3.34)$$

et

$$\Delta = \frac{h}{a} \quad (3.35)$$

a et r_0 sont respectivement les rayons de corrélation des irrégularités à grande échelle et à petite échelle. Le premier terme de $M_s(\phi)$ correspond à la réverbération "grande échelle". Il décroît fortement en fonction de l'incidence et ne dépend pas de la fréquence. Le second terme est dû aux petites irrégularités d'interface, il dépend peu de l'angle d'incidence mais beaucoup de la fréquence. Les détails de calcul permettant d'obtenir cet index ne

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND83

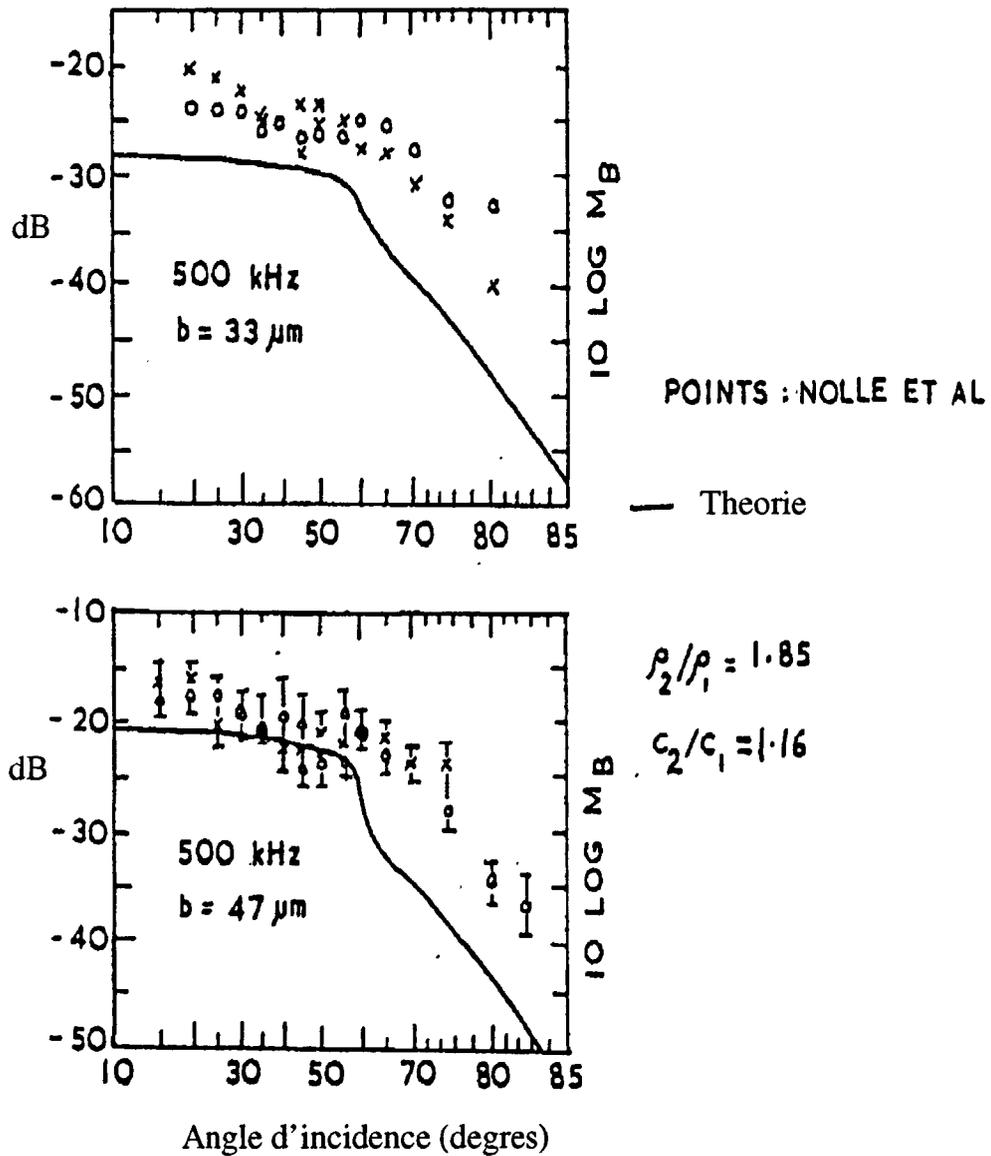


Figure 3.17: Index de réverbération $M_b = M_t$ (en dB) selon Crowther en fonction de l'incidence comparé aux mesures de Nolle et al., b étant la longueur de corrélation des inhomogénéités.

sont pas présentés mais on peut observer cependant que le premier terme ressemble beaucoup à l'index de Brekhovskikh & Lysanov (présenté plus loin), en gardant à l'esprit que $\Delta = \frac{h}{a}$ correspond intuitivement à la valeur moyenne quadratique des pentes de grande échelle. Quant au second terme, il semble plus basé sur l'approximation de Rayleigh-Rice (petite échelle) et sa formulation est comparable aux modèles de Marsh ou de Kuo évoqués précédemment si l'on choisit par exemple un spectre de rugosité constant (indépendant de K) pour le modèle de Marsh ou un spectre en K^{-1} pour celui de Kuo.

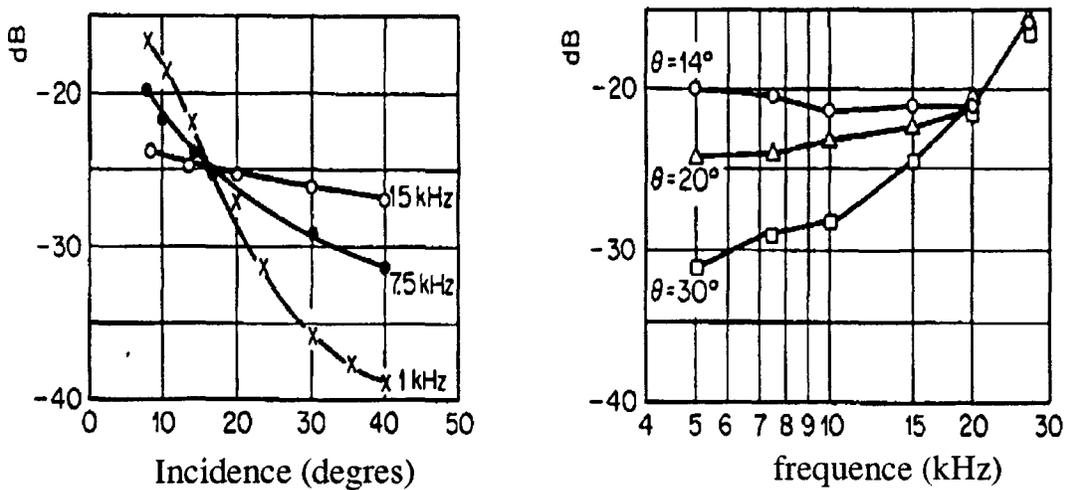


Figure 3.18: Index de réverbération $M_t = M_s$ de Zhitkovskii & Volovova en fonction de l'incidence (à gauche) et dépendance de l'index en fonction de la fréquence (à droite) pour trois incidences ($\phi = 14^\circ$, $\phi = 20^\circ$, $\phi = 30^\circ$)

La figure 3.18 de droite montre une diminution de la dépendance fréquentielle quand l'incidence diminue (prépondérance des rugosités à grande échelle). Du point de vue expérimental, cet index se compare assez bien à l'expérience sauf pour des fonds très chaotiques pour lesquels Zhitkovskii & Volovova considèrent la loi de Lambert.

Modèle de Brekhovskikh & Lysanov

Ce modèle est basé sur l'approximation de Kirchhoff (3.1.4) dite aussi "du plan tangent". L'expression du champ diffusé $p_s(\vec{R}_0)$ d'ondes supposées planes en un point $\vec{R}_0 = (\vec{r}_0, \vec{z}_0)$ (situé en champ lointain) s'obtient en utilisant la formule de Helmholtz-Kirchhoff [20] (A10.1.12). Cette formule basée sur le théorème de Green repose sur la dérivation de l'intégrale de Helmholtz-Kirchhoff en faisant l'hypothèse que les solutions de cette intégrale

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND85

sont des ondes sphériques d'équation:

$$p(\vec{R}) = \frac{e^{-ikR}}{R} \quad (3.36)$$

La formule d'Helmoltz-Kirchhoff s'écrit pour le champ diffusé p_s (figure 3.19):

$$p_s(\vec{R}_0) = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{(S)} \left[p_s(\vec{R}) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikR_1}}{R_1} - \frac{e^{ikR_1}}{R_1} \cdot \frac{\partial}{\partial n} p_s(\vec{R}) \right] dS \quad (3.37)$$

avec

$$R_1 = |\vec{R}_0 - \vec{R}| \quad (3.38)$$

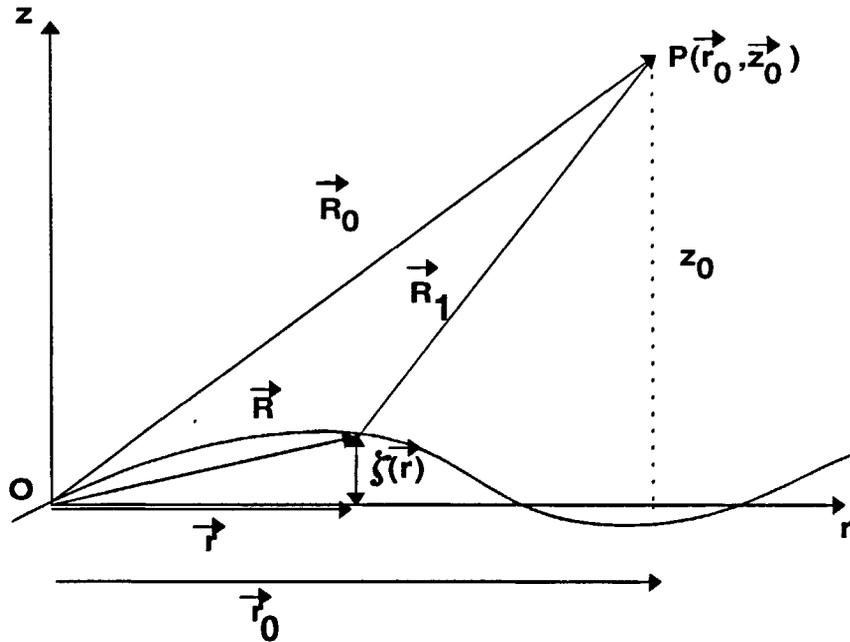


Figure 3.19: Paramètres de calcul du champ de pression diffusé par une interface diffusante en champ lointain

En supposant les relations de continuité (3.30 et 3.28) vérifiées en tous points de l'interface $R(\vec{R}, \zeta(\vec{R}))$, l'expression du champ rétrodiffusé $p_s(\vec{R}_0)$ s'écrit en faisant intervenir le champ incident p_i et le coefficient de réflexion local V :

$$p_s(\vec{R}_0) = \frac{1}{4\pi} \cdot \int V \cdot \left[p_i(\vec{R}) \cdot \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikR_1}}{R_1} + \frac{e^{ikR_1}}{R_1} \cdot \frac{\partial}{\partial n} p_i(\vec{R}) \right] dS \quad (3.39)$$

Afin de calculer la valeur moyenne du champ rétrodiffusé au point de réception, l'expression (3.39) est moyennée sur un ensemble de configurations de surface aléatoire $\zeta(\vec{R})$. L'objectif de Brekhovskikh & Lysanov est d'établir une analogie entre l'expression de l'intensité moyenne $\langle I_{dif} \rangle$ rétrodiffusée par une surface aléatoire et l'expression définissant le coefficient de rétrodiffusion m_s d'une interface S (3.3):

$$I_{dif} = \frac{I_{inc} \cdot S \cdot m_s(\phi)}{R_0^2} \quad (3.40)$$

Pour y arriver, les auteurs font les hypothèses suivantes:

- Les hauteurs et les pentes sont distribuées normalement autour de leur valeur moyenne $\langle \zeta(\vec{r}) \rangle = 0$.
- En champ lointain, $R_1 \approx R_0 - \frac{\vec{R} \cdot \vec{R}_0}{R_0}$
- La rugosité de l'interface est suffisamment douce pour qu'en tous points de celle-ci, il soit possible d'exprimer la différence de hauteur d'interface ($\zeta_2 - \zeta_1$) entre deux points par une série de puissances de $(r_2 - r_1)$ (différence des positions horizontales de ces deux points de l'interface). Cette approximation peut s'exprimer par le seul premier terme de la série:

$$(\zeta_2 - \zeta_1) = \Delta\zeta = (r_2 - r_1) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta(x, y) \quad (3.41)$$

avec $(x, y) = \vec{r}$

Ces hypothèses permettent de mener à bien le calcul de $\langle I_{dif} \rangle$ en rétrodiffusion:

$$\langle I_{dif} \rangle = \frac{SV^2}{\cos^4 \phi R_0^2} \cdot R_\delta(\delta) \quad (3.42)$$

$R_\delta(\delta)$ étant la densité de probabilité des pentes de l'interface. (δ pentes en "rms")

Dans le cas où les caractéristiques horizontales de l'interface sont isotropes, par analogie entre (3.40) et (3.42) $m_s(\phi)$ vaut:

$$m_s(\phi) = \frac{V^2}{8\pi\delta^2 \cos^4 \phi} \cdot \exp\left(-\frac{\tan^2 \phi}{2\delta^2}\right) \quad (3.43)$$

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND 87

Cette expression de l'index est indépendante à la fois de la fréquence f et de σ . L'indépendance fréquentielle provient de l'utilisation de la méthode géométrique du plan tangent qui suppose que le champ diffusé est dû, dans une direction donnée, à la réflexion spéculaire des zones de l'interface correctement orientées ("glitter") (figure 3.20). Plus le fond est rugueux, plus l'interface propose, à des angles d'incidence importants, des facettes réfléchissantes [84].

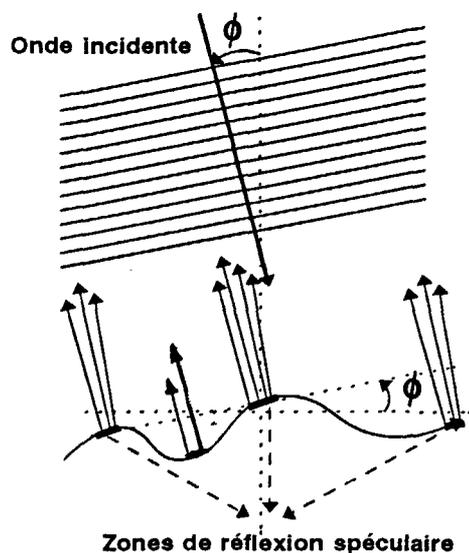


Figure 3.20: Contribution à la réverbération des points réfléchissant

La figure suivante représente les index $M_s(\phi)$ pour plusieurs types de fonds, dont les paramètres physiques correspondants (ρ_1, c_1, δ) sont donnés au chapitre 2 (Table 2.6).

Modèle de Jackson, Winebrenner & Ishimaru (J.W.I)

Le modèle de J.W.I. [42] présente l'avantage comme celui de Brekhovskikh & Lysanov de fournir de manière analytique des valeurs d'index en fonction de l'incidence et de la nature du fond (rugosité et nature interne) confrontables aux mesures et directement exploitables pour des simulations de phénomènes de réverbération.

Pour construire leur index de réverbération d'interface, J.W.I. [42] utilisent le modèle de rugosité composé dans une gamme de fréquences allant de 10 à 100 kHz. Ils font l'hypothèse que la rugosité de l'interface est séparable de manière naturelle en deux régimes distincts:

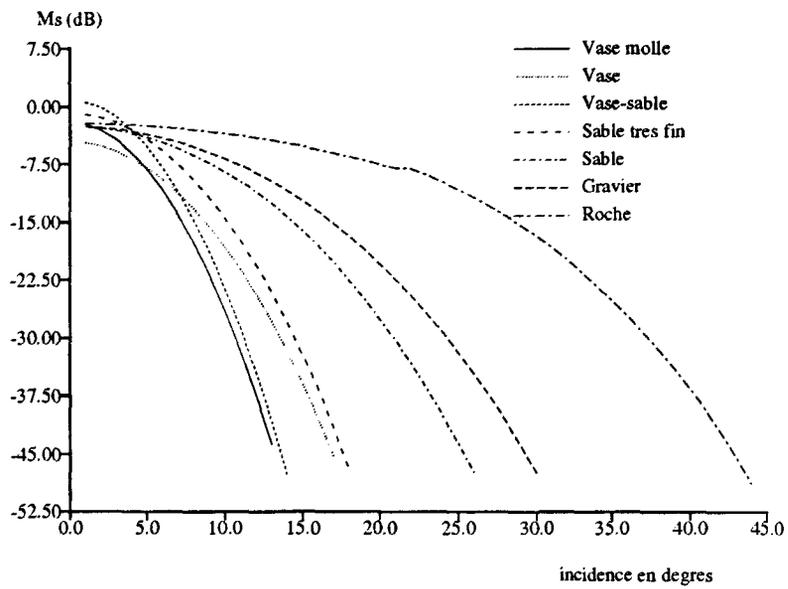


Figure 3.21: Exemples d'index de réverbération M_s calculé d'après la méthode de Brekhovskikh & Lysanov en fonction de l'incidence ϕ pour 7 types de fond

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND89

- une rugosité de petite échelle pour laquelle l'approximation de Rayleigh-Rice est valable.
- une rugosité de grande échelle pour laquelle l'approximation de Kirchhoff sera utilisée.

Le spectre doit donc présenter une discontinuité autour d'un nombre d'onde K_c , appelé nombre d'onde de coupure.

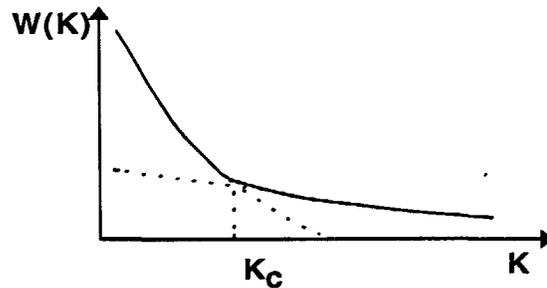


Figure 3.22: Spectre de rugosité composée d'interface $W(K) = BK^{-\gamma}$

Dans la construction de l'index, on traite distinctement les contributions de ces deux échelles de rugosité. Les auteurs font l'hypothèse que les statistiques bi-dimensionnelles des rugosités de l'interface sont gaussiennes, isotropiques avec un spectre de rugosité composé de la forme (chapitre 2):

$$W(K) = B.K^{-\gamma} \quad (3.44)$$

avec $3 < \gamma < 3,5$ et $B \approx 0,0004$ (facteur de normalisation du spectre). Aux incidences assez forte ($\phi \geq 30^\circ$), J.W.I. adoptent le modèle de Kuo (3.32) construit à partir de l'approximation de Rayleigh-Rice. Les auteurs font donc l'hypothèse que ce sont les rugosités de petite échelle (*i.e.* $K \in [K_c; +\infty]$) qui provoquent la réverbération. Comme l'ont montré McDaniel & Gorman [55], cet index n'est pas valide à incidences faibles ($\phi < 30^\circ$) en raison de l'effet de diffraction dû aux rugosités de grande échelle.

La contribution du spectre à grande échelle ($K \in [0; K_c]$) intéresse plus notre étude. A faible incidence, l'approximation de Kirchhoff est satisfaite; la surface peut alors être localement assimilée à son plan tangent et la part de l'intensité réverbérée cohérente est supposée négligeable. Dès lors, d'après Ishimaru [39], $m_s(\phi)$ prend la forme:

$$m_s = \left[\frac{kV(0)}{2\pi \cos \phi} \right]^2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(2ik \sin \phi x - 2k^2 \cos^2 \phi D(\vec{R})) d^2 \vec{R} \quad (3.45)$$

avec $V(0)$ le coefficient de réflexion d'une onde plane à l'interface eau-fond à incidence verticale, $D(\vec{R})$ la fonction de structure de l'interface (2.20). En utilisant le spectre de puissance en $B.K^{-\gamma}$, $D(\vec{R})$ prend l'expression (2.28). En passant en coordonnées polaires $m_s(\phi)$ s'écrit :

$$m_s(\phi) = \frac{V(0)^2}{8\pi \cos^2 \phi \sin^2 \phi} \int_0^{+\infty} e^{-qu^{2\eta}} J_0(u) u du \quad (3.46)$$

avec

$$\eta = \frac{\gamma}{2} - 1 \quad (3.47)$$

$$q = \cos^2 \phi \cdot \sin^{-2\eta} \phi \cdot C_h^2 \cdot 2^{1-2\eta} \cdot K^{2(1-\eta)} \quad (3.48)$$

$$C_h = \frac{2\pi B \cdot \Gamma(2-\eta) \cdot 2^{-2\eta}}{\eta(1-\eta)\Gamma(1+\eta)} \quad (3.49)$$

La figure (3.23) présente des index de réverbération d'interface correspondant à différentes structures de relief paramétrées par η (choisis au chapitre 2).

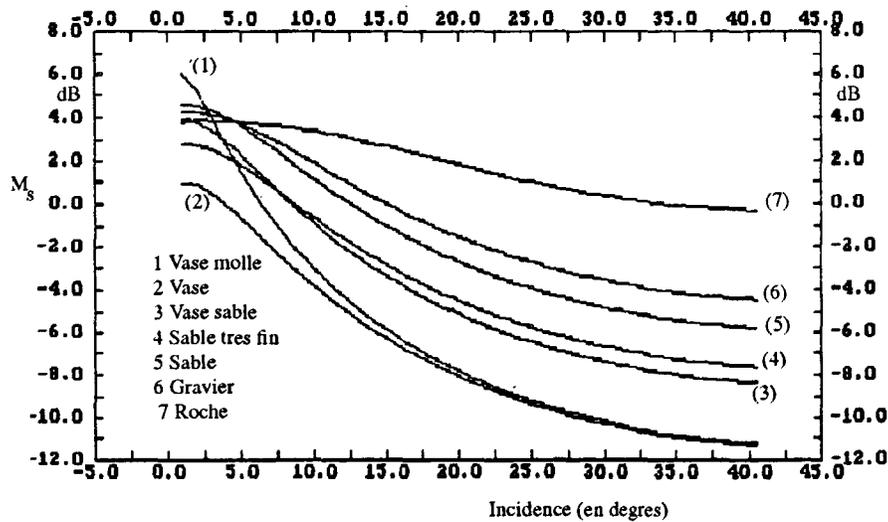


Figure 3.23: Index de réverbération calculé par la méthode de Jackson en fonction de l'incidence ($f = 100kHz$)

La valeur de cet index est importante à incidence faible quand η est faible: ceci s'explique par le fait que le spectre de relief décroît lentement en fonction de K et qu'il est donc riche

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND91

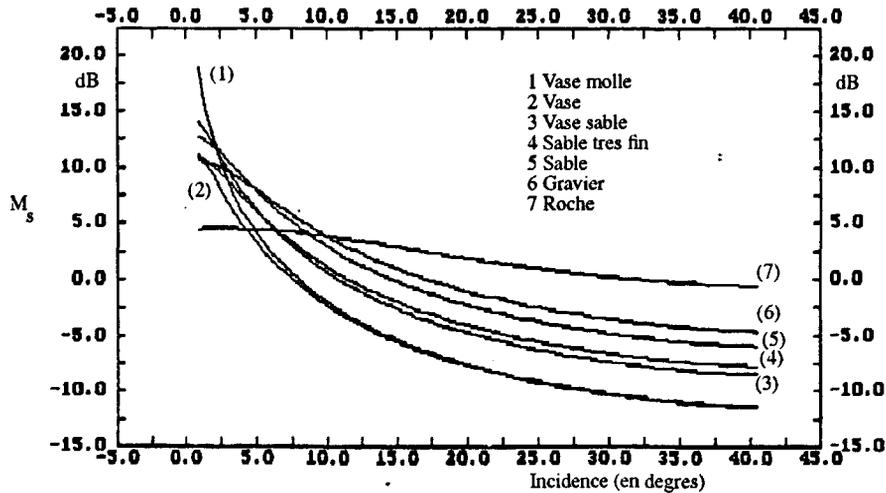


Figure 3.24: Index de réverbération calculé par la méthode de Jackson en fonction de l'incidence ($f = 10\text{kHz}$)

en hautes fréquences (assez petites échelles): la part de réflexion spéculaire de quelques facettes bien orientées de l'interface est alors importante. En revanche, quand η augmente ($\eta \rightarrow 1$), l'évolution de l'index est plus douce. Le comportement de l'index en fonction de la fréquence est relativement bien marqué par un écart d'environ 10 à 20 dB entre 10 et 100 kHz très proche de la verticale. (figure 3.24 et 3.23). L'index de réverbération de Jackson diminue quand la fréquence augmente. Cette dépendance est en désaccord avec l'index de Brekhovskikh & Lysanov qui est indépendant en fréquence. Ceci est dû au fait que Brekhovskikh & Lysanov ne prennent pas du tout en compte les caractéristiques horizontales de l'interface (décrites par le spectre de rugosité $W(K)$). A hautes fréquences spatiales, toutes les longueurs d'onde sont autant représentées alors que dans la démarche de J.W.I, la présence de $D(\vec{R})$ et de q dans l'équation 3.46 permettant le calcul de $m_s(\phi)$, pondère cet index en fonction de la valeur du spectre de rugosité pour un nombre d'onde de Bragg donné par: $\Delta = 2\pi f/c_0$. Cette approche est intéressante car elle confirme une constatation de Bunchuk et Zhitkovskii [12]: il peut exister une dépendance fréquentielle de l'index total de réverbération si les dimensions de rugosité sont comparables à la longueur d'onde.

3.2.8 Modèle de réverbération de volume

Les sondeurs émettent à des incidences très faibles, c'est à dire loin de l'angle critique au delà duquel la réflexion est totale. Une partie de l'onde incidente transmise à travers l'interface est rétrodiffusée par les petits diffuseurs internes. Cette diffusion est appelée réverbération de volume. A hautes fréquences (*i.e.* $f > 20kHz$), l'atténuation des ondes dans le sédiment est forte (β de l'ordre $5dB/m$ à $20kHz$) ce qui limite la zone privilégiée provoquant la réverbération de volume à la couche superficielle du fond (de quelques centimètres à quelques mètres au maximum). La prise en compte de la contribution de volume est assez peu fréquente dans l'élaboration de modèles de réverbération en raison du manque ou même de l'absence de mesures systématiques de degrés d'inhomogénéité des sédiments marins. Nous avons fait une synthèse des rares mesures du taux d'inhomogénéités des sédiments au chapitre 2. Outre les gros problèmes de mesure liés à l'instrumentation (carottage), les quelques résultats expérimentaux mettent en évidence l'existence de fortes fluctuations spatiales de célérité, de densité, de porosité, etc. Ces mesures sont difficilement généralisables mais permettent néanmoins de fixer de façon approximative les ordres de grandeur des fluctuations locales pour quelques types de fonds. Aussi, du fait de cette relative méconnaissance des caractéristiques internes des sédiments, il convient d'aborder prudemment l'aspect théorique de la réverbération de volume en ayant bien à l'esprit que la complexité du problème rend pour l'instant impossible la maîtrise des phénomènes mis en jeu. Quelques travaux théoriques ont permis cependant de mieux comprendre et quantifier les phénomènes de réverbération de volume. Citons les principaux travaux menés sur cet aspect, notamment:

- les mesures de Nolle *et al.* [58] qui présentent des résultats de diffusion par le volume du sédiment à 400-1100 kHz,
- les travaux menés par Zhitkovskii [81] [80] présentés plus haut,
- des travaux de synthèse de M. Gensane et B. Quellec [32], [33] (rapports de la DRET) et de Hines [37]
- et surtout la modélisation de la réverbération de volume d'Ivakin & Lysanov [40] [10] auxquels nous ferons fréquemment référence par la suite,
- auxquels il convient d'ajouter l'index de volume tiré d'un rapport du Naval Research Establishment (Canada) [4] utilisé par Jackson *et al.* [42] [41] et dont l'expression ressemble beaucoup à celui d'Ivakin & Lysanov (nous n'avons pas pu accéder à ce document).

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND 93

Mesures de Nolle *et al.* (1963)

Nolle *et al.* [58] ont mesuré en laboratoire à des fréquences comprises entre 400 et 1000 kHz et pour des sables ayant différentes tailles de grains,

- l'atténuation et la célérité,
- les coefficients de réflexion et de transmission,
- les index de réverbération de volume.

Les résultats de mesures d'atténuations et de célérités correspondent bien aux résultats attendus si l'on considère le milieu comme poreux (Biot & Stoll).

Quant aux mesures du signal réfléchi en fonction de l'incidence elles suivent un comportement proche de la théorie de la réflexion d'une onde à l'interface plane entre deux milieux fluides [9]. Pour Nolle *et al.* [58], la mesure des index de réverbération de volume se fait en mesurant la partie incohérente de l'onde rétrodiffusée par un volume situé sous une surface plane. En effet, si l'interface est plane et si l'incidence n'est pas nulle (non verticale), la rétrodiffusion d'interface peut être négligée car non reçue par le point source; la rétrodiffusion n'est alors due qu'à la réverbération interne de volume (figure 3.25).

Quand l'interface est lisse, au delà de quelques degrés (environ 10°) où la réflexion cohérente n'est plus à prendre en compte, la décroissance de l'index de réverbération de volume M_v est lente et presque nulle. La dépendance angulaire presque inexistante jusqu'à l'angle critique peut s'expliquer par l'existence d'une isotropie de la structure interne du sable provoquant une diffusion quasi-omnidirectionnelle du train d'onde transmis au travers de l'interface. Ceci contraste bien évidemment avec le comportement de l'index de réverbération d'interface M_s , qui chute très rapidement. Selon la nature du sédiment, leurs proportions varient comme présenté schématiquement sur la figure 3.7. Généralement, la réverbération de volume se situe de 20 à 30 dB en dessous du maximum de l'index de réverbération total.

- Pour un fond mou et peu rugueux (vase par exemple), la chute de M_s en fonction de l'incidence est telle qu'au delà de 10° environ:

$$M_v(\phi) \gg M_s(\phi), \quad (3.50)$$

la réverbération de volume domine largement à ces angles.

- En revanche, c'est le contraire dans le cas d'un fond dur et rugueux.

Il apparaît donc que selon la rugosité, l'impédance et la capacité de rétrodiffusion interne d'un sédiment, l'allure de l'évolution de l'index entre 5° et 20° est très changeante. Inversement, la bonne connaissance de cette évolution permet d'approcher les caractéristiques des types des fonds observés.

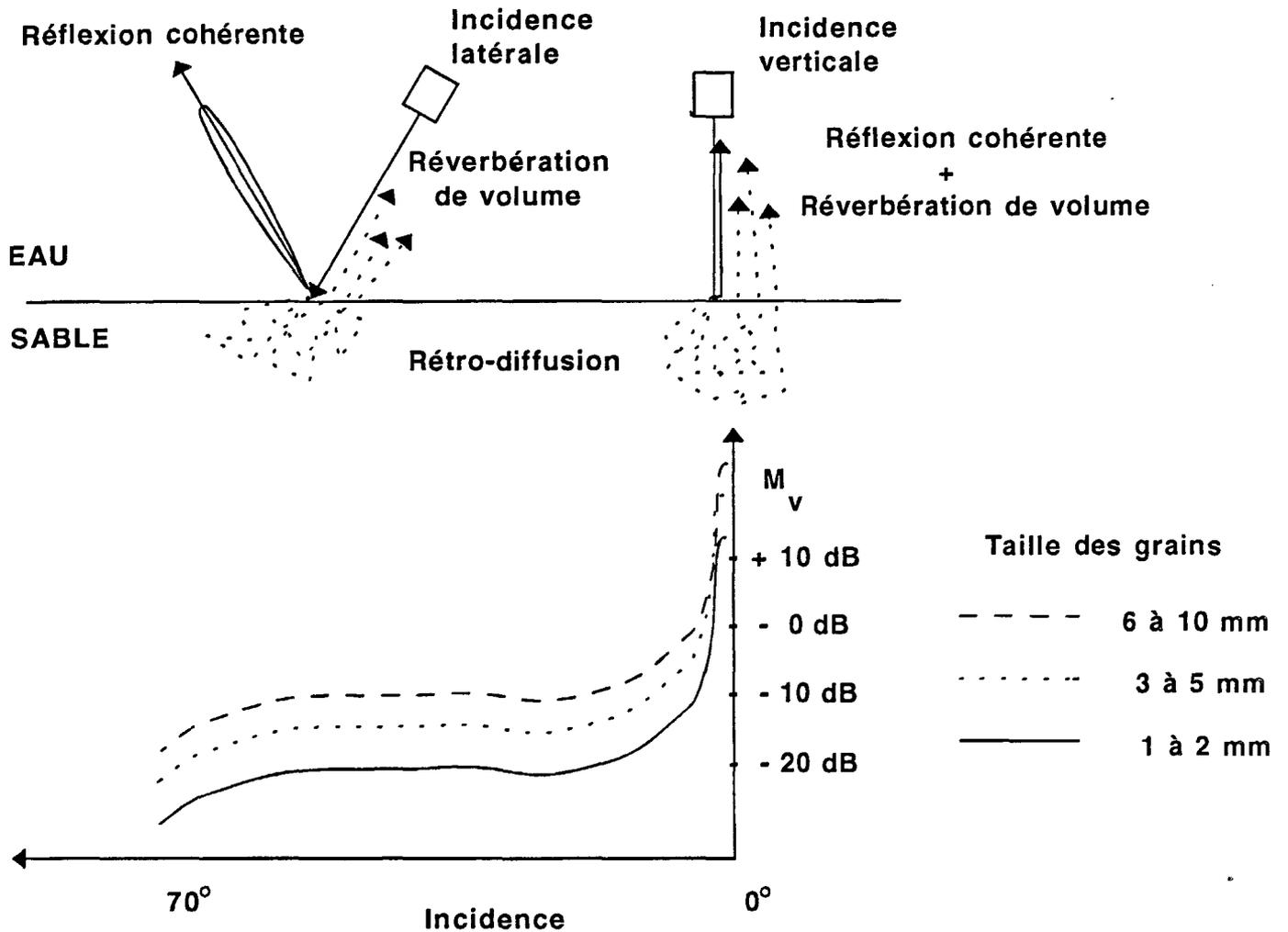


Figure 3.25: Géométrie de mesure de la contribution de volume par Nolle et al. (en haut). Le transducteur est schématisé par un rectangle blanc. En fonction de l'incidence, un exemple schématique de trois index de réverbération M_v sont présentés. Inspirés des mesures de Nolle et al. (à 500 kHz), ils correspondent à trois sables ayant des tailles de grains différentes (en bas).

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND95

Modèle d'Ivakin & Lysanov (1980)

Contrairement à d'autres études générales traitant de la diffusion volumique en l'absence d'interface, Ivakin & Lysanov [40] s'intéressent à la diffusion d'une onde incidente par un volume situé sous une surface rugueuse. Cette hypothèse s'adapte précisément au problèmes de rétrodiffusion des ondes sonores à l'intérieur des sédiments marins. Pour cela, les auteurs font l'hypothèse préliminaire que la diffusion de volume est due aux *petites* variations locales de densité et de célérité (chapitre 2) regroupées dans l'indice local de réfraction $n(\vec{R})$.

$$n(\vec{R}) = n_0(1 + \mu(\vec{R})) \quad (3.51)$$

où $\mu \ll 1$ et n_0 est l'indice moyen de réfraction du volume; la variable μ est définie comme étant l'écart-type des fluctuations de célérité et de densité d'un fond. Ces variations d'indice $n(\vec{R})$ étant petites, elle modifient faiblement le champ de pression ce qui permet d'utiliser la méthode des petites perturbations:

$$p = p_t + p_v \text{ avec } p_t \gg p_v \quad (3.52)$$

p étant le champ de pression total dans le sédiment, p_t le champ incident transmis au travers de l'interface (pour $n(\vec{R}) = n_0$) et p_v le champ de pression diffusé par le volume (dépendant de μ) supposé du second ordre. L'équation de propagation dans le volume en régime harmonique au point (R) est l'équation d'Helmoltz:

$$\Delta p(\vec{R}) + k_0^2 n^2(\vec{R}) p(\vec{R}) = 0 \quad (3.53)$$

où k_0 est le nombre d'onde dans l'eau. En remplaçant p par $p_t + p_v$, on obtient deux équations de propagation indépendantes (la deuxième étant du second ordre):

$$\Delta p_t(\vec{R}) + k_0^2 n_0^2 p_t(\vec{R}) = 0 \quad (3.54)$$

$$\Delta p_v(\vec{R}) + (1 + 2\mu(\vec{R})) k_0^2 n_0^2 p_v(\vec{R}) + 2k_0^2 n_0^2 \mu(\vec{R}) p_t(\vec{R}) = 0 \quad (3.55)$$

En négligeant 2μ devant 1, on obtient:

$$\Delta p_v(\vec{R}) + k_0^2 n_0^2 p_v(\vec{R}) = -2k_0^2 n_0^2 \mu(\vec{R}) p_t(\vec{R}) \quad (3.56)$$

Cette dernière équation est une équation inhomogène (avec second membre) dont la solution a pour expression (figure 3.27):

$$p_v(\vec{R}) = \frac{k_0^2}{2\pi} \int_{(V)} n_0^2(z_1) \mu(\vec{R}_1) p_t(\vec{R}_1) G(\vec{R}, \vec{R}_1) d\vec{R}_1 \quad (3.57)$$

L'intégration se fait ici sur tout le volume diffusant (V); $G(\vec{R}, \vec{R}_1)$ est la fonction de Green (cette fonction est solution de l'équation de propagation d'Helmoltz dans le cas d'un

point source situé au point \vec{R}_1).

Ivakin & Lysanov supposent par la suite que le milieu est partout homogène en moyenne (*i.e.* $n_0 = \text{constante}$) et par commodité, $n_0 = 1$, ce qui permet d'écrire momentanément que $k = k_0$.

La fonction de Green s'écrit:

$$G(\vec{R}, \vec{R}_1) = \frac{e^{ikR'}}{R'} \text{ avec } R' = |\vec{R} - \vec{R}_1| \quad (3.58)$$

et la solution de l'équation d'Helmoltz $p_t(\vec{R})$ a pour expression:

$$p_t(\vec{R}) = \frac{e^{ikR'_0}}{R'_0} \text{ avec } R'_0 = |\vec{R}_0 - \vec{R}_1| \quad (3.59)$$

Les démarches suivantes sont analogues à celles utilisées pour obtenir le coefficient de réverbération d'interface m_s de Brekhovskikh & Lysanov ([10] 9.8). Les auteurs essaient de moyenniser l'intensité du champ diffusé I_v pour plusieurs réalisations afin d'extraire le coefficient local de réverbération de volume m_{v_1} (3.5). L'expression de ce champ $\langle I_v \rangle$ est la suivante:

$$\langle I_v \rangle = \langle p_v p_v^* \rangle = \left\langle \left| \frac{k^2}{2\pi} \int_v \mu(\vec{R}_1) \frac{e^{ik(R'+R'_0)}}{R'R'_0} d\vec{R}_1 \right|^2 \right\rangle \quad (3.60)$$

On introduit la fonction de corrélation des fluctuations d'indice de réfraction $B_\mu(\rho)$ exprimée en 2.7 ce qui donne:

$$\langle I_v \rangle = \left(\frac{k^2}{2\pi} \right)^2 \int_v \int_v \frac{e^{ikW}}{R'R'_0R''R''_0} B_\mu(\rho) d\vec{R}_1 d\vec{R}_2 \quad (3.61)$$

où $W = (R' - R'') + (R'_0 - R''_0)$ et $R'' = |\vec{R} - \vec{R}_2|$ et $R''_0 = |\vec{R}_2 - \vec{R}_0|$.

Pour mener à bien le calcul de $\langle I_v \rangle$, un certain nombre d'hypothèses sont à faire:

- Le volume (V) considéré est petit devant les distances SO et OR (approximation de Fraunhoffer); on assimile donc le rapport $\frac{1}{R'R'_0R''R''_0}$ à $\frac{1}{R_0^2 R^2}$. Cette condition de champ lointain permet aussi d'approcher les vecteurs R' , R'' , R'_0 et R''_0 par leur développement au premier ordre:

$$R' = R - \vec{\epsilon} \cdot \vec{R}_1 \quad (3.62)$$

($\vec{\epsilon}$ étant le vecteur unité dans la direction OR (direction du rayon diffusé)).

Ceci revient à écrire que

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND97

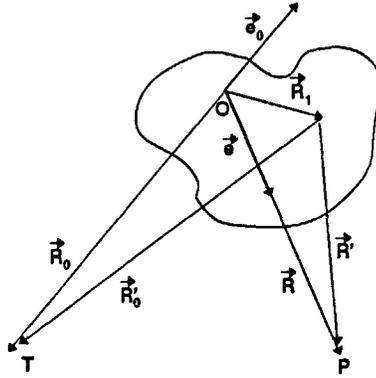


Figure 3.26: Description des variables géométriques permettant le calcul de I_v

$$ikW \approx ik(\vec{e} - \vec{e}_0) \cdot \vec{\rho} = i\vec{q} \cdot \vec{\rho} \text{ en posant } \vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0. \quad (3.63)$$

- Le volume contient plusieurs distances de corrélation. Cette hypothèse permet de remplacer la double intégration sur \vec{R}_1 et \vec{R}_2 par une intégration du volume V (par rapport à la variable $\frac{\vec{R}_1 + \vec{R}_2}{2}$) et par une intégration sur $(\vec{\rho})$. Si l'on suppose que $B_\mu(\vec{\rho})$ tend rapidement vers 0 lorsque ρ est plus grand que a la distance spatiale moyenne de corrélation des inhomogénéités, les bornes d'intégration par rapport à ρ peuvent être remplacées par $(-\infty, +\infty)$.

Ces deux conditions reviennent, par analogie avec les conditions de champ lointain et de surface lisse dans le cas de la réverbération d'interface, à poser deux inégalités:

$$\frac{l}{R} \ll 1 \quad (3.64)$$

$$\frac{al}{\lambda} \ll R \quad (3.65)$$

$\langle I_v \rangle$ s'écrit alors:

$$\langle I_v \rangle = \left(\frac{k^2}{2\pi R R_0} \right)^2 V \int_{-\infty}^{+\infty} B_\mu(\vec{\rho}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{\rho}} d\rho \quad (3.66)$$

On retrouve dans I_v l'expression (à $(2\pi)^3$ près) du spectre spatial de puissance des inhomogénéités de volume (V) $G_\mu(\vec{q})$.

$$G_{\mu}(\vec{q}) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{+\infty} B_{\mu}(\rho) e^{i\vec{q}\cdot\vec{\rho}} d\vec{\rho} \quad (3.67)$$

Toute la démarche pour obtenir cette dernière expression suppose que seule la célérité fluctue dans le sédiment. En réalité, la densité du milieu fluctue elle aussi et tous les phénomènes qui lui sont liés doivent être pris en compte. Chernov [17] et Bruneau [11] ont repris le problème en considérant un milieu à masse volumique fluctuante. Les équations d'Euler (équilibre des forces appliquées à un élément de volume), de continuité du milieu (conservation de la masse) et d'état (liant la pression à la masse volumique) permettent d'obtenir une équation de propagation un peu plus complexe mais résoluble au prix de quelques approximations et conditions supplémentaires. Outre les hypothèses faites précédemment (petites variations de célérité, approximation de Born, de Fraunhofer, volume grand devant les distances de corrélation, etc.), il faut ajouter:

- la condition de petites variations de la masse volumique $\delta\rho_1$
- une corrélation totale entre les variations de célérité et de densité: $\sigma_{\rho_1} = \xi\sigma_{c_1}$ (comme supposé au chapitre 2, équation 2.7). Rappelons que σ_{ρ_1} et σ_{c_1} sont respectivement les écart types de fluctuation de densité et de célérité du sédiment.

Chernov et Bruneau obtiennent alors une expression de $\langle I_v \rangle$, en rétrodiffusion, très voisine de celle d'Ivakin & Lysanov:

$$\langle I_v \rangle = \left(\frac{k^2}{2\pi RR_0}\right)^2 V \left[\frac{\sigma_{\rho_1}}{\rho_0} + \frac{\sigma_{c_1}}{c_0}\right]^2 \int_{-\infty}^{+\infty} B_{\mu}(\vec{\rho}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{\rho}} d\rho \quad (3.68)$$

Nous avons défini au chapitre 2 (équation 2.4) $G_{\mu}(\vec{q})$ le spectre de corrélation des inhomogénéités (célérité + densité):

$$G_{\mu}(\vec{q}) = \mu^2 F(\vec{q}) \quad (3.69)$$

$$\text{avec } \mu^2 = \left[\frac{\sigma_{c_1}}{c_0} + \frac{\sigma_{\rho_1}}{\rho_0} \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}\right]^2 \quad (3.70)$$

Par analogie entre les relations 3.67 et 3.70, l'expression finale de $\langle I_v \rangle$ permettant d'accéder au coefficient local de réverbération de volume m_{v_l} est:

$$\langle I_v \rangle = \frac{2\pi k^4 V G(\vec{q})}{(RR_0)^2} \quad (3.71)$$

Par analogie avec l'équation (3.5) définissant m_{v_l} , cette dernière relation peut s'écrire de la façon suivante:

$$I_v = \frac{I_{diff}}{R_0^2} = \frac{V \cdot m_{v_l}(\phi, \theta)}{R^2 R_0^2} \quad (3.72)$$

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND99

On obtient ainsi finalement:

$$m_{v_i}(\phi, \theta) = 2\pi k^4 G_\mu(\vec{q}) \quad (3.73)$$

Cette formule est applicable en bistatique, mais en rétrodiffusion les points S et R se confondent ce qui donne: $\vec{q} = 2\vec{k}$ et $\varphi = \pi$.

Il faut maintenant calculer une expression approchée du spectre $G_\mu(\vec{q})$. Pour cela, plusieurs hypothèses sont possibles. Nous avons choisi celles qui s'adaptent le mieux à notre étude (haute fréquence, atténuation forte, couche superficielle des sédiments, incidence faible, rétrodiffusion, etc.):

- (1) Les inhomogénéités sont isotropes (*i.e.* les propriétés de diffusion volumique locale sont identiques quelque soit la direction d'observation). m_{v_i} ne dépend donc pas de l'incidence du champ d'onde p_i . Cette hypothèse est tout à fait contestable, puisque qu'intuitivement on imagine plutôt les fonds, non pas forcément stratifiés, mais conservant sur de plus longues distances ses propriétés de diffusion dans un plan horizontal que dans la direction verticale (chapitre 2). Cette hypothèse est aussi physique car l'observation des carottages montrent des coupes sédimentaires révélant la présence de couches plus ou moins marquées.

Mais,

- notre étude s'intéresse aux sédiments très superficiels (les premières dizaines de centimètres) qui sont *a priori* plus brassés et moins stratifiés (effets des courants, dépôts, activité biologique etc.)
 - et, étant donné l'infinité de configurations possibles de la structure sub-interface et le manque de connaissances des propriétés internes des sédiments superficiels, il vaut mieux se restreindre à un cas simple (isotropie) plutôt que d'augmenter le nombre de variables descriptives de la structure du fond et la complexité d'un problème trop pauvre en données expérimentales.
- (2) La fonction de corrélation des inhomogénéités est choisie de forme exponentielle:

$$B_\mu(\rho) = \langle \mu^2 \rangle e^{-\frac{\rho}{a}} \quad (3.74)$$

a est appelé longueur de corrélation des inhomogénéités.

Les remarques faites concernant l'hypothèse d'isotropie peuvent aussi être reprises ici: toute les mesures du "spectre des inhomogénéités des fonds" apportent assez peu de précisions sur le comportement général du spectre. Aucune fonction analytique ne peut approcher G_μ , même grossièrement. Le choix de telle ou telle fonction pour G_μ traduit donc plus le souci d'obtenir une expression littérale de m_{v_i} que l'existence

d'une loi universelle décrivant les spectres d'inhomogénéités des fonds marins. Nous avons choisi des longueurs de corrélation de quelques centimètres ($1-2 \leq a \leq 7-8 \text{ cm}$).

En passant en coordonnées sphériques (ρ, ϕ, α), l'élément de volume s'écrit $d\rho = \rho^2 \sin \phi d\rho d\phi d\alpha$ et $\vec{q} \cdot \vec{\rho} = q\rho \cos \phi$ et d'après (2.4), le spectre $G_\mu(q)$ devient:

$$G_\mu(2k) = \frac{1}{4\pi^2 k} \int_0^{+\infty} B_\mu(\rho) \sin 2k\rho d\rho \quad (3.75)$$

En remplaçant $B_\mu(\rho)$ par une fonction suivant une loi exponentielle (3.74):

$$G_\mu(2k) = \frac{\langle \mu^2 \rangle}{4\pi^2 k} \int_0^{+\infty} e^{-\frac{\rho}{a}} \sin 2k\rho d\rho = \frac{\langle \mu^2 \rangle}{4\pi^2 k} \cdot \frac{a^2}{1 + (a2k)^2} \sin(2\arctan(2ak)) \quad (3.76)$$

A hautes fréquences, en prenant un cas extrême $a \approx 0,1 \text{ m}$ et $f > 20 \text{ kHz}$, le coefficient $2ka$ est toujours supérieur à 1,6 donc $2ka \gg 1$. Cette valeur permet de donner une valeur asymptotique à $G_\mu(2k)$:

$$G_\mu(2k) = \frac{\langle \mu^2 \rangle}{16\pi^2 a k^4} \quad (3.77)$$

Cette dernière relation permet d'exprimer de façon analytique le coefficient local de réverbération de volume m_{v_l} :

$$m_{v_l} = 2\pi k^4 G_\mu(2k) = \frac{\langle \mu^2 \rangle}{8\pi a} \quad (3.78)$$

Cette dernière expression nécessite quelques remarques:

- La démarche entreprise a négligé l'atténuation β dans le sédiment; m_{v_l} calculé ici n'a de signification que localement. Si on veut exploiter ce résultat, il faut repartir des équations de propagation d'Helmoltz en introduisant un terme en $\exp(-\beta l)$ dans les solutions de ces équations (paragraphe suivant).
- Ce coefficient local est indépendant de la fréquence, ce qui est quelque peu dérangentant si l'on se réfère aux conclusions des mesures d'index global qui attribuaient la faible dépendance fréquentielle à la réverbération de volume: or cette dépendance apparaît avec l'atténuation β , paramètre très sensible à la fréquence et variable selon le type de fond.
- m_{v_l} augmente si la longueur de corrélation diminue. ce qui signifie que la variabilité spatiale des caractéristiques internes du sédiment est forte.
- m_{v_l} diminue si la longueur de corrélation augmente. Une grande longueur de corrélation signifie que les caractéristiques spatiales internes du sédiment changent assez peu même sur de longues distances.

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND 101

3.2.9 Coefficient élémentaire de réverbération

Jusqu'à présent, le calcul du coefficient *local* de réverbération m_{v_l} ne prend nullement en compte la géométrie de mesure comme par exemple la distance entre la source et le volume diffusant, l'atténuation sur le trajet de l'onde ou le franchissement d'une interface. Rappelons que Ivakin & Lysanov [40] ont calculé en bistatique l'index de réverbération d'un volume situé sous une surface rugueuse. Nous avons repris leur démarche en ne calculant pas le coefficient de réverbération de volume sur toute la profondeur du sédiment pour obtenir un index global du fond mais en conservant la notion de profondeur de pénétration et donc en considérant plutôt un coefficient "élémentaire" de réverbération de volume que nous nommons dm_{v_l} . Une fois obtenu, ce coefficient élémentaire de réverbération de volume permet de connaître, vu de l'interface eau-fond, le niveau de l'intensité des ondes rétrodiffusées par un élément de volume $dS \cdot dl$ situé à une distance l dans le volume (figure 3.27).

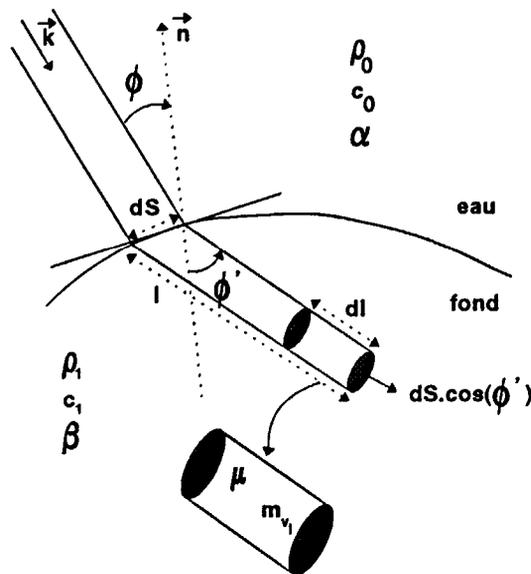


Figure 3.27: Description des variables géométriques permettant le calcul de I_v

Cette approche est justifiée par le fait que nous nous sommes intéressés dans la suite à des signaux temporels très courts, donc impliquant à un instant donné un très faible volume de sédiment.

Considérons à nouveau la solution de l'équation de propagation des ondes dans un milieu inhomogène (équation 3.57). En introduisant les pertes par absorption sur le trajet

de longueur $2l$ (trajet aller et retour en rétrodiffusion), les solutions à G et P_t sont les suivantes:

$$p_t(\vec{R}) \approx \frac{A.T_r(\phi)}{R} \exp(ik_0(R + n_0l) - \frac{\beta}{2}l) \quad (3.79)$$

$$G(\vec{R}, \vec{R}_1) \approx \frac{T_r(\phi)}{mR} \exp(ik_0(R + n_0l) - \frac{\beta}{2}l) \quad (3.80)$$

avec

- A l'amplitude de l'onde émise par la source située à une distance R de la surface rugueuse,
- m le rapport des densités ($m = \rho_1/\rho_0$),
- n l'indice de réfraction entre les deux milieux ($n = c_0/c_1$),
- T_r le coefficient de transmission à l'interface $T_r = 1 + V$.
- ϕ l'angle d'incidence du train d'onde et ϕ' l'angle réfracté à l'interface,
- et β l'atténuation énergétique (discutée au chapitre 2).

Loin de l'angle critique, nous négligeons l'effet de divergence des rayons dans le sédiment. Soit dS l'élément de surface externe à la surface et dS' l'élément de surface contenant les rayons réfractés au travers de l'élément dS , dS' peut s'écrire sous la forme suivante:

$$dS' = dS \cos \phi' \quad (3.81)$$

En supposant que l'absorption β soit assez forte pour que $l < 1/\beta \ll R$, d'après 3.73 et 2.7, l'intensité moyenne $\langle I_v \rangle$ s'écrit:

$$\langle I_v \rangle = \langle p_v \rangle = \frac{|A|^2}{m^2} \langle \int_{(S)} T_r^4(\phi) \cos(\phi') m_{v1} \frac{dS}{R^4} \int_0^\infty \exp(-2\beta l) dl \rangle \quad (3.82)$$

Si δ est l'écart-type local des pentes de l'interface (supposée suffisamment lisse), la sommation sur toute l'interface considérée (S) selon la variable dS peut se faire sur toute la surface $\zeta = 0$ décrite par le vecteur \vec{r} selon la variable d'intégration $dr/\cos \delta$. Ceci découle directement de l'hypothèse de faibles pentes permettant d'écrire la relation 3.41 (modèle de Brekhovskikh). Par analogie avec la relation intégrale suivante inspirée de 3.5:

$$I_v = |A|^2 \int_{(S)} \frac{m_v}{R^4} d\vec{r} \quad (3.83)$$

nous obtenons une expression proche de m_v le coefficient de réverbération de volume:

3.2. MODÉLISATION THÉORIQUE DE L'INDEX DE RÉVERBÉRATION DE FOND103

$$m_v(\phi) = \frac{1}{m^2} \left\langle \frac{T_r^4(\phi) \cos \phi' m_{v1}}{\cos \delta} \int_{l=0}^{\infty} \exp(-2\beta l) dl \right\rangle \quad (3.84)$$

Le coefficient élémentaire de réverbération d'un élément de volume $dS'.dl$ situé à une distance l de l'interface s'obtient en différentiant m_v :

$$dm_v(\phi, l) = \frac{\partial}{\partial l} m_v = \left\langle T_r^4(\phi) \cos \phi' m_{v1} / \cos \delta \right\rangle \frac{1}{m^2} \exp(-2\beta l) dl \quad (3.85)$$

Comme le moyennage doit se faire sur toutes les réalisations de ζ et que $\langle \zeta \rangle = 0$, nous supposons que le terme $\exp(-2\beta l) dl$ peut être sorti du moyennage $\langle \rangle$. Le choix *a priori* d'un coefficient local m_{v1} isotrope permet de simplifier le calcul de dm_v :

$$dm_v(\phi, l) = \frac{1}{m^2} \left\langle T_r^4(\phi) \cos \phi' / \cos \delta \right\rangle m_{v1} \exp(-2\beta l) dl \quad (3.86)$$

Si l'angle d'incidence est proche de la verticale (donc loin de l'angle critique), et en faisant l'hypothèse que les pentes sont distribuées de façon gaussiennes (*i.e.* centrées autour de 0° et faiblement dispersées ($\delta < 15$ à 20°)), Ivakin & Lysanov [40] utilisent la relation:

$$\left\langle T_r^4(\phi) \cos \phi' / \cos \delta \right\rangle = T_r^4(\phi) \cos \phi' \quad (3.87)$$

Pour obtenir une expression approchée du coefficient élémentaire de réverbération de volume:

$$dm_v(\phi, l) = \frac{T_r^4(\phi)}{m^2} m_{v1} \sqrt{1 - \sin^2 \phi / n_0^2} \exp(-2\beta l) dl \quad (3.88)$$

il faut sommer toutes les contributions élémentaires dm_v correspondant à chaque tranche de sédiment $dS'.dl$ (figure 3.27). Comme la fonction dm_v décroît rapidement en fonction de l (négligeable au delà de quelques longueurs d'onde), la sommation peut se faire de 0 à $+\infty$:

$$m_v(\phi) = \int_0^{+\infty} dm_v(l') dl' \quad (3.89)$$

$$= \frac{T_r^4(\phi)}{2\beta m^2} m_{v1} \sqrt{1 - \sin^2 \phi / n_0^2} \quad (3.90)$$

ce qui nous ramène bien au coefficient de réverbération de volume d'Ivakin & Lysanov. Autour de la verticale ($\phi \leq 40^\circ$), la dépendance angulaire de m_v est faible. A ces angles d'incidence, le terme $T_r^4(\phi) \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \phi / n_0^2}$ est très faiblement décroissant comme le montre la figure 3.28.

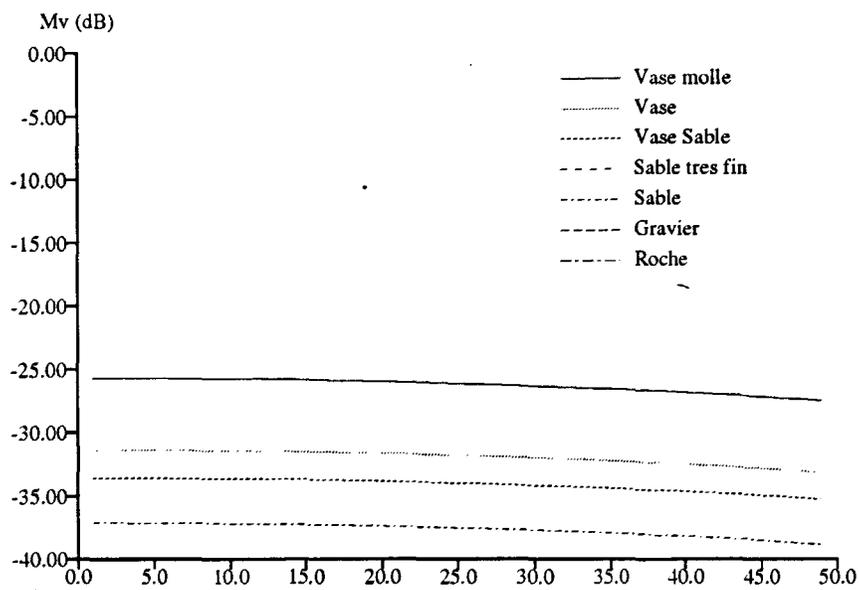


Figure 3.28: Evolution de l'index de réverbération de volume d'Ivakin & Lysanov $M_v = 10 \log m_v$, en fonction de l'incidence ϕ pour quatre des 7 types de fond prédéterminés. Les index situés en deçà de -50dB ne sont pas présentés (cf. la remarque sur le choix des degrés d'inhomogénéité au chapitre 2).

Index de réverbération total choisi

Nous avons choisi comme index global M_t la somme de deux termes:

- l'index de réverbération de Brekhovskikh & Lysanov (relation 3.43)
- et l'index de réverbération de volume M_v d'Ivakin & Lysanov (relation 3.90).

Le premier repose sur l'approximation de Kirchhoff donc de grands rayons de courbure de l'interface devant la longueur d'onde. Il est valide à des angles d'incidence réduits ($\phi < 40$ à 50°), ne dépend pas de la fréquence dans le domaine d'utilisation des écho-sondeurs de type "pêche" et ne dépend que du coefficient de réflexion à l'interface V^2 , de l'écart-type des pentes δ et de l'incidence ϕ .

Le second terme (l'index de réverbération de volume) fait appel à la méthode des petites perturbations (*i.e.* les fluctuations de densité et de célérité dans le fond sont relativement faibles devant les valeurs de l'eau de mer). Cet index dans sa forme présentée ici est valide jusqu'à environ 10° en deçà de l'angle critique ($\phi < \phi_{critique} - \delta$). Sa décroissance angulaire est faible et la dépendance fréquentielle se retrouve dans le coefficient d'atténuation β . Comme m_v est proportionnel à $1/\beta$ et que selon Hamilton $\beta_{dB/m} = k_p \cdot f_{kHz}$, M_v doit théoriquement diminuer avec la fréquence. Nous n'avons pas pu vérifier quantitativement ce comportement au cours de cette étude. Il semble cependant que les niveaux énergétiques des signaux acquis à l'aide d'un sondeur multifaisceaux de pêche à $100kHz$ aient été assez faibles comparés aux réponses enregistrées par le sondeur de pêche numérique (à $38kHz$) pour les mêmes fonds très mous (vase très fluide au large de l'estuaire de la Gironde). Cette constatation a été faite après avoir identifié les réponses acoustiques provenant de ces fonds comme dues principalement à la réverbération de volume.

L'index de réverbération total choisi finalement pour la suite de l'étude nous semble avoir le "comportement" le plus en accord avec toutes les observations et les mesures d'index effectuées jusqu'à présent, que ce soit son évolution modérée en fréquence, sa décroissance angulaire en fonction de la rugosité estimée de l'interface, ou les parts respectives de réverbération d'interface et de volume à ϕ donné.

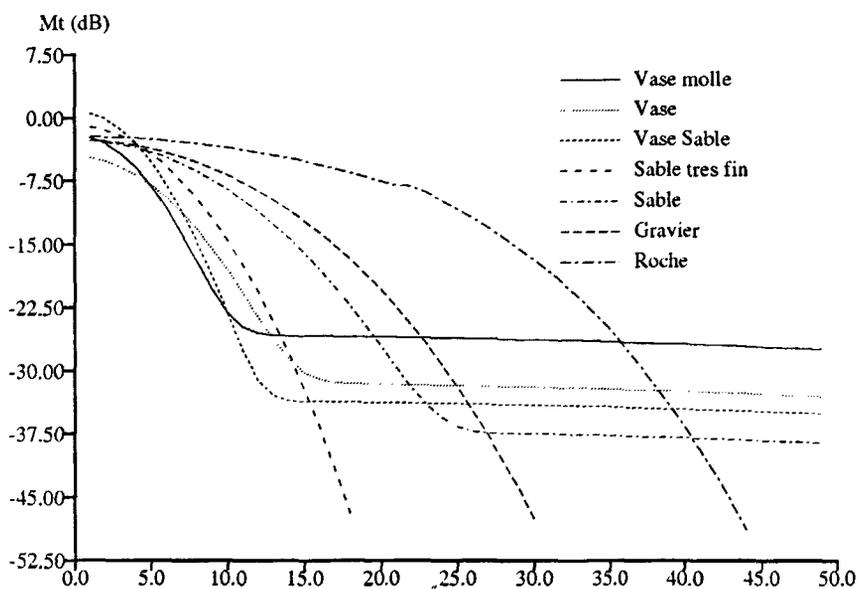


Figure 3.29: Evolution de l'index de réverbération $M_t = 10 \log(m_s + m_v)$ de Brekhovskikh, Ivakin & Lysanov en fonction de l'incidence ϕ pour les 7 types de fond prédéterminés ($f=38$ kHz, $a=4$ cm).

Chapitre 4

Modèle temporel d'échos de fond

4.1 Evolution de la réponse angulaire des fonds

Evolution du niveau réverbéré en fonction de la direction d'émission-réception

Cas d'une impulsion longue pour une ouverture fine

La notion d'impulsion longue ou de signal permanent revient à écarter toute idée d'étalement temporel dans l'estimation du niveau réverbéré par un fond et ceci quelque soit la configuration géométrique de mesure choisie. Nous considérons donc la réponse d'un fond en régime permanent comme la contribution de toutes les surfaces dS soumises à un champ de pression incident. La notion de forme d'enveloppe est donc écartée, au profit d'un niveau global de l'intensité réverbérée I_r . Soient :

- I_i l'intensité de l'onde incidente au point source O' ,
- I_r l'intensité de l'onde réverbérée reçue au point source O' ,
- dS un élément de surface d'index de réverbération total M_t (la contribution de volume étant ramenée ici à la surface puisque la notion de retard temporel disparaît

$$m_t = m_s + m_v \tag{4.1}$$

- R la distance entre O' et dS (distance suffisamment grande afin de respecter les conditions de champ lointain),
- et ϕ l'incidence de l'onde émise (figure 4.1).

L'expression de l'intensité élémentaire reçue par le récepteur s'écrit [10]:

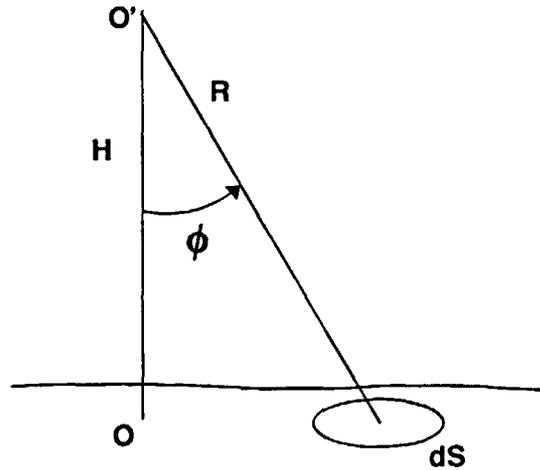


Figure 4.1: Rétrodiffusion par un élément d'interface

$$dI_r = \frac{I_i m_t(\phi) dS}{R^4} \quad (4.2)$$

Le terme en R^4 provient de l'hypothèse que les ondes sont sphériques à l'aller et au retour ($(\frac{1}{R^2})^2$). Cette expression est valable dans le cas où la directivité est isotrope ($D(\theta, \psi) = 1$) ce qui signifie que la source émet et reçoit avec le même gain quelque soit la direction considérée. Ce cas ne se retrouve jamais dans la réalité, les transducteurs émettant et recevant toujours dans une direction privilégiée.

Cas d'une directivité non isotrope bi-dimensionnelle

Cette directivité est celle des transducteurs possédant deux axes de symétrie, autrement dit des transducteurs rectangulaires. Les fonctions de directivité dans les deux directions sont indépendantes entre elles. Prenons le cas présenté sur la figure 4.2:

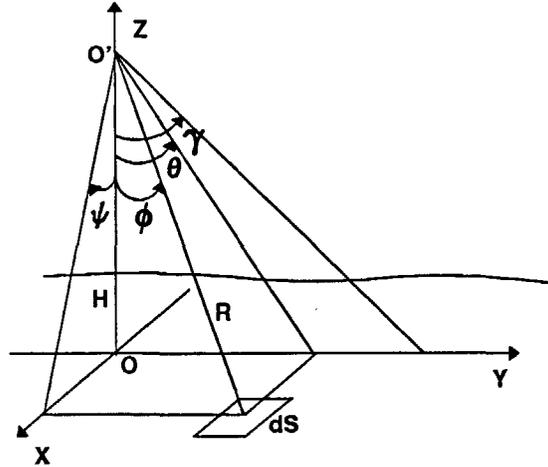
$D_x(\psi)$ est la fonction de directivité dans le plan (O, x, z) .

$D_y(\theta)$ est la fonction de directivité dans le plan (O, y, z) .

L'intensité dI_r reçue d'un élément dS situé au point repéré par les variables (R, θ, ψ) vaut:

$$dI_r = \frac{I_i m_t(\phi) D_y(\theta) D_x(\psi) dS}{R^4} \quad (4.3)$$

En sommant toutes les contributions élémentaires dI_r du fond:

Figure 4.2: Géométrie de rétrodiffusion par un élément d'interface dS

$$I_r = \int_{(S)} dI_r = \int_{(S)} \frac{I_i m_t(\phi) D_y(\theta) D_x(\psi) dS}{R^4} \quad (4.4)$$

Si la direction du lobe principal dans le plan (O, y, z) est donné par l'angle γ (nous supposons que l'inclinaison du lobe principal ne peut se faire que dans le plan (O, y, z)), les diagrammes de directivités peuvent être schématisés par les courbes 4.3.

Sans hypothèses simplificatrices, l'obtention d'une expression analytique de I_r (4.4) est difficile. Néanmoins, il est possible d'approcher avec une assez bonne confiance I_r en assimilant les diagrammes de directivité à deux créneaux angulaires:

- $D_x(\psi) = 1$ si $\psi \in [-\psi_0; +\psi_0]$
 $D_x(\psi) = 0$ sinon.
- $D_y(\theta) = 1$ si $\theta \in [\gamma - \theta_0; \gamma + \theta_0]$
 $D_y(\theta) = 0$ sinon.

$2\psi_0$ et $2\theta_0$ étant les largeurs des lobes principaux de directivité considérées à $-3dB$. Si ces ouvertures sont suffisamment fines pour que les conditions de champs lointain soient respectées ($R \gg dS_x \cdot dS_y / \lambda$), et si l'on suppose que m_t varie très peu quelque soit l'angle visant un point appartenant à la surface délimitée par le cône d'ouverture, il est possible d'écrire:

$$m_t(\phi) \approx m_t(\gamma) \quad (4.5)$$

De la même façon, sachant que:

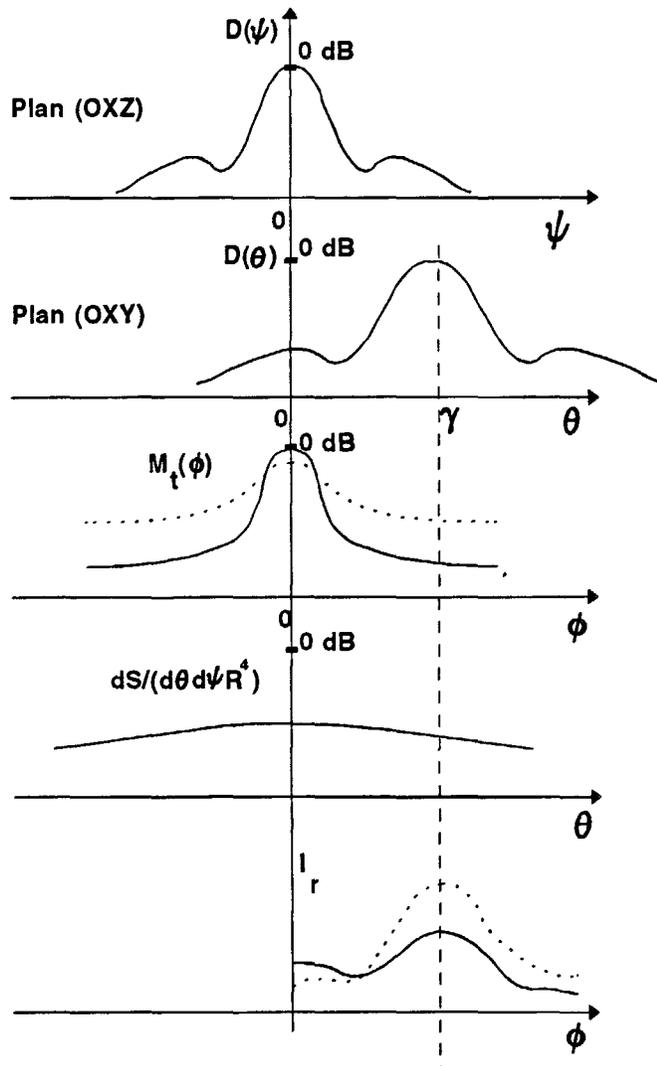


Figure 4.3: Comportement du niveau réverbéré par deux types de fonds en fonction de la directivité et de l'incidence. Description des différents termes de l'expression de I_r . L'index de réverbération $M_t(\phi)$ dépend de la nature du fond (traits pointillés: fond dur et rugueux; trait continu: fond mou et peu rugueux).

$$R(\phi) = H \cdot \sqrt{1 + \tan^2 \psi + \tan^2 \theta} \quad (4.6)$$

et en tenant compte que le cône d'ouverture dans le plan (O, x, z) est suffisamment fin pour que $\tan^2 \psi \ll 1$ et $\tan^2 \theta \approx \tan^2 \gamma$, $\frac{1}{R^4}$ peut s'écrire:

$$\frac{1}{R^4(\phi)} \approx \frac{1}{(H \sqrt{1 + \tan^2 \gamma})^4} = \frac{1}{R^4(\gamma)} = \frac{\cos^4 \gamma}{H^4} \quad (4.7)$$

Ces hypothèses permettent d'obtenir une expression approchée de I_r :

$$I_r = \frac{I_i m_t(\gamma) \cos^4 \gamma}{H^4} \int_{-\psi_0}^{-\psi_0} \int_{\gamma-\theta_0}^{\gamma+\theta_0} dS \quad (4.8)$$

D'après la figure 4.4,

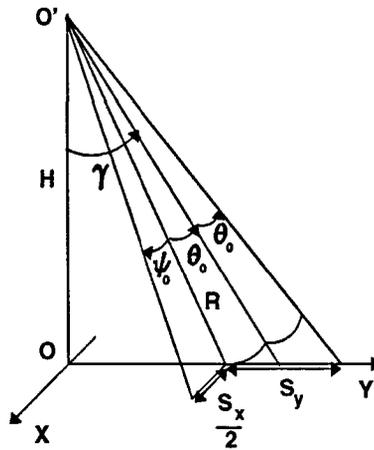


Figure 4.4: Calcul de dS

$$S_x = \frac{H \cdot 2 \tan \psi_0}{\cos \gamma} \quad (4.9)$$

$$S_y = \frac{H \cdot 2 \tan \theta_0}{\cos^2 \gamma} \quad (4.10)$$

Donc,

$$\int_{-\psi_0}^{-\psi_0} \int_{\gamma-\theta_0}^{\gamma+\theta_0} dS = S = S_x \cdot S_y \simeq \frac{H^2 \cdot 2 \tan \theta_0 \cdot 2 \tan \psi_0}{\cos^3 \gamma} \quad (4.11)$$

L'intensité réverbérée I_r en fonction de l'angle pour une incidence γ du lobe principal dans le plan $(0,y,z)$ vaut alors:

$$I_r = \frac{I_i \cdot m_t(\gamma) \cdot \cos \gamma \cdot 2 \tan \psi_0 \cdot 2 \tan \theta_0}{H^2} \quad (4.12)$$

La surface insonifiée pour une orientation verticale des lobes principaux de directivité ($\gamma = 0$) vaut:

$$S_v = 4H^2 \tan \psi_0 \tan \theta_0 \quad (4.13)$$

$I_r(\gamma)$ peut donc aussi s'écrire:

$$I_r(\gamma) = \frac{I_i \cdot S_v \cdot m_t(\gamma) \cdot \cos \gamma}{H^4} \quad (4.14)$$

Cette expression permet d'observer que I_r

- est proportionnel à l'intensité incidente I_i
- est proportionnel à $m_t(\gamma) \cdot \cos \gamma$ (*i.e.* quand γ est faible, la décroissance est approximativement celle de l'index $m_t(\gamma)$),
- suit une décroissance en S_v/H^4 donc en $1/H^2$ en fonction de la hauteur d'eau H .
On peut aussi rajouter le terme de pertes par absorption dans la tranche d'eau en $(\exp(-2\alpha R(\gamma)))^2$, ce facteur étant très sensible à la fréquence.

Cas d'une directivité non isotrope circulaire

Quand le diagramme de directivité possède une symétrie de révolution par rapport à l'axe $(0,z)$ (dite "directivité circulaire"), en respectant les mêmes approximations que ci-dessus, I_r s'obtient de façon analogue (figure 4.5):

Calcul de la surface S insonifiée:

$$S = \int_{(S)} dS = \pi ab \quad (4.15)$$

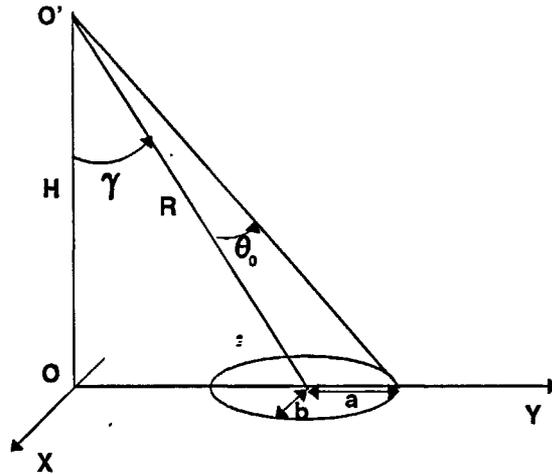
avec

$$b = H \tan \theta_0 / \cos \gamma \quad (4.16)$$

et

$$a = \frac{H}{2} (\tan(\gamma + \theta_0) - \tan(\gamma - \theta_0)) \quad (4.17)$$

En développant l'expression de b , on obtient:

Figure 4.5: Calcul de S dans le cas d'une ouverture circulaire

$$S = \pi H^2 \tan^2 \theta_0 \frac{1 + \tan^2 \gamma}{\cos \gamma \cdot (1 - \tan^2 \gamma \tan^2 \theta_0)} \quad (4.18)$$

Dans le cas traité ici, $S_v = \pi H^2 \tan^2 \theta_0$. En reprenant l'équation (4.8), et négligeant $\tan^2 \gamma \tan^2 \theta_0$ devant 1 (car l'ouverture est fine $\theta_0 \ll 1$), on obtient:

$$I_r = \frac{I_i m_t(\gamma) \cos^4 \gamma}{H^4} \int_{-\psi_0}^{-\psi_0} \int_{\gamma-\theta_0}^{\gamma-\theta_0} dS \quad (4.19)$$

$$= \frac{I_i m_t(\gamma) \cos^4 \gamma}{H^4} S_v \frac{1 + \tan^2 \gamma}{\cos \gamma \cdot (1 - \tan^2 \gamma \tan^2 \theta_0)} \quad (4.20)$$

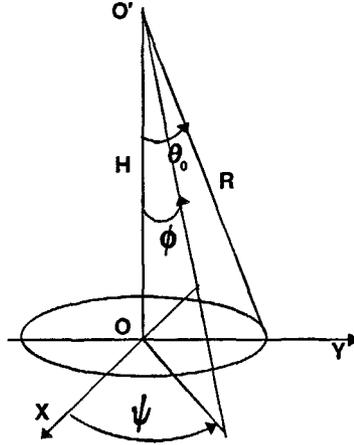
$$= I_i S_v m_t(\gamma) \cos \gamma / H^4 \quad (4.21)$$

en négligeant le terme $(\tan^2 \gamma \tan^2 \theta_0)$ devant l'unité car l'ouverture θ_0 est supposée fine. L'expression de I_r est la même qu'il s'agisse d'une ouverture rectangulaire ou circulaire.

Cas d'une impulsion longue pour une ouverture large

Nous n'évoquerons ici que le cas d'une directivité à symétrie circulaire par rapport à l'axe (O, z) en incidence verticale ($\gamma = 0$) (figure 4.6):

L'hypothèse d'ouverture large interdit l'approximation $m_t(\phi) = \text{constante}$ pour $\phi \in [0; \theta_0]$. Rappelons l'index de réverbération de Brekhovskikh & Lysanov [10] [40] (chapitre 3):

Figure 4.6: Ouverture circulaire (θ_0 , incidence verticale ($\gamma = 0$), impulsion longue

$$m_t(\phi) = m_s(\phi) + m_v(\phi) = \frac{V^2}{8\pi\delta^2 \cos^4 \phi} \exp\left(\frac{-\tan^2 \phi}{2\delta^2}\right) + \frac{T_r^4 \cdot m_0 \cdot \cos \phi'}{2\beta m^2} \quad (4.22)$$

En incidence proche de la verticale, $\cos \phi' \approx \cos \phi$ (ϕ' étant l'angle réfracté dans le sédiment). L'élément d'interface dS ayant pour expression:

$$dS = \frac{H^2 \sin \phi d\phi d\psi}{\cos^3 \phi} \quad (4.23)$$

I_r vaut donc d'après (4.4):

$$I_r = \int_{(S)} dI_r = \int_{(S)} \frac{I_i m_t(\phi) D(\phi) dS}{R^4} = I_i \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\phi=0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{(m_s(\phi) + m_v(\phi)) D(\phi) dS}{R^4(\phi)} \quad (4.24)$$

Si $D(\phi) = 1$ à l'intérieur du cône de directivité ($\phi \leq \theta_0$) et $D(\phi) = 0$ en dehors, alors I_r s'écrit:

$$I_r = I_{rs} + I_{rv} = 2\pi I_i \int_{\phi=0}^{\theta_0} \frac{m_s(\phi) dS}{R^4(\phi)} + 2\pi I_i \int_{\phi=0}^{\theta_0} \frac{m_v(\phi) dS}{R^4(\phi)} \quad (4.25)$$

En incidence faible ($\phi \in [0; +\theta_0]$), $V^2(\phi)$ et $T_r^4(\phi)$ varient peu, et peuvent donc être sortis de l'intégrale:

$$I_{rs} = \frac{2\pi I_i V^2(0)}{8\pi\delta^2 H^2} \int_0^{\theta_0} \frac{\sin \phi \exp(-\tan^2 \phi / 2\delta^2)}{\cos^3 \phi} d\phi \quad (4.26)$$

En remarquant que

$$\sin \phi / \cos^3 \phi = \tan \phi (1 + \tan^2 \phi)$$

et que

$$\frac{\partial}{\partial \phi} \left[\exp(-\tan^2 \phi / 2\delta^2) \right] = \frac{-\tan \phi (1 + \tan^2 \phi)}{\delta^2} \exp(-\tan^2 \phi / 2\delta^2) \quad (4.27)$$

I_{rs} prend l'expression simple suivante:

$$I_{rs} = \frac{I_i V^2(0)}{4H^2} \left[1 - \exp\left(\frac{-\tan^2 \theta_0}{2\delta^2}\right) \right] \quad (4.28)$$

Calculons I_{rv} :

$$I_{rv} = \frac{2\pi I_i T_r^4(0) m_0}{2\beta m^2 H^2} \int_0^{\theta_0} \sin \phi \cos^2 \phi d\phi \quad (4.29)$$

$$= \frac{\pi I_i T_r^4(0) m_0}{\beta m^2 H^2} \left[\frac{\cos^3 \phi}{3} \right]_{\theta_0}^0 = \frac{I_i T_r^4 m_0 \pi}{3\beta m^2 H^2} [1 - \cos^3 \theta_0] \quad (4.30)$$

I_{rs} est proportionnel à

- $\exp(-4\alpha H)/H^2$ si l'on introduit les pertes par absorption dans la tranche d'eau H ,
- $V^2(0)$ le coefficient de reflexion à l'interface eau-fond,
- $1 - \exp(-\tan^2 \theta_0 / 2\delta^2)$, expression fonction de l'ouverture de directivité θ_0 et des caractéristiques de l'interface (ici δ , l'écart-type des pentes).

I_{rv} est proportionnel:

- au même terme de pertes par divergence et par absorption $\exp(-4\alpha H)/H^2$,
- au coefficient de réverbération de volume $m_v(0) = T_r^4 m_{v_i} / \beta m^2$ (T_r étant le coefficient de transmission d'une onde plane au travers de l'interface eau-fond, m_{v_i} le coefficient local de réverbération de volume, β l'atténuation dans le fond et m^2 le rapport de la densité du fond sur celle de l'eau de mer),
- un terme en $(1 - \cos^3 \theta_0)$ fonction de l'ouverture du cône de directivité.

Interprétation numérique

Afin d'évaluer les proportions entre I_{rs} et I_{rv} selon la nature du fond, prenons deux types de fonds caractéristiques:

- Fond (1): fond dur et rugueux ($V \approx 0,7$, $\delta \approx 15^\circ$)
- Fond (2): un fond mou et peu rugueux ($V \approx 0,2$, $\delta \approx 5^\circ$)

Pour chacun des deux fonds, nous choisissons un rapport $m_{v_i}/2\beta$ identique (choisi par Ivakin & Lysanov [40]): $m_{v_i}/2\beta \approx 3,4 \cdot 10^{-3}$ à $100kHz$.

- Pour une ouverture de $\theta_0 = 10^\circ$,
 - $10 \cdot \log(I_r^{(1)}/I_r^{(2)}) = 4$ à $5dB$ (la réponse totale en incidence verticale d'un fond dur et rugueux est supérieure de 4 à 5 dB à celle d'un fond mou et peu rugueux).
 - $10 \cdot \log(I_{rs}^{(1)}/I_{rv}^{(1)}) \approx 30dB$: la réverbération d'interface est très supérieure à la réverbération de volume pour un fond dur et rugueux
 - $10 \cdot \log(I_{rs}^{(2)}/I_{rv}^{(2)}) \approx 17dB$ Pour un fond mou et lisse, la réverbération d'interface prédomine largement à incidence très faible: la réflexion spéculaire d'interface est très forte.
 - $10 \cdot \log(I_{rv}^{(1)}/I_{rv}^{(2)}) \approx -10dB$ (le niveau de réverbération de volume du fond (2) est néanmoins supérieur d'environ 10 dB à celui du fond (1)).
- Pour une ouverture plus importante $\theta_0 = 15^\circ$:
 - $10 \cdot \log(I_r^{(1)}/I_r^{(2)}) = 6$ à $7dB$
 - $10 \cdot \log(I_{rs}^{(1)}/I_{rv}^{(1)}) \approx 32dB$
 - $10 \cdot \log(I_{rs}^{(2)}/I_{rv}^{(2)}) \approx 14dB$: la part de réverbération de volume devient moins négligeable ce qui s'explique par une décroissance plus lente de l'index de réverbération de volume en fonction de l'incidence (figure 4.3).
- Enfin pour $\theta = 20^\circ$
 - $10 \cdot \log(I_r^{(1)}/I_r^{(2)}) = 16$ à $17dB$
 - $10 \cdot \log(I_{rs}^{(1)}/I_{rv}^{(1)}) \approx 32dB$
 - $10 \cdot \log(I_{rs}^{(2)}/I_{rv}^{(2)}) \approx 2.5dB$ (la part de réverbération de volume devient comparable à la réverbération d'interface).

Ces ordres de grandeur permettent de tirer les mêmes conclusions faites lors de l'analyse des travaux de mesure et de modélisation des index de réverbération de volume et d'interface:

- en incidence très faible, la réverbération d'interface domine largement à cause de la réflexion spéculaire pour les fonds lisses et à cause de l'impédance forte des fonds durs.
- La part de contribution de volume est de plus en plus importante pour les fonds mou et peu rugueux si l'ouverture angulaire augmente. Pour ces fonds, elle n'est donc pas du tout négligeable.
- En revanche, la réverbération de volume est à négliger pour les fonds durs et rugueux.

4.2 Modélisation de l'enveloppe temporelle

4.2.1 Introduction

Lors de la rétrodiffusion d'un signal de sondeur par le fond de la mer, du fait que l'émission et la réception se font dans une ouverture de quelques degrés et que la cible est très étendue, la réponse temporelle arrive étalée dans le temps. Cet étalement ne dépend pas seulement de la configuration géométrique de mesure (distance eau-fond, inclinaison du transducteur) et des paramètres d'émission du sondeur (durée et forme de l'impulsion, directivité) mais aussi des caractéristiques physiques du fond: forme de l'interface eau-fond, densité, célérité, taux d'inhomogénéités et amortissement des ondes dans le sédiment.

Dans le cas des écho-sondeurs monofaisceaux que nous utilisons, l'enveloppe temporelle est la seule source d'information sur le phénomène de réverbération. Il est donc important de modéliser assez finement cet aspect du signal, afin de bien analyser l'influence des caractéristiques physiques de divers fonds sur l'enveloppe temporelle des échos et de développer un outil permettant l'élaboration d'une méthode d'identification. L'étude porte donc principalement sur l'analyse de l'enveloppe détectée à partir de l'amplitude de signaux redressés (en Volts), c'est à dire qu'il n'est pas du tout fait cas du contenu fréquentiel du signal électrique reçu.

Etant donné la structure des signaux réverbérés, il est illusoire de penser que l'enveloppe temporelle totale permettra à elle seule de connaître les parts respectives de la réverbération d'interface et de volume et, par la suite, de mesurer de façon précise l'impédance de l'interface eau-fond (densité, célérité relative), la rugosité de l'interface, ou les caractéristiques physiques internes de la première couche du fond. Trop de phénomènes se superposent et interfèrent entre eux. Mais l'analyse de signaux expérimentaux acquis en mer montre que, dans les mêmes conditions géométriques, la forme de l'enveloppe change selon le type de fond, parfois très sensiblement, parfois seulement légèrement, et permet donc d'identifier globalement la nature du sol. D'un autre côté, un même type de fond donne des enveloppes

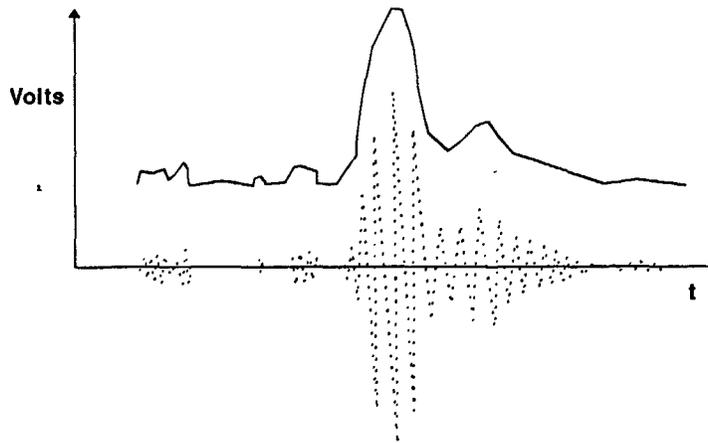


Figure 4.7: *Signal électrique reçu du transducteur par le sondeur (trait pointillés); enveloppe extraite de ce signal (trait continu).*

différentes lorsque la hauteur d'eau varie: l'opération d'identification doit donc prendre en compte la géométrie du problème.

4.2.2 Géométrie du problème

L'ouverture du faisceau principal varie de 3° à environ 20° selon la fréquence utilisée et la taille des transducteurs. Comme le diagramme de directivité (incluant les lobes secondaires) est très difficile à mesurer précisément en bassin et *a fortiori* en mer, nous avons utilisé dans les applications les diagrammes de directivité fournis soit par le constructeur du sondeur, soit obtenus par calcul en fonction de la fréquence et de la taille du transducteur. Il est à noter que le comportement en émission-réception d'un transducteur installé sur une coque de bateau peut être sensiblement modifié par son environnement (figure 4.8).

La plupart des sondeurs émettent des signaux en incidence verticale mais le mouvement du bateau (roulis et tangage) fait osciller la direction d'émission-réception de quelques degrés autour de la verticale.

De même, le pilonnement du bateau provoque une fluctuation apparente de la hauteur d'eau autour d'une valeur moyenne. Cette variation relative est en général assez faible au delà de $50m$ de profondeur. En deçà de cette valeur, les effets constatés sur la forme de l'enveloppe ne sont plus négligeables. Et lors de mesures en mer, c'est le couplage des trois phénomènes pilonnement-roulis-tangage qui affecte l'enveloppe.

Dans la construction du modèle, nous prendrons donc en considération ces différents paramètres de configuration géométrique.

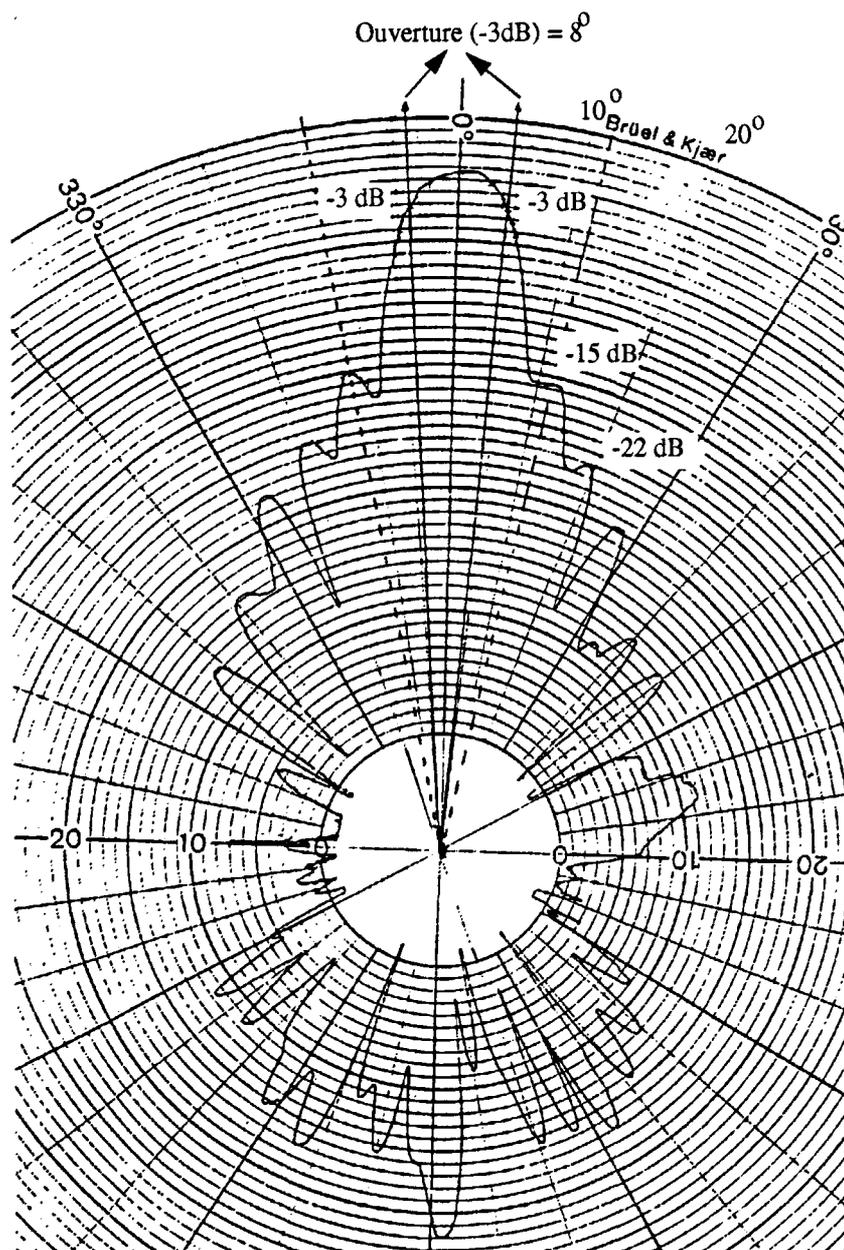


Figure 4.8: Diagramme de directivité mesuré d'un transducteur de type rectangulaire: fréquence 38 kHz dans un plan transversal. On peut remarquer que le diagramme n'est pas symétrique par rapport à la direction principale, et qu'il ne correspond pas vraiment à la directivité théorique d'une antenne linéaire (loi en $[\sin(x.\theta)/(x.\theta)]^2$).

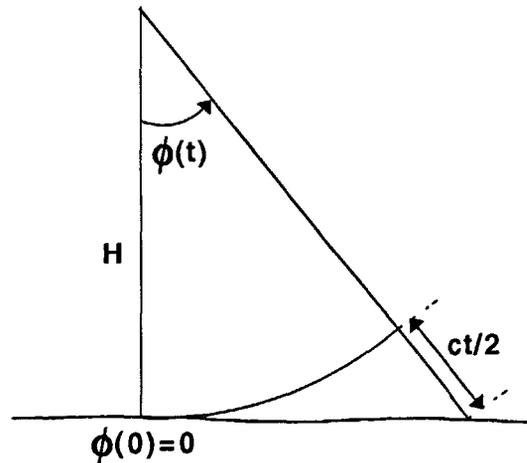


Figure 4.9: Ouverture d'angle $\phi(t, l = 0)$ à l'instant t ; à $t = 0$, $\phi(0, 0) = 0$. le temps $t = 0$ correspond au début de contribution provenant du fond.

Si l'on prend comme origine des temps le moment où le fond est détecté, la surface insonifiée contributive dépend de l'instant de mesure t , de l'ouverture du faisceau, de la durée d'impulsion T et de la hauteur d'eau H (figure 4.9). En effet, comme pour les sonars latéraux, l'émission d'une impulsion courte provoque une insonification progressive du fond de la mer. Le balayage commence à la verticale sous le sondeur (incidence nulle $\phi = 0$, $t = 0$) et se déplace comme un disque puis un anneau de rayon croissant vers les incidences fortes, anneau dont l'aire dépend de la durée d'impulsion. De même, le volume insonifié dans le sédiment est compris entre deux calottes sphériques. Pour obtenir la taille de la surface et du volume insonifiés à un instant donné t , il faut introduire le retard de contribution énergétique d'un élément de surface ou d'un élément de volume du sédiment et ceci pour un fond supposé plat:

$$t(\phi, l) = \frac{2l}{c_1} + \frac{2H}{c_0} \cdot \left[\frac{1}{\cos \phi} - 1 \right] \quad (4.31)$$

et inversement:

$$\phi(t, l) = \arccos \left[\frac{H}{H + c_0 t / 2 - l c_0 / c_1} \right] \quad (4.32)$$

où c_0 et c_1 sont respectivement les célérités dans l'eau et dans le sédiment supposé fluide, H la hauteur d'eau et l la longueur du trajet de l'onde dans le sédiment. A l constant, la

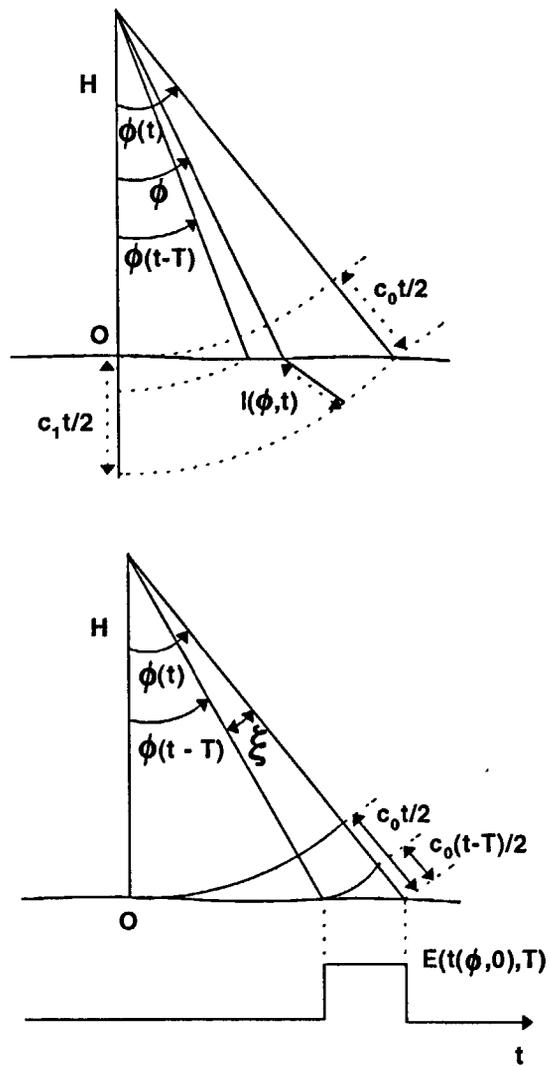


Figure 4.10: Géométrie de mesure en coupe (en haut) et comportement de la fonction E pour $l = 0$ (en bas).

fonction $\phi(t, l)$ est une fonction continue, strictement croissante pour $t \in [0; +\infty]$ (figure 4.11).

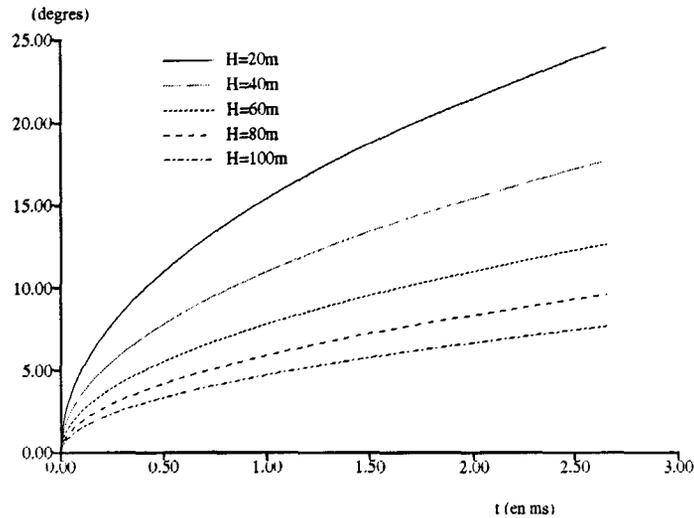


Figure 4.11: Courbe de l'évolution de $\phi(t, 0)$ en fonction du temps t .

Une contribution énergétique provenant d'un élément de volume placé selon un angle ϕ par rapport à la verticale sera donc retardée du temps $t(\phi, l)$ par rapport à la contribution provenant de la verticale au sondeur ($t = 0$). Pour une durée d'impulsion T , on définit la fonction d'insonification $E(t, T)$ du sondeur comme (figure 4.10):

$$E(t(\phi, l), T) = 1 \quad \text{si } \phi \in [\phi(t - T, l), \phi(t, l)] \quad (4.33)$$

$$= 0 \quad \text{sinon.} \quad (4.34)$$

Condition dite "d'impulsion courte"

L'insonification progressive du fond de la mer commence à la verticale du sondeur (le point O). Au cours du temps, plusieurs phases se succèdent:

- $t < 0$: l'onde n'a pas atteint le fond, il n'y a pas encore de réverbération de fond.
- $t < T$: seule une partie de l'impulsion a atteint l'interface, la tâche insonifiée réverbérante est un cercle qui croît en fonction du temps. Ce cercle de rayon $H \tan \phi(t, 0)$ est centré sur O (figure 4.12 (bas)). $\phi(t - T, l) = 0$, il s'agit en quelque sorte d'une phase transitoire.

- $t > T$, tout le train d'onde émis a atteint le fond ($\phi(t - T, l) > 0$). La tache devient un anneau toujours centré sur le point O (figure 4.12 (haut)). Le rayon de cet anneau croissant avec t balaie le fond à des incidences de plus en plus fortes formant dans le plan vertical un pinceau angulaire d'ouverture ξ :

$$\xi = \phi(t, l) - \phi(t - T, l) \quad (4.35)$$

Considérons qu'à $\phi(t, l)$ donné, les variations des caractéristiques de rétrodiffusion du fond et de directivité sont très faibles pour une variation angulaire d'incidence $\delta\phi$; l'impulsion est dite courte si l'angle formé par les limites inférieures et extérieures de l'anneau de contribution ξ restent inférieures à $\delta\phi$:

$$\xi = \phi(t, l) - \phi(t - T, l) < \delta\phi \quad (4.36)$$

Considérons le cas où $l = 0$ donc intéressons nous à la seule réverbération d'interface et simplifions dans ce cas l'écriture de $\phi(t, 0)$ en $\phi(t)$. La condition d'impulsion courte ne peut pas exister durant la phase transitoire puisque que tout le train d'onde n'a pas encore atteint le fond. Ceci impose l'inégalité suivante:

$$t > T \text{ donc } \phi(t) > \phi(T) \quad (4.37)$$

L'inégalité (4.36) est presque toujours vérifiée à des angles d'incidence importants. En revanche, si ϕ est faible ($\phi(t) < 30^\circ$), il faut y porter une plus grande attention. Sachant que d'après 4.32:

$$\cos \phi(t) = \frac{1}{1 + \frac{c_0 t}{2H}} \approx 1 - \frac{\phi^2(t)}{2} \approx 1 - \frac{c_0 t}{2H} \quad (4.38)$$

$$\cos \phi(t - T) = \frac{1}{1 + \frac{c_0(t-T)}{2H}} \approx 1 - \frac{\phi^2(t - T)}{2} \approx 1 - \frac{c_0(t - T)}{2H} \quad (4.39)$$

$$(4.40)$$

(4.36) peut être explicitée ainsi:

$$\phi(t) - \sqrt{\phi^2(t) - \frac{c_0 T}{H}} < \delta\phi \quad (4.41)$$

Cette inégalité impose une valeur minimale à $\phi(t)$ pour respecter la condition (4.36):

$$\phi(t) > \phi(T) \quad (4.42)$$

$$\phi(t) > \frac{\delta\phi}{2} + \frac{c_0 T}{2H \delta\phi} \quad (4.43)$$

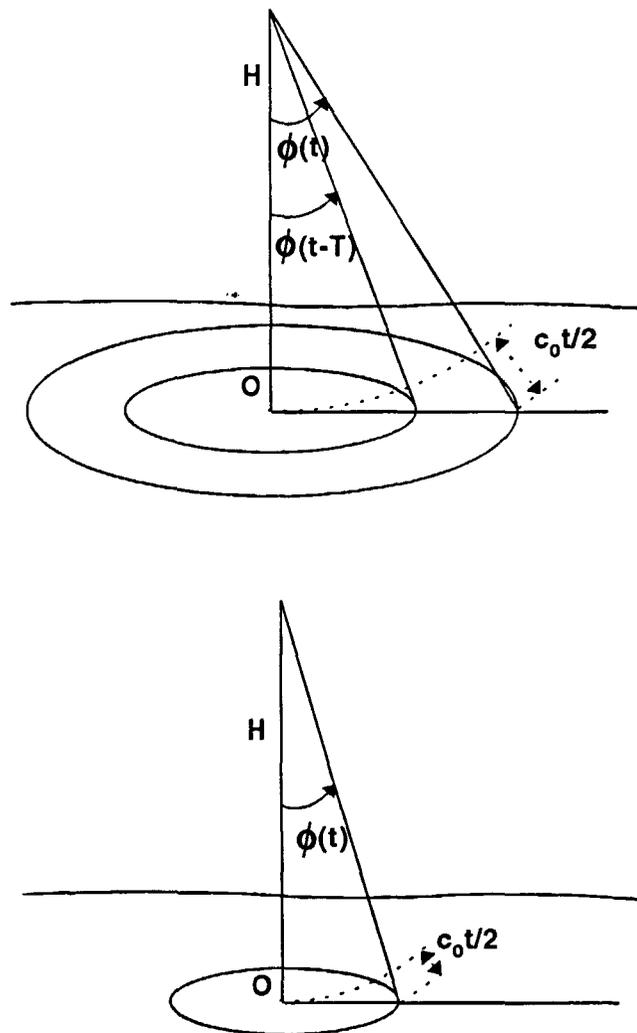


Figure 4.12: Evolution de la tache d'insonification en fonction du temps, cas où $t < T$; cas où $t > T$

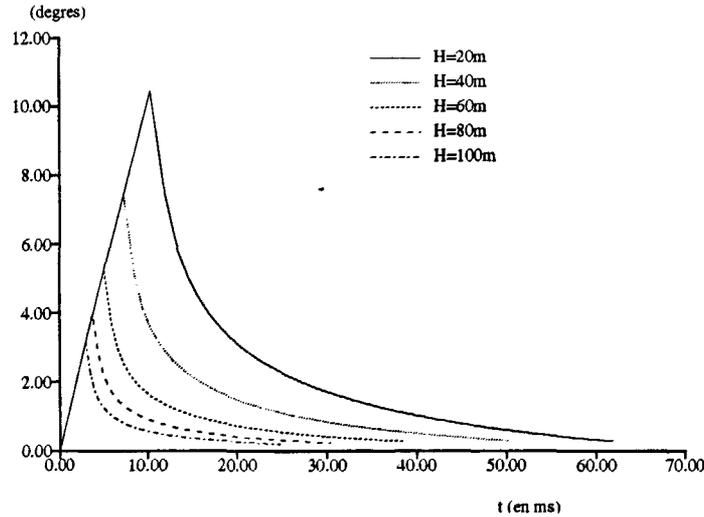


Figure 4.13: Evolution de l'angle $\xi = \phi(t, l) - \phi(t - T, l)$ en fonction de l'incidence ϕ (avec $T = 0.512 \text{ ms}$).

La figure 4.13 représente l'évolution du pinceau de balayage ξ en fonction de l'angle ϕ . Selon $\delta\phi$, on s'aperçoit qu'il existe une zone angulaire dans laquelle les conditions d'impulsion courtes ne sont pas respectées ($\xi > \delta\phi$). Néanmoins, quand le rapport T/H diminue, l'hypothèse d'impulsion courte est valide à des angles d'incidence de plus en plus faibles (figure 4.13). Par exemple, si on choisit $\delta\phi = 2^\circ$, dans un cas limite mais assez courant d'utilisation d'écho-sondeurs ($T = 0,512\text{ms}$, $H = 20\text{m}$), la valeur minimale de ϕ afin de considérer l'impulsion comme "courte" est supérieure à 20° . La modélisation de l'enveloppe à de tels angles (proche de l'incidence verticale) n'est donc pas simple et il n'est pas possible de traiter la réponse temporelle reçue par le sondeur comme celle d'un sonar latéral.

4.2.3 Expression temporelle du signal réverbéré

Soient $I_s(t)$ et $I_v(t)$ respectivement les enveloppes temporelles de l'intensité réverbérée par l'interface et le volume dans le cas de l'émission d'un signal d'enveloppe constante de durée T . L'intensité totale réverbérée par le fond s'écrit sous la forme:

$$I(t, T) = I_s(t, T) + I_v(t, T) \text{ si } t > 0 \quad (4.44)$$

$$= 0 \text{ si } t < 0 \quad (4.45)$$

avec

$$I_s(t, T) = \int \int_{(s)} E(t, T) \cdot d^2 I_s \quad (4.46)$$

$$I_v(t, T) = \int \int \int_{(v)} E(t, T) \cdot d^3 I_v \quad (4.47)$$

$d^2 I_s$ et $d^3 I_v$ sont respectivement les contributions élémentaires réverbérées par un élément de surface et de volume.

$$d^2 I_s = I_0 \cdot D(\phi, \psi, \theta) \cdot m_s(\phi) \cdot \left[\frac{e^{-2 \cdot \alpha \cdot R}}{R^2} \right]^2 \cdot dS \quad (4.48)$$

$$d^3 I_v = I_0 \cdot D(\phi, \psi, \theta) \cdot dm_v(\phi, l) \cdot \left[\frac{e^{-2 \cdot \alpha \cdot R}}{R^2} \right]^2 \cdot dS \quad (4.49)$$

Chaque expression est le produit:

- de l'intensité d'émission du sondeur I_0 .
- de la fonction de directivité d'émission réception du sondeur $D(\phi, \psi, \theta)$ faisant intervenir, outre ϕ , l'inclinaison θ du lobe principal et l'angle dans le plan horizontal ψ (gisement).
- de l'indice de réverbération surfacique $m_s(\phi)$ 3.43 ou de l'indice élémentaire de réverbération volumique $dm_v(\phi, l)$ 3.88 (chapitre 3).
- du terme de pertes géométriques $\frac{1}{R^4}$ des ondes supposées sphériques lors du trajet aller-retour.
- du terme de pertes $e^{-4\alpha R}$ par amortissement des ondes dans la tranche d'eau. L'amortissement α (d'amplitude ici) dépend de la fréquence: $\alpha_{dB/km}$ varie de 3 dB/km à 20 kHz à 60 dB/km à 200 kHz.

En explicitant la fonction d'insonification $E(t(\phi, l), T)$ (d'après 4.34), les expressions de $I_s(t, T)$ et de $I_v(t, T)$ s'expriment de cette façon:

$$I_s(t, T) = \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\phi(t-T, 0)}^{\phi(t, 0)} d^2 I_s \quad (4.50)$$

et

$$I_v(t, T) = \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_0^{\phi(t)} \int_{l(\phi, t-T)}^{l(\phi, t)} d^3 I_v \quad (4.51)$$

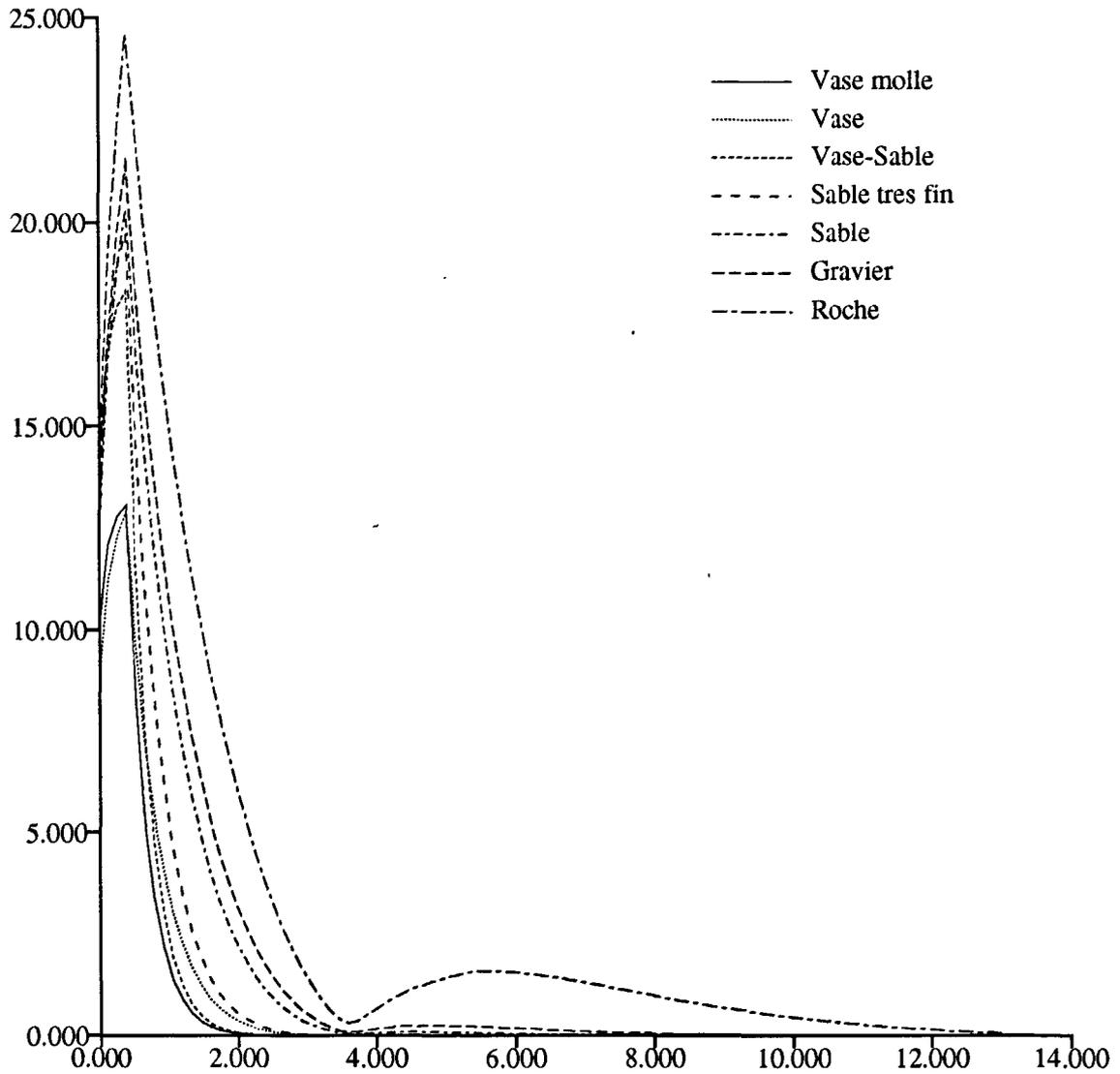


Figure 4.14: Série d'envelopes de $p(t, T) = \sqrt{I_s(t, T)}$ (contribution de l'interface) sans influence de relief pour 7 types de fonds: impulsion carrée ($T = 0.512ms$). $H = 50m$, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms.

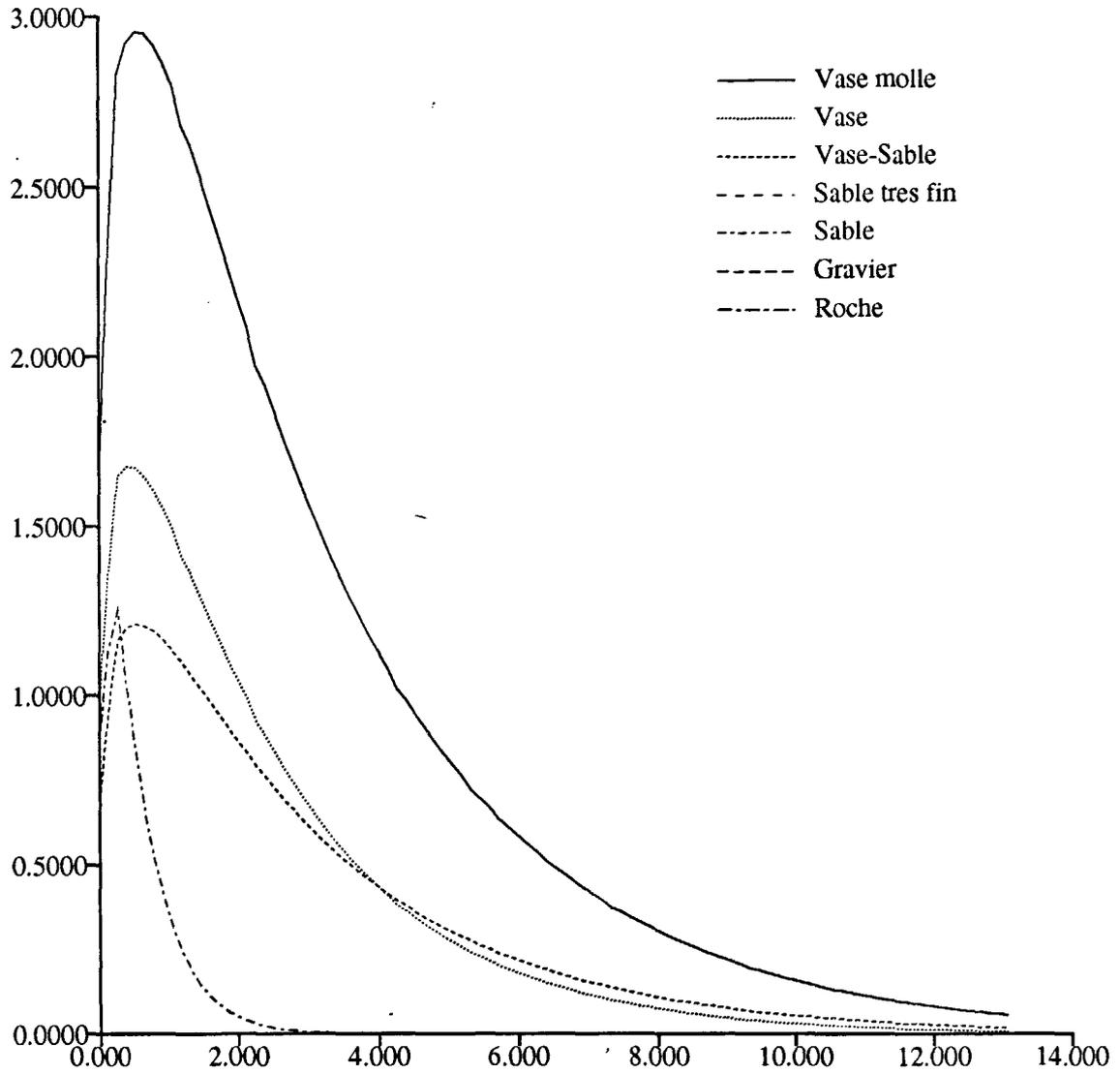


Figure 4.15: Série d'envelopes de $p(t, T) = \sqrt{I_v(t, T)}$ (contribution du volume) sans influence de relief pour 7 types de fonds (Vase molle, Vase et Sable): impulsion carrée ($T = 0.512ms$). $H = 50m$, $f = 38 kHz$, Ouverture de 13° , temps en ms.

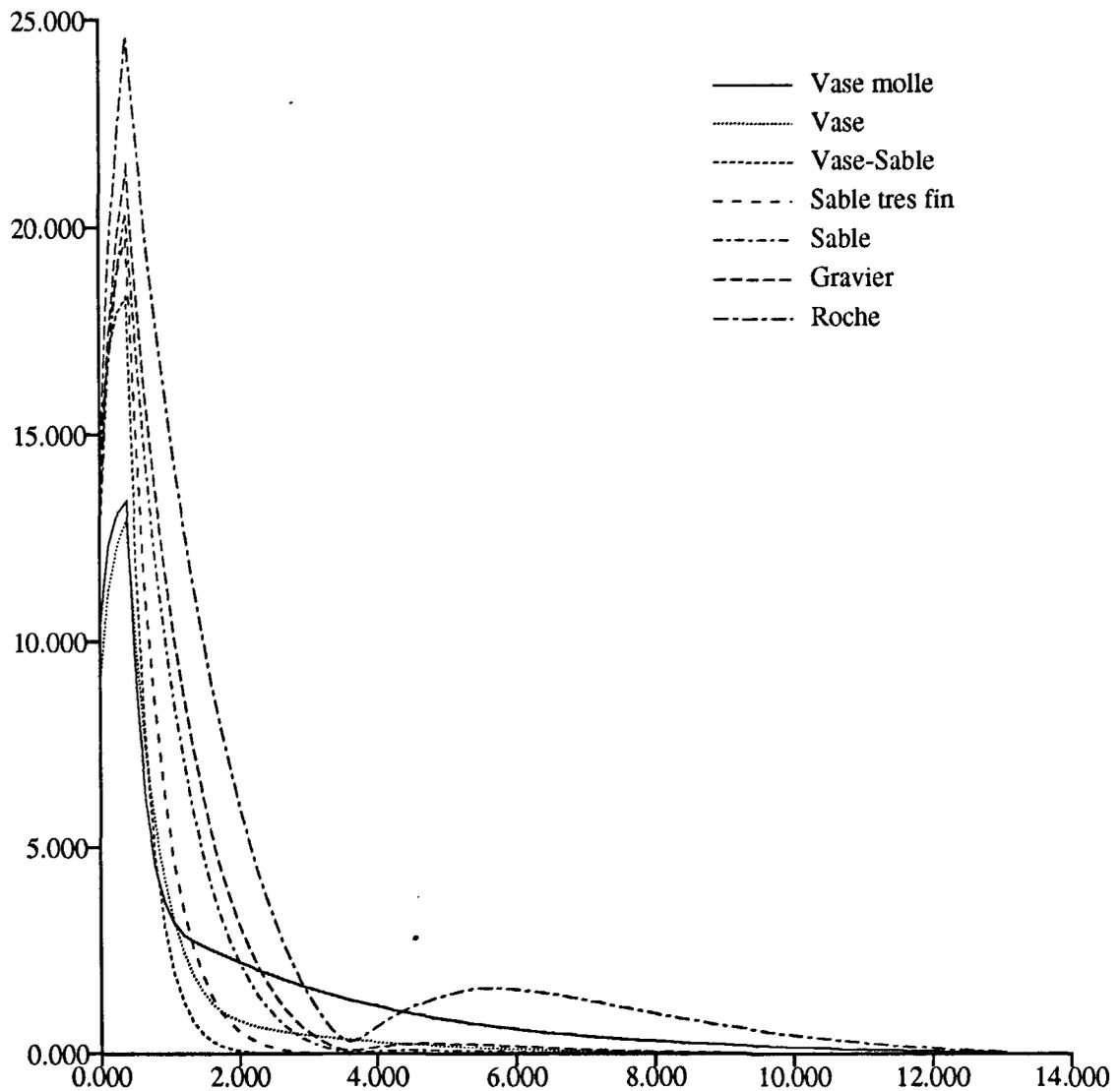


Figure 4.16: Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{I(t, T)}$ sans influence de relief pour 7 types de fonds. Impulsion carrée ($T = 0.512\text{ms}$). $H = 50\text{m}$, $f = 38\text{kHz}$, Ouverture de 13° , temps en ms.

La figure 4.14 présente une série d'enveloppes temporelles de $\sqrt{I_s(t)}$, la figure 4.15 présente une série d'enveloppes temporelles de $\sqrt{I_v(t)}$ où seules les quatre enveloppes $p(t, T) = \sqrt{I_v(t, T)}$ apparaissent car le coefficient μ correspondant est significatif. Ces enveloppes sont néanmoins toutes inférieures aux enveloppes $\sqrt{I_s(t)}$ correspondantes. Et la figure 4.16 présente les enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{I(t, T)}$. Toutes ces figures ont été obtenues pour sept fonds différents (vase-molle, vase, vase-sable, sable très fin, sable, gravier, roche) avec des paramètres physiques appropriés pour chacun des fonds choisis (Tableau 2.6). Le choix de ces paramètres physiques se fait en choisissant, pour chacun des fonds, des valeurs moyennes estimées de célérité (c_1), de densité (ρ_1), d'amortissement (β), de pentes (δ) et d'inhomogénéités (μ) correspondant le mieux à la réalité expérimentale: les valeurs de c_1 , ρ_1 et β sont inspirées des mesures de Hamilton [34] [35]. L'estimation des paramètres de forme de l'interface est faite en choisissant des valeurs croissantes en fonction de la granulométrie du fond (cf. chapitre 2). Quand aux choix de valeurs de taux d'inhomogénéités (μ) (elles sont principalement tirées des travaux de Akal [1] et de Tucholke [72]). Nous avons comparé ces enveloppes ainsi calculées avec des échos expérimentaux acquis à l'aide de plusieurs écho-sondeurs. Le succès de cette confrontation fut assez variable: pour des fonds mous (vase molle, vase, vase-sable), les enveloppes modélisées correspondent assez bien à la réalité expérimentale aux faibles hauteurs d'eau H ; en revanche, pour des fonds à plus forte granulométrie ou rugosité (sable, gravier, roche), le modèle est très loin des échos mesurés.

4.3 Influence du relief sur l'allongement

Jusqu'à présent, dans la construction de l'expression temporelle du signal réverbéré, nous n'avons pas tenu compte de l'effet de retard dû aux irrégularités de hauteur de l'interface eau-fond. Nous avons d'abord supposé que le fond était plat, c'est à dire que la rugosité du fond n'a été prise en compte que dans la capacité effective qu'a l'interface à rétrodiffuser l'onde en fonction de son incidence. Mais le fait que l'interface soit rugueuse introduit aussi des effets de retard de l'onde réverbérée selon les hauteurs relatives des éléments de surface dS contribuant au signal temporel. Ces effets de retard ne sont pas du tout négligeables sur l'enveloppe totale. Pour introduire ces effets, nous avons supposé, comme pour les pentes de l'interface, que les hauteurs de l'interface étaient distribuées de façon gaussienne autour de leur valeur moyenne (chapitre 2). Cette hypothèse est souvent faite [64] [70] et effectivement, hormis les fonds à rides ou "ripples", les distributions de hauteurs mesurées sont proches de distributions gaussiennes.

Mais les variations spatiales des caractéristiques morphologiques de l'interface dues, soit aux variations macroscopiques de la pente du fond, soit à la présence de dunes ou de massifs rocheux sont généralement importantes. En réalité, les valeurs données dans le

tableau 2.6 de h_0 ne correspondent qu'à une surface géographique très restreinte du fond où l'on peut supposer le relief stationnaire; nous avons supposé qu'elle s'étendait sur une centaine de mètres carrés. Cette zone, pour laquelle l'hypothèse d'invariabilité des paramètres décrivant l'interface est raisonnable, n'est parfois qu'une petite partie de la surface insonifiée par le faisceau de directivité d'un écho-sondeur classique.

Par exemple, pour une ouverture à $-3dB$ de 13° , l'ouverture théorique du lobe principal est d'environ 32° prise au 1er minimum du diagramme de directivité. La surface S_0 insonifiée au fond par le lobe principal de directivité s'obtient donc ainsi (figure 4.17):

$$S_0 = \pi.(H_0.tg(32^\circ/2))^2 \text{ soit } 0,258.H_0^2 \quad (4.52)$$

Une hauteur d'eau de $H_0 = 20m$ correspond donc à une surface d'insonification au fond d'environ $S_0 = 100m^2$. Dans le cas de l'utilisation d'écho-sondeurs de cette ouverture, la hauteur $H_0 = 20$ m est donc la hauteur d'eau de référence pour laquelle, les valeurs de h_0 sont pertinentes. A des hauteurs d'eau H plus importantes, il faut supposer qu'il existe une relation entre les valeurs de h_0 de référence -pour $H_0 = 20m$ - et les valeurs de h à une hauteur d'eau H . Pour cela, nous nous sommes inspirés des travaux et des mesures effectuées par Jackson *et al.* [42] [41] et De Moustier [23] [24]. Jackson *et al.* ont fait la synthèse des nombreux travaux portant sur les modèles de réverbération d'interface et de volume à toutes les rasances et ont proposé un modèle de rétro-diffusion, valide à hautes fréquences, et dont le fondement repose sur les hypothèse suivantes (chapitre 2 et 3):

- La rugosité de l'interface est isotrope et distribuée de façon gaussienne.
- Le spectre de puissance de la rugosité de l'interface est conforme à la relation 2.24.

A hautes fréquences, Jackson *et al.* ont fixé les ordres de grandeur de ces paramètres: $3 < \gamma < 3.5$ donc $0.5 < \eta < 0.75$. La fonction de structure du fond $D(r)$ qui correspond à la variance spatiale de la fonction $\zeta(r)$ des hauteurs d'interface entre deux points séparés d'une distance r vaut d'après [42] (relation 2.28):

$$D(r) = C_h^2 r^{2\eta} \quad (4.53)$$

avec C_h^2 ne dépendant que de η et B . Cette fonction de structure permet d'exprimer l'évolution de l'écart-type de la différence des hauteurs d'interface en fonction de r . Elle est proportionnelle à r^η alors que η est un paramètre de rugosité dépendant de la nature du fond. Les mesures *in situ* effectués par Jackson *et al.* [42] [41] et De Moustier [24] ont permis de fixer des ordres de grandeur de η .

- $\eta \approx 0.5$ pour des fonds généralement très lisses à grande échelle (vases très fluides).
- $\eta \approx 0.6$ pour la majorité des sédiments (Vases, Sables, Gravieres).

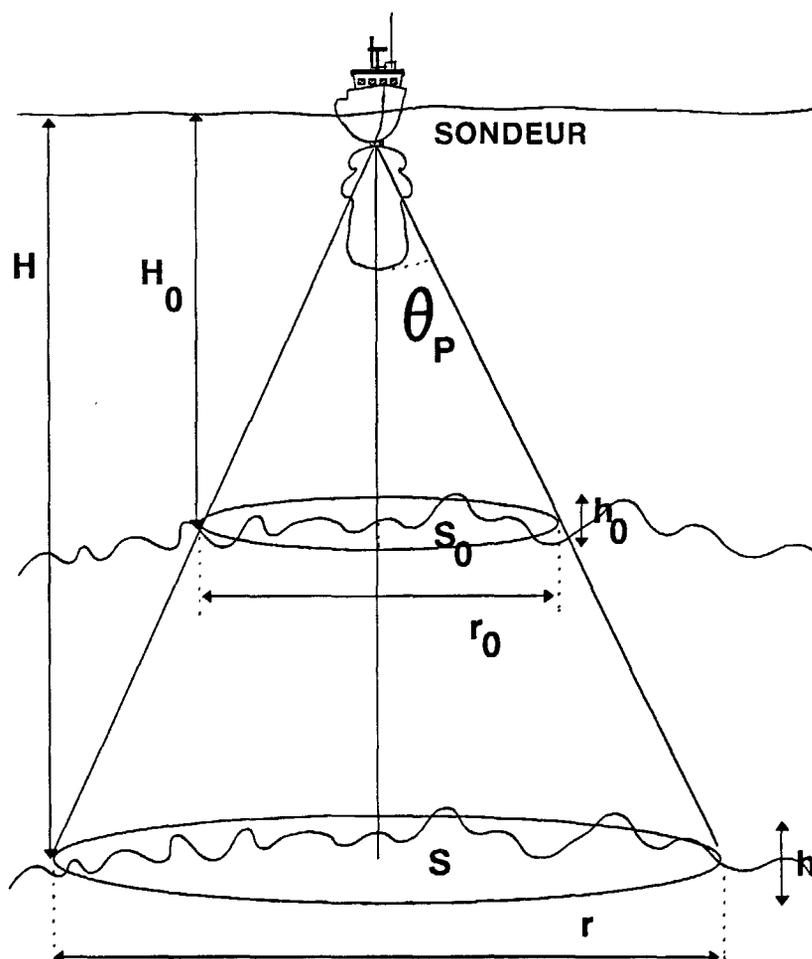


Figure 4.17: Evolution de la surface d'insonification en fonction de la profondeur fonction de l'incidence ϕ .

- $\eta \approx 1.0$ pour des fonds rocheux à relief très chahutés.

Nous avons donc choisi une relation liant h à h_0 s'exprimant ainsi:

$$h = h_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\eta \quad (4.54)$$

- r_0 étant la distance locale moyenne entre deux points de S_0 ($r_0^2 = 4.S_0/\pi$ si l'on suppose l'existence d'une symétrie de révolution de la directivité autour de l'axe principal d'émission-réception).
- r étant la distance moyenne entre deux points d'une surface S donnée (figure 4.17).

Cette distance r dépend directement de l'ouverture du sondeur utilisé. Par exemple, si l'on choisi un angle θ_p délimitant l'ouverture du cône de directivité, r vaut alors $2H \tan(\theta_p)$. La relation (4.54) peut donc aussi s'écrire:

$$h = h_0.(H/H_0)^\eta \quad (4.55)$$

Cette relation liant h à h_0 est critiquable puisque qu'elle impose d'emblée une loi d'évolution de l'écart-type de la hauteur de l'interface en fonction de la dimension de la zone insonifiée et ceci en dépit du nombre infini de configurations de relief rencontré. Mais cette relation reste néanmoins la relation la plus généralisable à tous les types de fonds.

Une fois les ordres de grandeur de h obtenus, afin de "corriger" l'enveloppe $I(t)$ obtenue précédemment, nous effectuons la convolution de l'enveloppe temporelle $I(t)$ par cette fonction de distribution:

$$S(t) = \int_0^{z(t)} I(t - 2z/(c \cos \theta)) . R_h(z) . dz \quad (4.56)$$

avec $z(t) = c_0 t/2$ pour $z(t) < 2h$ (seulement une partie de l'interface est insonifiée), et $z(t) = 2h$ pour $z(t) > 2h$.

$I_s(t)$ subit principalement l'effet de relief de l'interface mais $I_v(t)$, résultat de la réverbération sub-interface, le subit sensiblement de la même façon. Comme la réverbération de volume n'est significative que pour des fonds meubles, le relief de ces fonds étant faible, l'effet de retard de pénétration de l'onde du au relief sur $I_v(t)$ est quasiment négligeable. Les modifications apportés aux enveloppes temporelles totales des différents fonds en fonction de leur distributions respectives sont multiples (figure 4.18):

- l'intensité totale des enveloppes est conservée,
- leur front de montée est adouci,

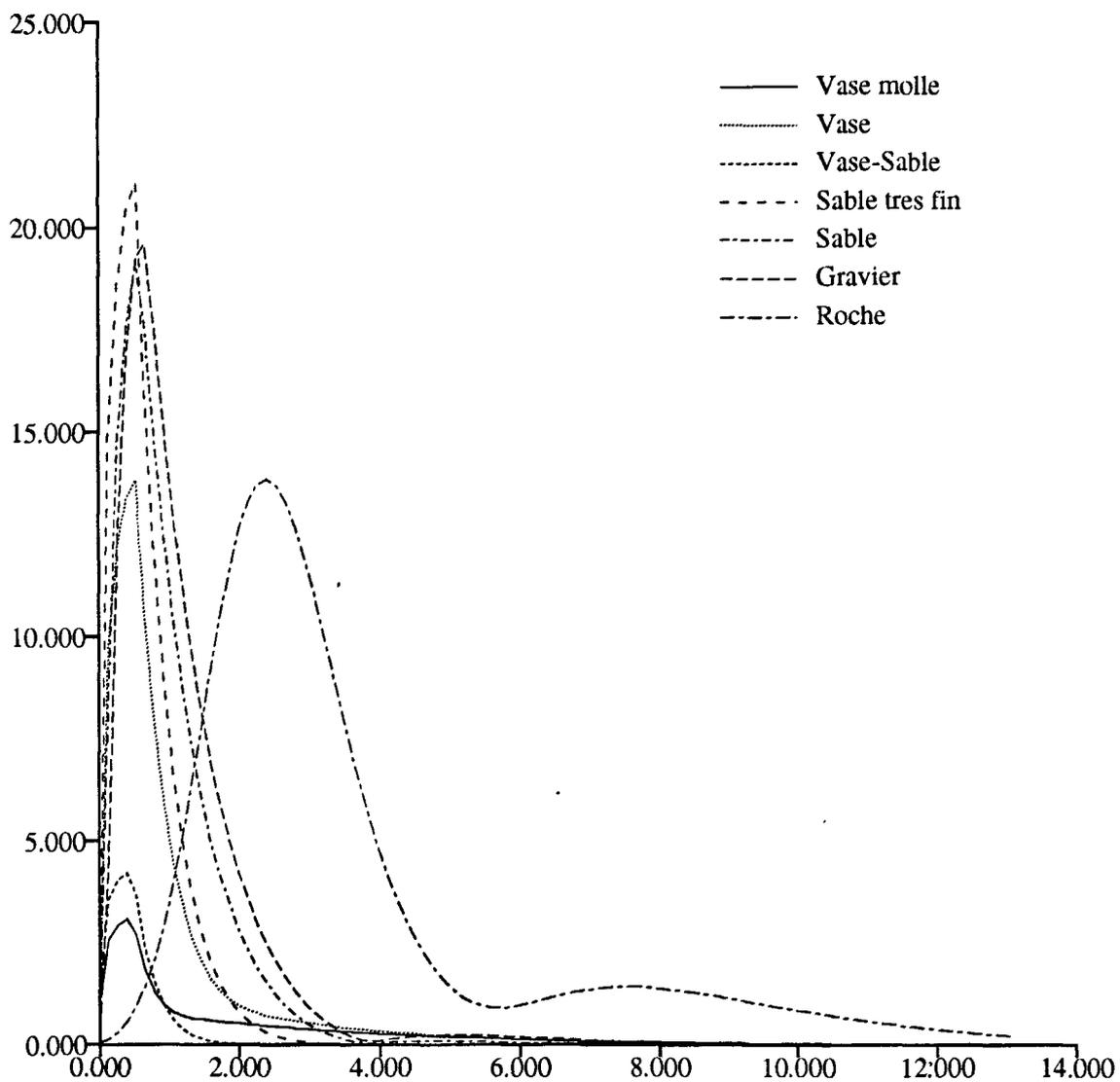


Figure 4.18: Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion carrée ($T = 0.512\text{ms}$). $H = 50\text{ m}$, $f = 38\text{ kHz}$, Ouverture de 13° , temps en ms.

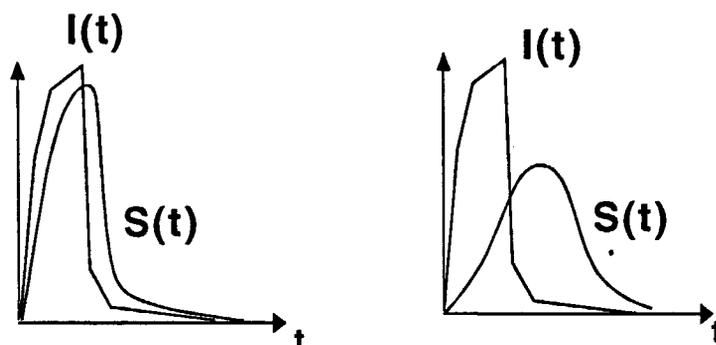


Figure 4:19: Influence de la rugosité sur la forme d'une enveloppe temporelle; faible rugosité (à gauche) et forte rugosité (à droite).

- leur valeur maximale est abaissée
- et elles sont dans leur ensemble retardées.

Ces modifications sont d'autant plus prononcées que les hauteurs de relief sont fortes. Le modèle, ainsi modifié, permet d'obtenir un bien meilleur accord avec les résultats expérimentaux des fonds à reliefs importants. Sans effet de relief, les enveloppes représentées sur la figure 4.16 sont presque toutes superposées. En revanche, en prenant compte de l'effet de relief (4.18), elles se distinguent mieux les unes des autres, surtout pour les fonds à plus fort relief (sable, gravier et roche).

4.4 Influence de la forme d'impulsion

Les enveloppes obtenues ont été calculées pour une forme d'impulsion en créneau. Mais des impulsions de formes différentes sont parfois utilisées pour plusieurs raisons: spectre plus étroit, directivité améliorée, meilleure réponse des transducteurs et difficulté à construire un beau créneau. Le modèle peut être aisément adapté au cas d'une impulsion de forme quelconque. L'enveloppe calculée pour une impulsion carrée est une sommation décalée d'enveloppes calculées pour des durées d'impulsion carrées plus courtes, respectant le principe de superposition. En généralisant, si l'on connaît $S(t, d\tau)$ l'enveloppe calculée pour une durée d'impulsion très courte $d\tau$, il est possible de connaître $S(t, T)$ (l'enveloppe correspondant à une émission de durée T) par cette relation:

$$S(t, T) = \int_0^T S(t - \tau, d\tau) d\tau \quad (4.57)$$

La relation 4.57 exprime de façon très simple $S(t, T)$ en fonction de l'enveloppe obtenue pour un temps d'impulsion plus court. Dans le cas où T est suffisamment petit afin d'échantillonner correctement la fonction de forme d'impulsion $F(t, T)$, $S(t, T)$ s'écrit:

$$S(t, T) = \int_0^T F(\tau, T) \cdot S(t - \tau, d\tau) d\tau \quad (4.58)$$

Les effets de la forme de l'impulsion $F(t, T)$ sont assez importants. Dans le cas d'une impulsion en arche de sinus par exemple, les enveloppes temporelles théoriques calculées subissent sensiblement les mêmes effets que du fait du relief (figure 4.20):

- leur front de montée est adouci,
- leur valeur maximale est légèrement abaissée
- et elles sont dans l'ensemble légèrement retardées.

4.5 Influence de la hauteur d'eau

L'analyse d'échos acquis sur de nombreux fonds montre que l'enveloppe temporelle est fortement influencée par la hauteur d'eau. Les expressions d^2I_s et d^3I_v (4.47) dépendent directement de H , par le terme $(\exp(-2\alpha R)/R^2)^2 \cdot dS$. Ce terme est le produit du terme de pertes par absorption et du terme de pertes par divergence de l'onde dans la tranche d'eau ($R = H/\cos(\phi(t, l))$). Mais H intervient aussi dans l'expression (4.32) de $\phi(t, l)$ définissant la fonction d'insonification $E(t(\phi, l), T)$ (4.34). Ainsi, quand la hauteur d'eau augmente, les enveloppes temporelles sont allongées mais l'évolution de l'allongement n'est pas linéaire (figure 4.20 et figure 4.21).

L'évolution de l'intensité totale d'un écho avec la hauteur d'eau est assez complexe. L'idée première qu'une correction d'échelle en R^2 suffit à rendre l'intensité constante en fonction de la hauteur d'eau est souvent fautive. Dans les expressions 4.48 et 4.49, le produit dS/R^4 est proportionnel à H^2 ; mais $E(t, T)$, correspondant à une fenêtre d'insonification temporelle variable selon la hauteur d'eau et $\exp(-2\alpha R)$, le terme de pertes par absorption des ondes dans la tranche d'eau rend l'évolution du niveau de l'intensité totale reçue en fonction de la hauteur d'eau très variable.

La figure 4.22 montre pour plusieurs types de fonds des évolutions différentes de l'intensité totale en fonction de H . Cependant, en raison du caractère très fluctuant des intensités des échos expérimentaux, il faut relativiser ces résultats. Nous avons observé des écarts de plusieurs dB entre deux échos successifs, écarts dus aux fluctuations des paramètres de mesure provoqués par:

- la présence de bulles sous la coque.

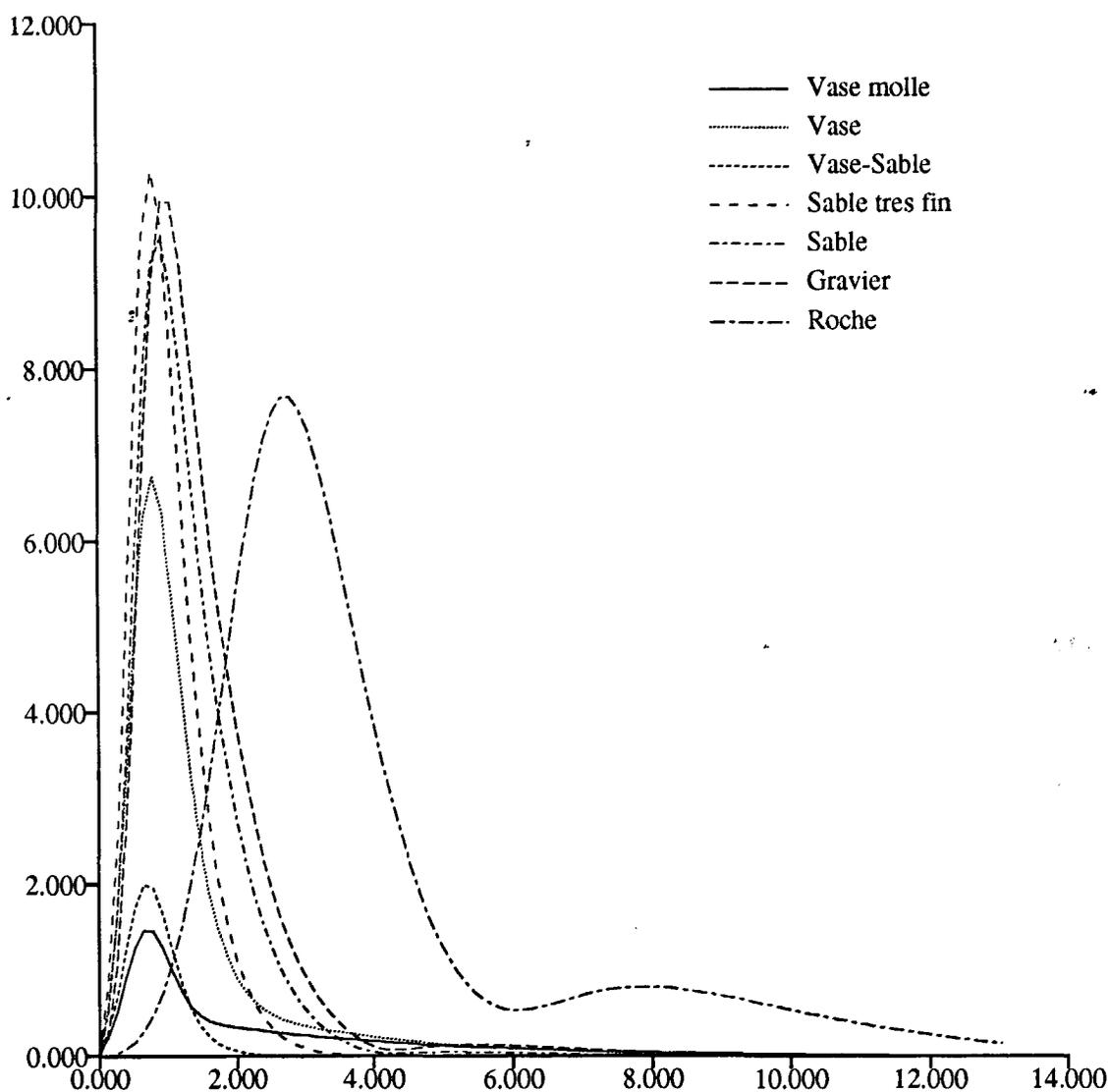


Figure 4.20: Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms.

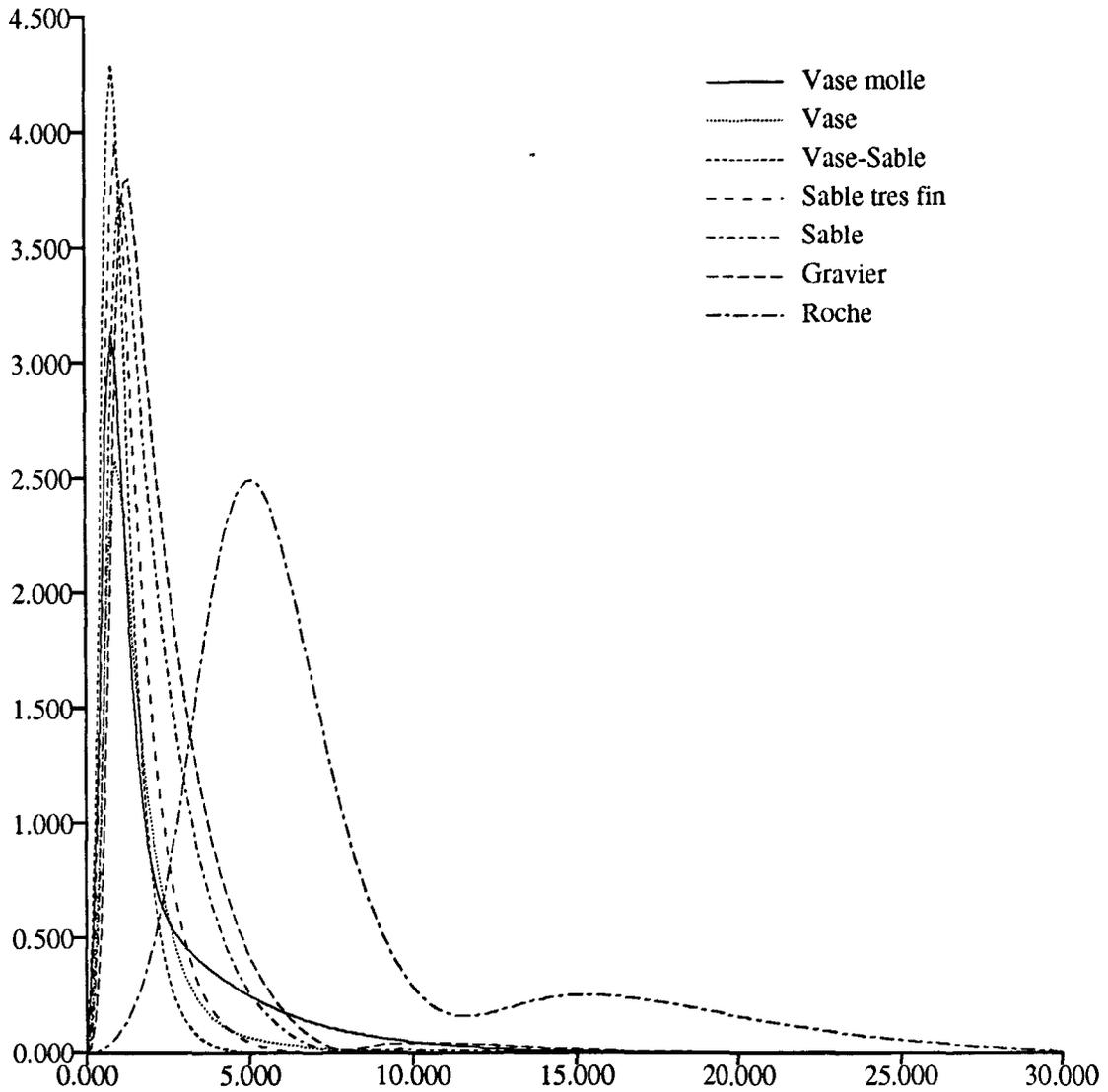


Figure 4.21: Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 100$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms.

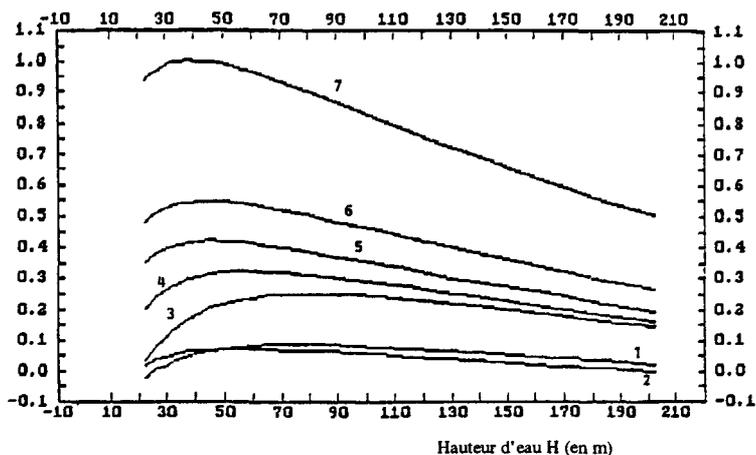


Figure 4.22: Courbe de l'évolution de l'intensité totale des échos de plusieurs types de fonds en fonction de la hauteur d'eau corrigée par une loi de TVG (Time Varying Gain) (i.e. chaque point est multiplié par H^2). $f = 38\text{kHz}$, ouverture de 13° , atténuation $9,45\text{dB/km}$. (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche.

- les mouvements du bateau (pilonnement, roulis et tangage).
- l'atténuation variable dans la tranche d'eau.
- la nature des fonds.

4.6 Influence du sondeur

Les enveloppes temporelles dépendent aussi des caractéristiques d'émission et de réception des sondeurs: directivité et durée d'impulsion. Concernant la durée d'impulsion, l'intensité totale émise par le sondeur est proportionnelle à sa durée d'impulsion T . En supposant que le processus de mesure de $S(t, T)$ est stationnaire, - ceci suppose que la géométrie de mesure et les fonds sont invariants à l'échelle de la durée d'impulsion -, il y a proportionnalité entre l'intensité totale reçue par le sondeur et la durée de l'impulsion:

$$\int_0^{+\infty} S(t, xT) dt = x \cdot \int_0^{+\infty} S(t, T) dt \text{ avec } x > 0 \quad (4.59)$$

Cette relation justifie donc le choix d'une impulsion relativement longue afin d'augmenter le rapport signal sur bruit.

Cependant, la forme de ces enveloppes change selon la durée de l'impulsion. Pour une hauteur d'eau de $50m$, la comparaison du jeu de courbes avec $T = 0.512ms$ (figure 4.21) et avec $T = 1.024ms$ (figure 4.23) montre que la séparation des enveloppes modélisées pour 7 types de fonds est sensiblement la même quelque soit la durée d'impulsion. Mais ceci n'est pas systématique: à des profondeurs faibles, si la durée d'impulsion est trop longue, la surface du fond insonifiée à un temps t est trop importante (4.34) pour déceler les variations angulaires de l'indice de réverbération du fond. Le contraste entre les 7 courbes est alors mauvais et ne permet pas une bonne identification.

Afin d'obtenir un temps d'impulsion optimal moyen, il y a donc un compromis à faire entre:

- la durée d'impulsion minimale suffisante pour avoir un rapport signal sur bruit satisfaisant,
- la durée d'impulsion maximale, au delà de laquelle la séparation entre les courbes est elle aussi rendue difficile à cause d'un pinceau de balayage angulaire trop grossier.

Ces conditions peuvent être résumées par un encadrement du rapport T/H . Il est difficile à estimer précisément: la durée optimale d'impulsion T doit valoir environ 0.5 ms pour $H = 20$ m, 1.0 ms pour $H = 50$ m, et de l'ordre de $2ms$ à des profondeurs plus importantes ($H > 100$ m) soit un rapport T/H proche de $2,5 \cdot 10^{-5}$ mais nous n'avons pas pu vérifier expérimentalement cette affirmation de façon systématique pour tous les types de fonds. Cet ordre de grandeur est empirique, il résulte de la constatation d'une meilleure précision d'identification pour des durées d'impulsion T proches de $2,5 \cdot 10^{-5} \cdot H$.

La fonction de directivité est aussi un paramètre influant fortement sur la forme des enveloppes temporelles. Une mauvaise estimation de la largeur du lobe principal ou du niveau des lobes secondaires a de graves conséquences sur la forme des enveloppes modélisées. A titre d'exemple, une erreur de 2° d'estimation de largeur du lobe principal ou une erreur de $3dB$ d'estimation du niveau du lobe secondaire entraîne la confusion entre deux voire trois classes pour des fonds à granulométries moyennes (vase sable, sable fin, sable).

A priori, par analogie avec les sonars latéraux, il est préférable d'utiliser un transducteur de directivité large (de l'ordre de 15 à 20°), qui balaye une plage plus importante que dans le cas d'une directivité fine. Comme le montrent les enveloppes calculées d'une part pour une ouverture à -3 dB de 13° (4.20) et, d'autre part, pour une ouverture de 8° (figure 4.24), le contraste entre les courbes est meilleur pour des directivités larges. Pratiquement, il faut aussi remarquer que des sondeurs ayant une directivité large sont beaucoup moins sensibles au roulis et au pilonnement.

Les derniers paramètres modifiant fortement la forme des enveloppes temporelles sont les mouvements angulaires du bateau (roulis et tangage). Provoquées par l'état de la mer, ces

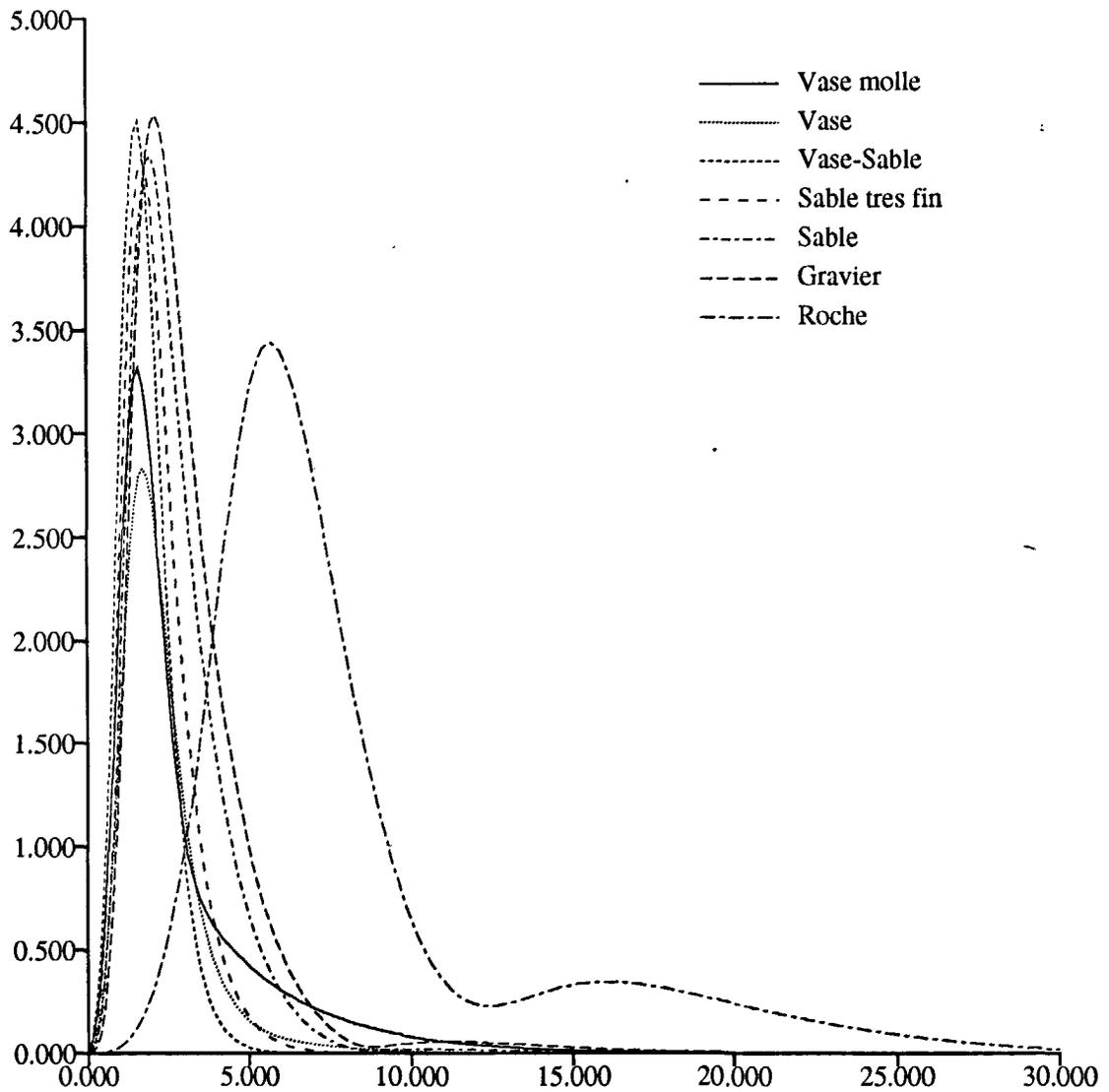


Figure 4.23: Série d'envelopes $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ de avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion sinusoïdale ($T = 1.024$ ms). $H = 100$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms.

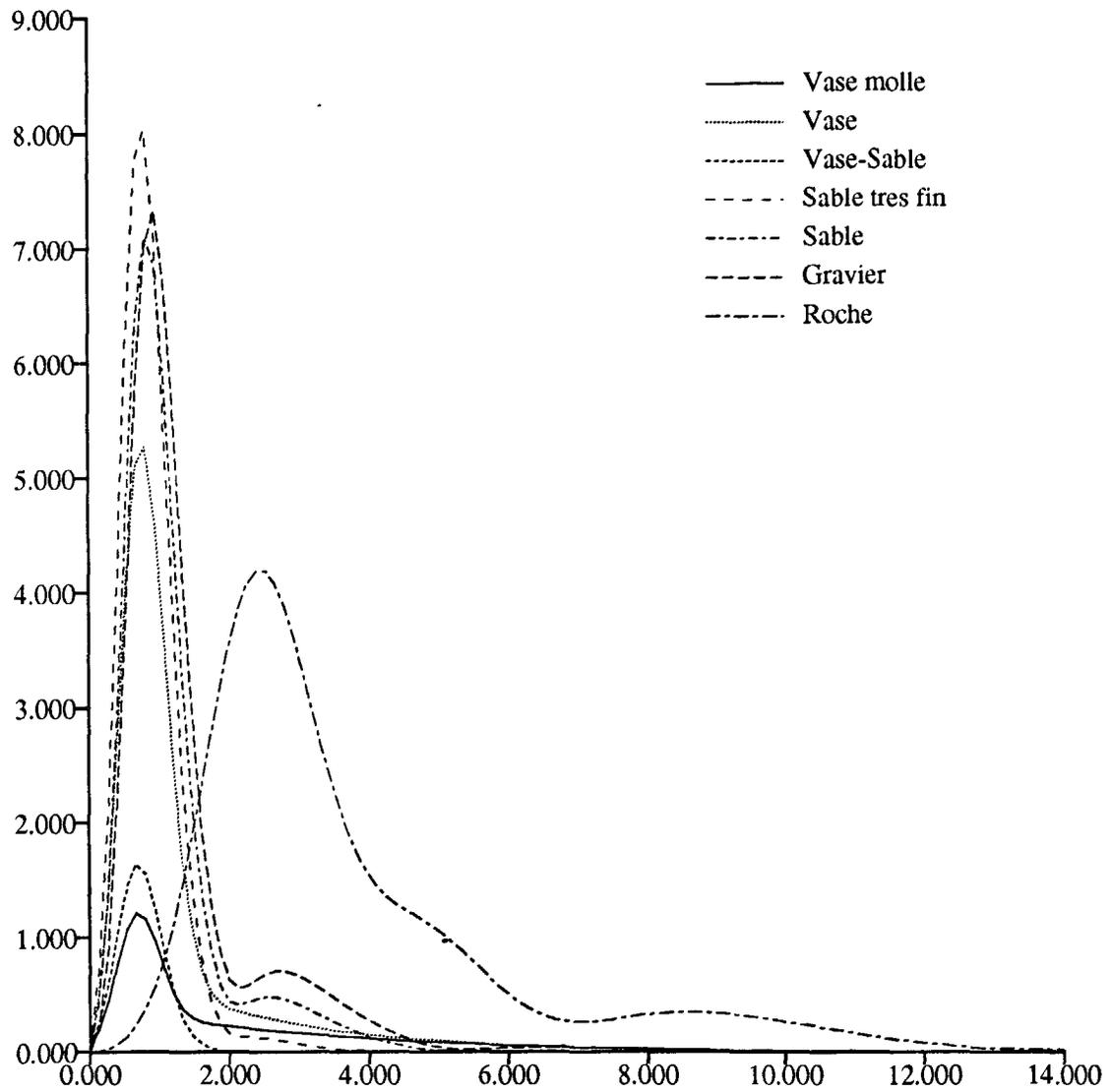


Figure 4.24: Série d'envelopes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 8° , temps en ms.

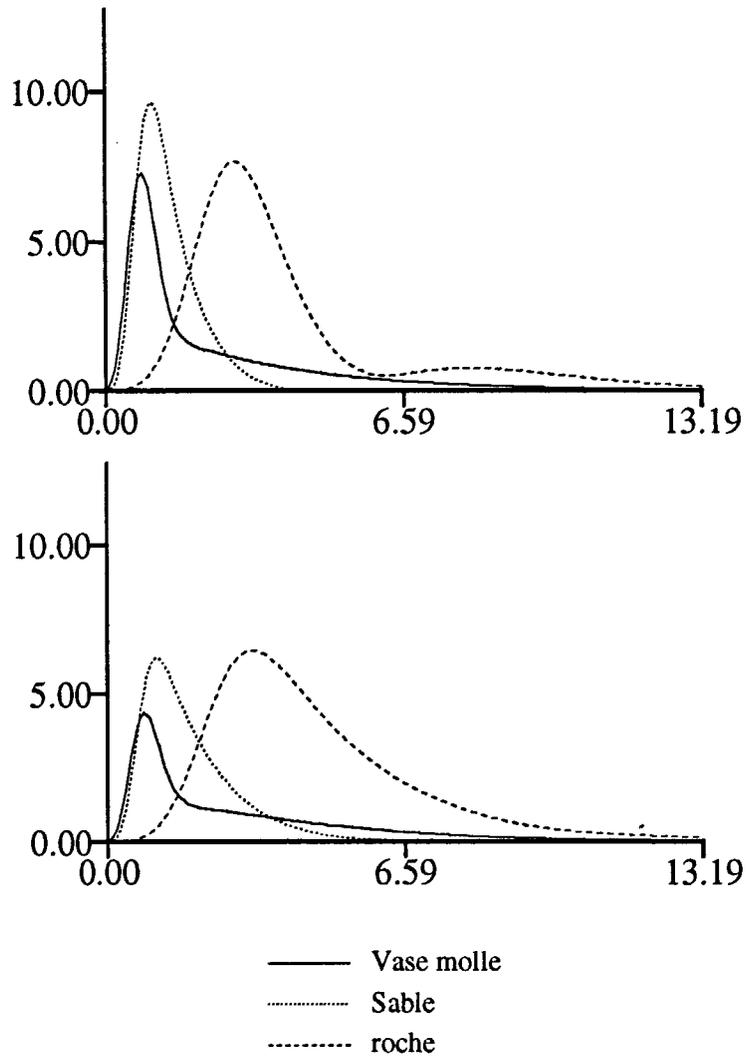


Figure 4.25: Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 3 types de fonds. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture circulaire de 13° . En haut: $\theta = 0^\circ$ (pas de déviation, incidence verticale); En bas: $\theta = 10^\circ$.

oscillations parfois importantes de la direction principale d'émission et de réception autour de la direction théorique (généralement verticale) provoquent un étalement temporel très gênant pour séparer les enveloppes de fonds différents (figure 4.25). Nous présentons au chapitre 5 des exemples de chevauchements d'enveloppes modélisées en présence ou non de roulis pour des fonds ayant des caractéristiques assez voisines. Ces exemples montrent la difficulté à discerner les enveloppes et donc à discriminer des fonds ayant des caractéristiques assez proches dès que ces paramètres entrent en jeu.

En outre, ce même phénomène se retrouve aussi lorsque la pente (de grande échelle) n'est pas nulle (figure 4.26).

Géométriquement, la construction de l'enveloppe temporelle revient au même dans les deux configurations mais la connaissance et la mesure des paramètres de mouvement du transducteur est plus aisée que la prédiction de la macropente du fond. Ce dernier paramètre (la macro-pente) peut difficilement être estimé car il n'est possible par mesure de la hauteur d'eau que de connaître le *projeté* de la pente du fond dans la direction de déplacement du navire. Il arrive ainsi que l'enveloppe soit déformée sans que le bateau ne roule ni ne tangue et sans que l'on détecte une quelconque variation de pente sur l'écran d'un sondeur (retard d'arrivée du pied de l'écho). Cette situation survient quand la direction de déplacement du navire se fait parallèlement à une courbe isobathe (figure 4.27).

Les enveloppes des échos peuvent alors être fortement allongées et écrasées et l'identification risque alors d'être faussée. Une interprétation sans intégrer à l'identification les paramètres de mouvements du transducteur et de la pente du fond risque d'ailleurs d'être encore plus faussée si ces deux phénomènes s'ajoutent.

En revanche, l'utilisation de sondeurs multi-faisceaux [3] permet, par combinaison des données bathymétriques latérales successives (grâce au déplacement du bateau), de connaître la pente et ainsi de corriger l'erreur possible d'interprétation des échos réverbérés.

Nous étant imposé *a priori* un matériel ne disposant pas des fonctionnalités permettant une telle correction, la méthode d'identification que nous avons mise au point aura donc des potentialités amoindries surtout si l'on a bien à l'esprit que la majorité des navires disposant d'écho-sondeurs de pêche ou de bathymétrie sont de petite dimension donc peu stables.

La présence d'une cuvette ou d'une bosse (petite dune par exemple) sur le fond peut aussi fortement modifier l'allure de l'enveloppe (figure 4.28). Une cuvette provoquera une concentration dans le temps de la réception de la majeure partie de la contribution d'interface (écho rétréci) tandis qu'une bosse étalera l'écho dans le temps.

Toutes ces constatations nous amènent à définir les caractéristiques du sondeur optimal pour une meilleure séparation entre les différents échos de fonds. La directivité doit être large et le temps d'impulsion adapté (de 0,5 ms à 2 ms selon la hauteur d'eau pour des fonds du plateau continental *i.e.* $H < 200$ m). Ce sont heureusement des valeurs caractéristiques de la plupart des sondeurs de pêche et de bathymétrie présents sur le marché.

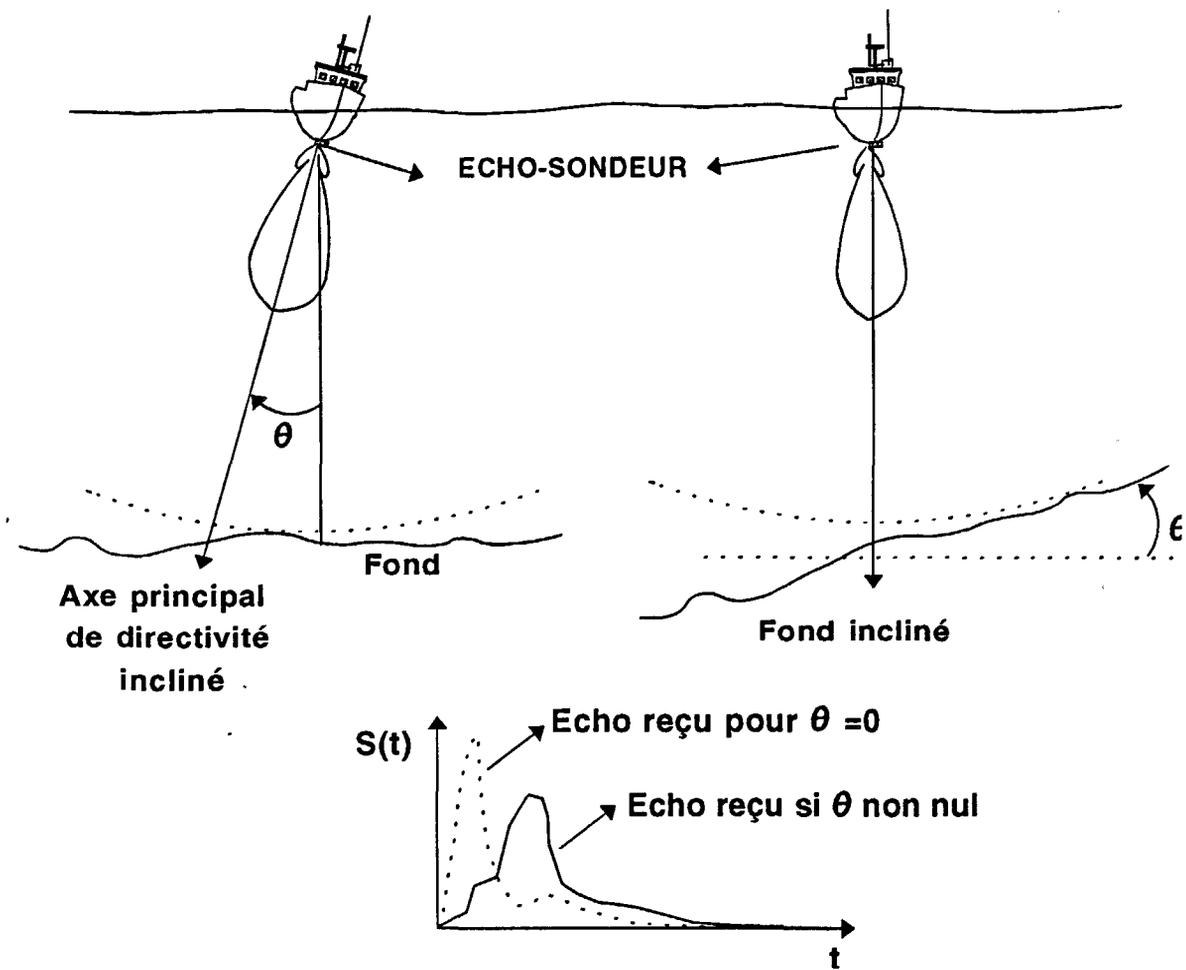


Figure 4.26: Exemple de deux situations d'acquisition de signaux en mer donnant exactement la même enveloppe temporelle $S(t)$. A gauche: le transducteur est incliné mais le fond est macroscopiquement plat; A droite: le transducteur est correctement orienté à la verticale mais le fond est pentu.

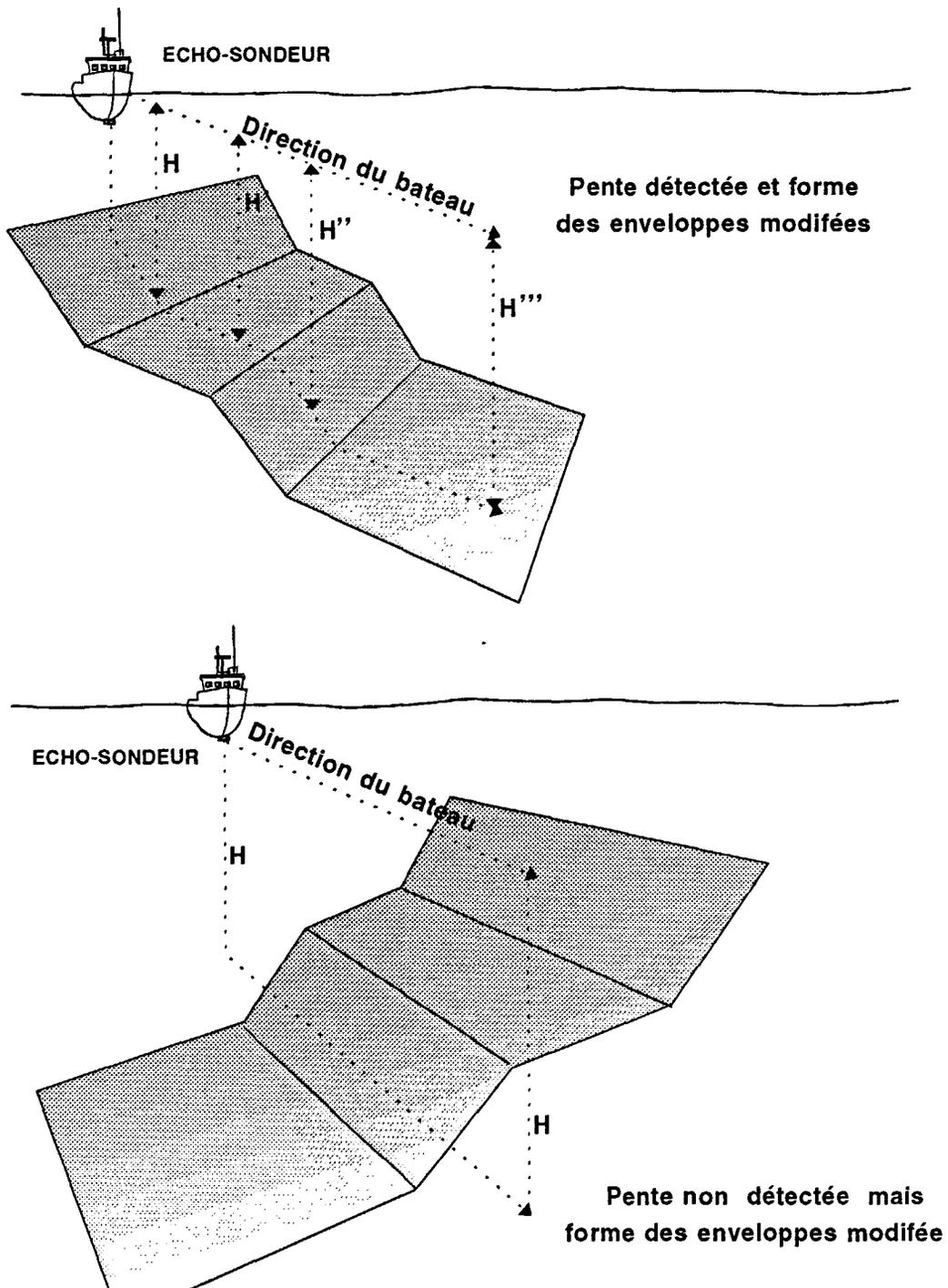


Figure 4.27: Exemple de deux radiales faites sur un fond pentu. A gauche: radiale perpendiculaire à une isobathe; A droite: radiale parallèle à la même isobathe.

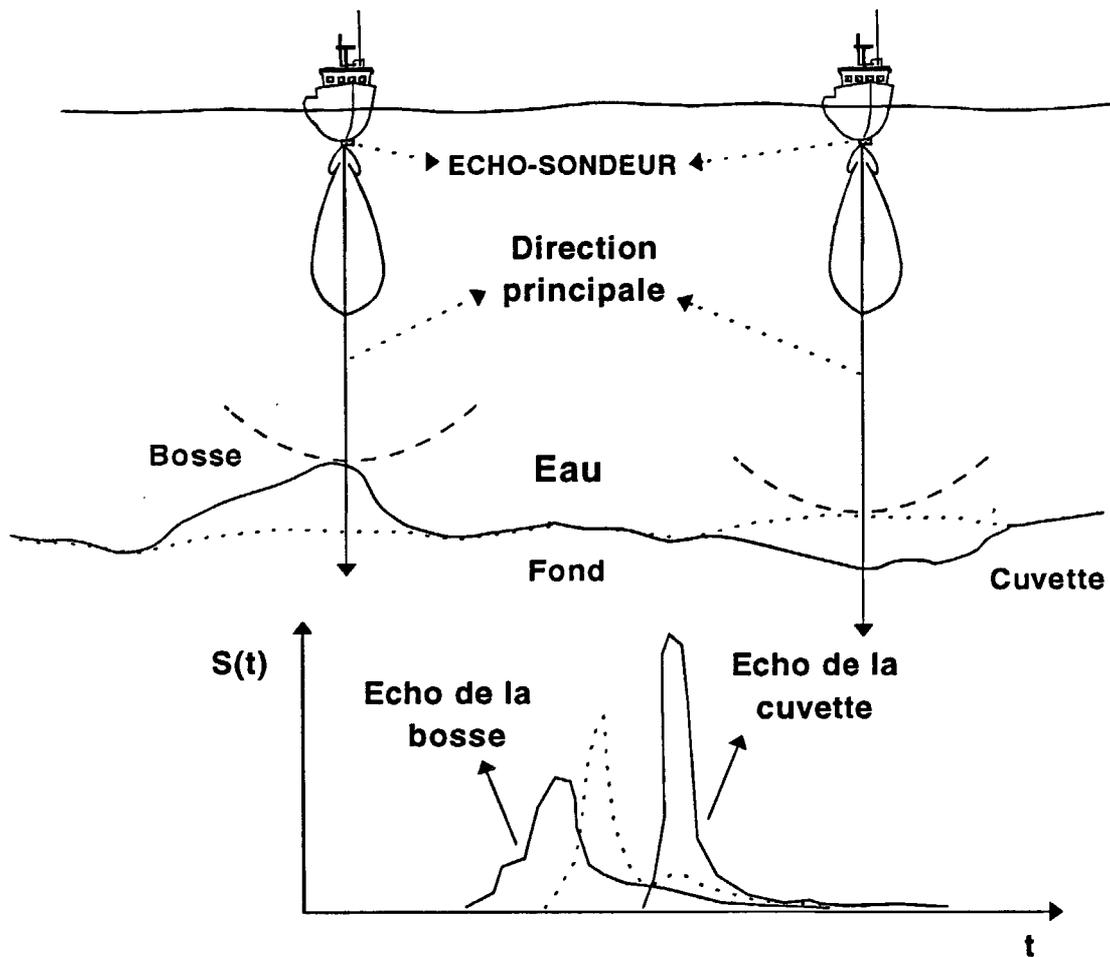


Figure 4.28: Exemple de l'effet provoqué par une bosse ou une cuvette sur l'enveloppe temporelle. L'enveloppe de référence (en pointillés) est obtenue pour un fond relativement plat (en pointillé aussi).

4.7 Exemples d'enveloppes temporelles d'échos de fond

Nous avons acquis au cours de plusieurs campagnes de mesures en mer un très grand nombre d'enveloppes expérimentales pour des configurations très différentes (importante variété de fonds et de hauteurs d'eau). Une observation systématique des séries enregistrées fait apparaître leur caractère fluctuant. Cependant les nombreuses comparaisons modèle-expérience montrent une similitude suffisante entre des échos expérimentaux successifs sur un fond donné. Nous présentons à titre d'exemple quatre comparaisons des enveloppes expérimentales pour des fonds de vase molle (figure 4.29), de sable fin (figure 4.30) de gravier (figure 4.31) et de roche (figure 4.32). Les paramètres géométriques de mesure ainsi que les paramètres physiques des fonds semblent, dans ces trois cas de comparaison, ainsi que dans d'autres configurations non exposées ici, correctement estimés.

- Les échos reçus sur un fond de Vase molle et de Vase (figure 4.29) ont un front de montée assez rapide car un fond relativement plat $-h_0$ faible- provoque une concentration au début de l'écho de la contribution d'interface (réflexion spéculaire), ils sont fluctuants et assez étalés dans le temps (décroissance lente); ceci étant dû à l'importante part de réverbération de volume arrivant retardée au récepteur.
- Les échos de sable fin (figure 4.30) sont beaucoup moins fluctuants et moins étalés dans le temps. Ceci est dû à la part de réverbération spéculaire d'interface relativement prédominante, à la décroissance rapide de l'index de réverbération d'interface M_s en fonction de l'incidence ce qui restreint la zone angulaire contribuant à quelques degrés autour de la verticale.
- Les échos de gravier ont sensiblement les mêmes caractéristiques que celles des échos de sable fin (peu étalés dans le temps). Ils sont en revanche un peu moins réguliers et ont des formes plus aléatoires.
- Les échos de roches sont quant à eux très fluctuants et très étalés dans le temps. Il est très difficile d'observer un front de montée régulier. L'intensité réverbérée est reçue aléatoirement selon la distribution des facettes réfléchissantes de l'interface. La queue de l'écho peut se prolonger longtemps si le fond offre des facettes réfléchissantes à des angles d'incidence forts.

Cette observation permet de mettre en évidence la ressemblance entre, d'une part les échos de Vase molle et de Roche, et d'autre part, entre les échos de vase-sable, de sable, de sable fin, de graviers. Concernant la Vase molle et la Roche, le niveau de la réponse énergétique est suffisant pour ne pas les confondre mais pour la vase-sable, le sable, le gravier, la discrimination est impossible.

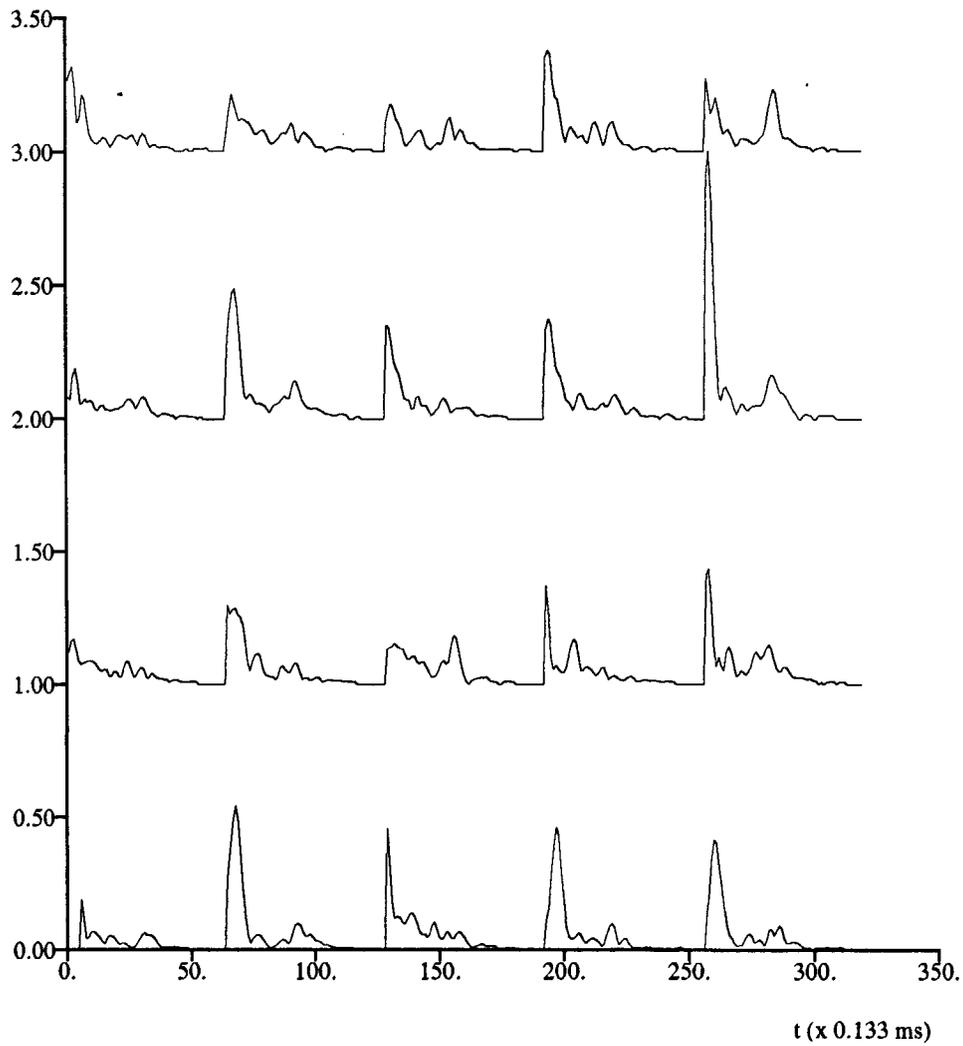


Figure 4.29: Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de vase. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire).

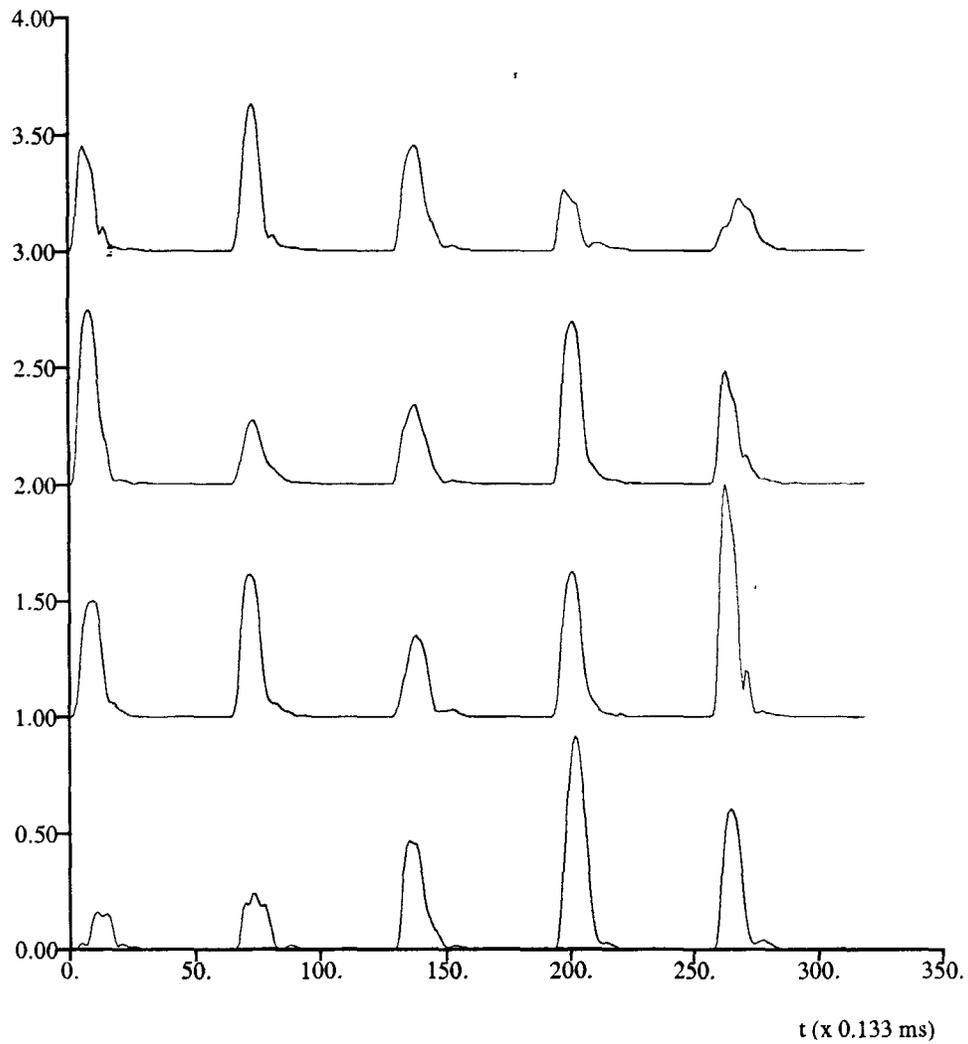


Figure 4.30: Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de sable. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire).

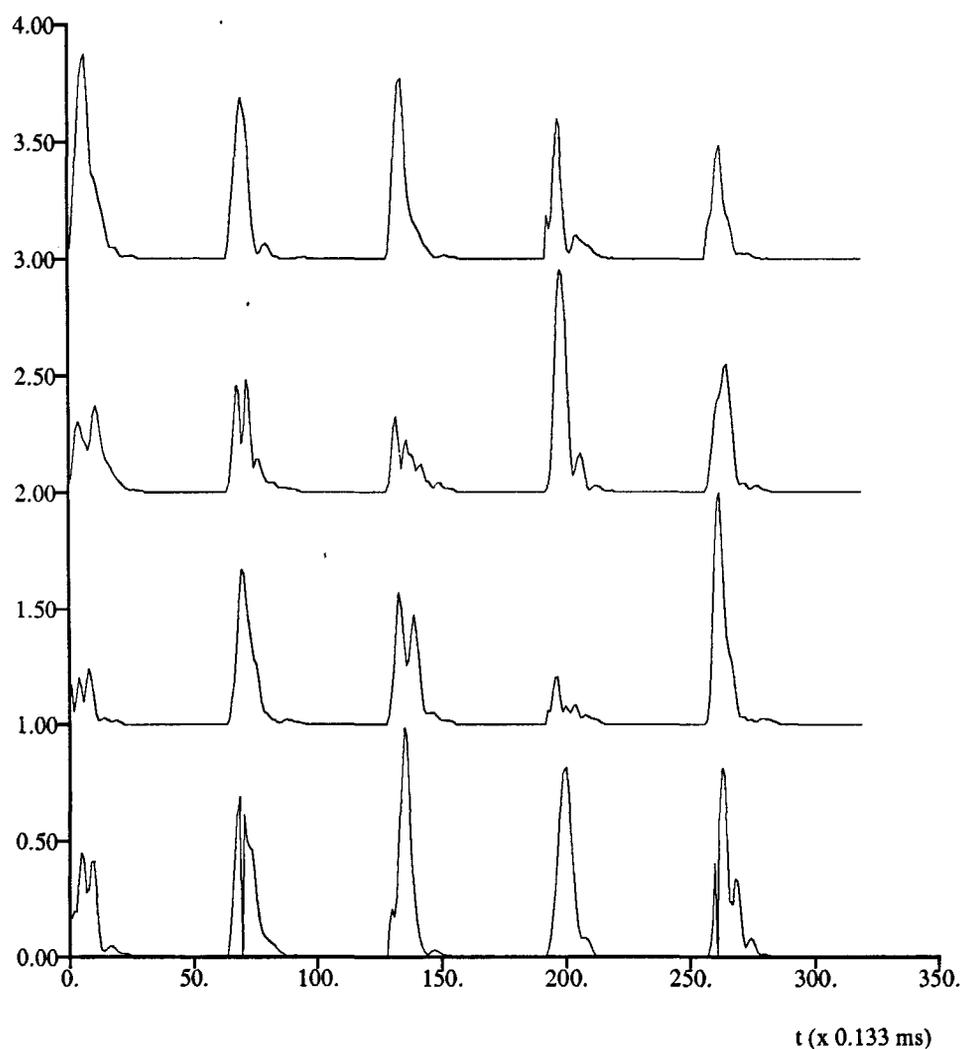


Figure 4.31: Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de gravier. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire).

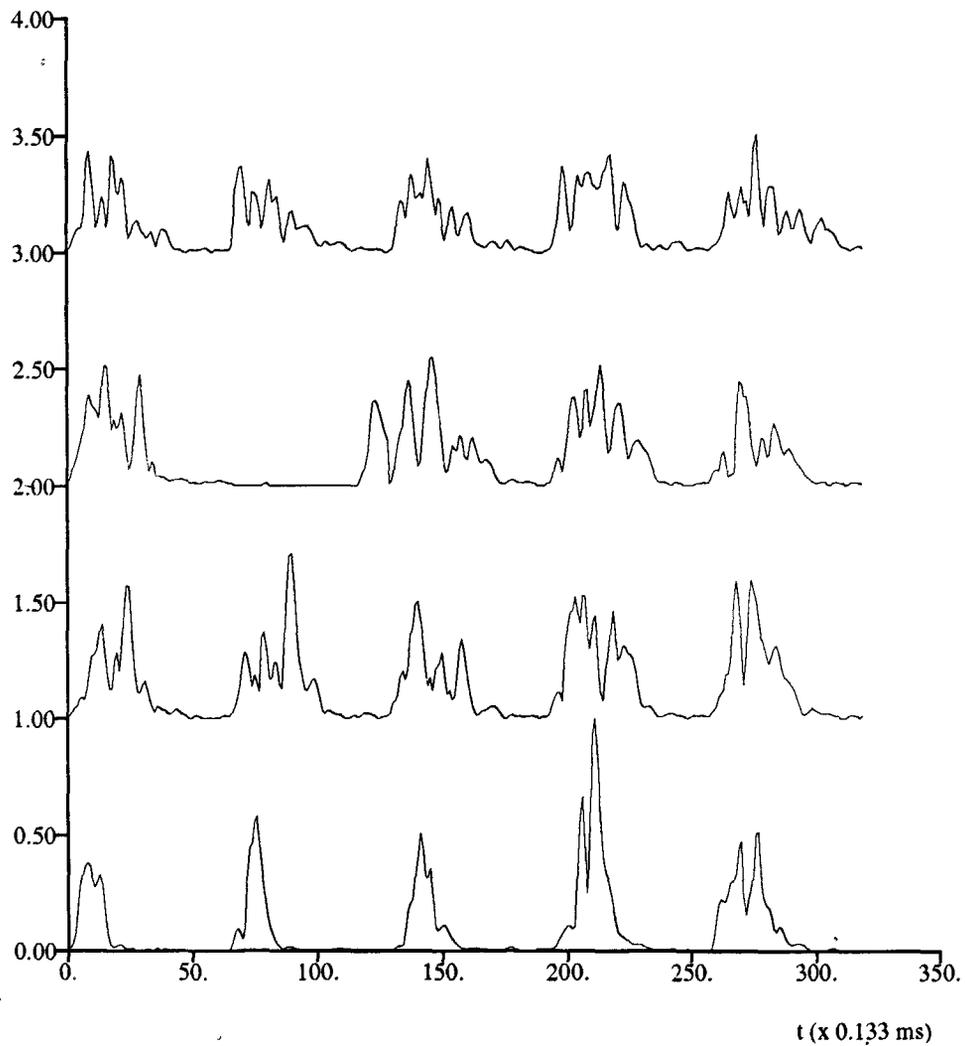


Figure 4.32: Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de roche. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire).

4.8. CONCLUSION SUR LA MODÉLISATION DES SIGNAUX

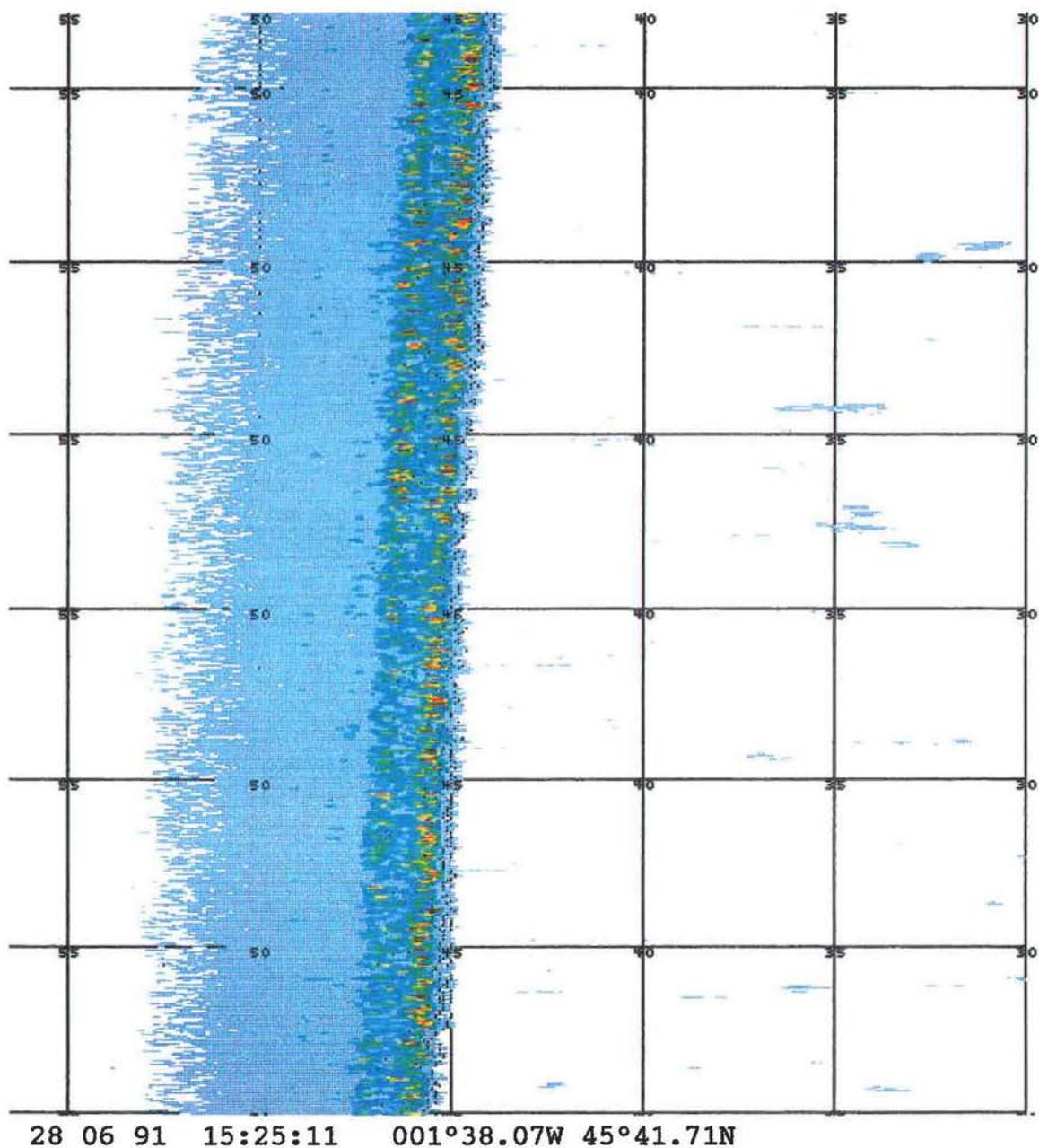


Figure 4.33: Exemple d'une série d'échos de fond tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Hauteur d'eau en mètres. Station 7; Fond de Vase molle; $H = 46m$.

CHAPITRE 4. MODÈLE TEMPOREL D'ÉCHOS DE FOND

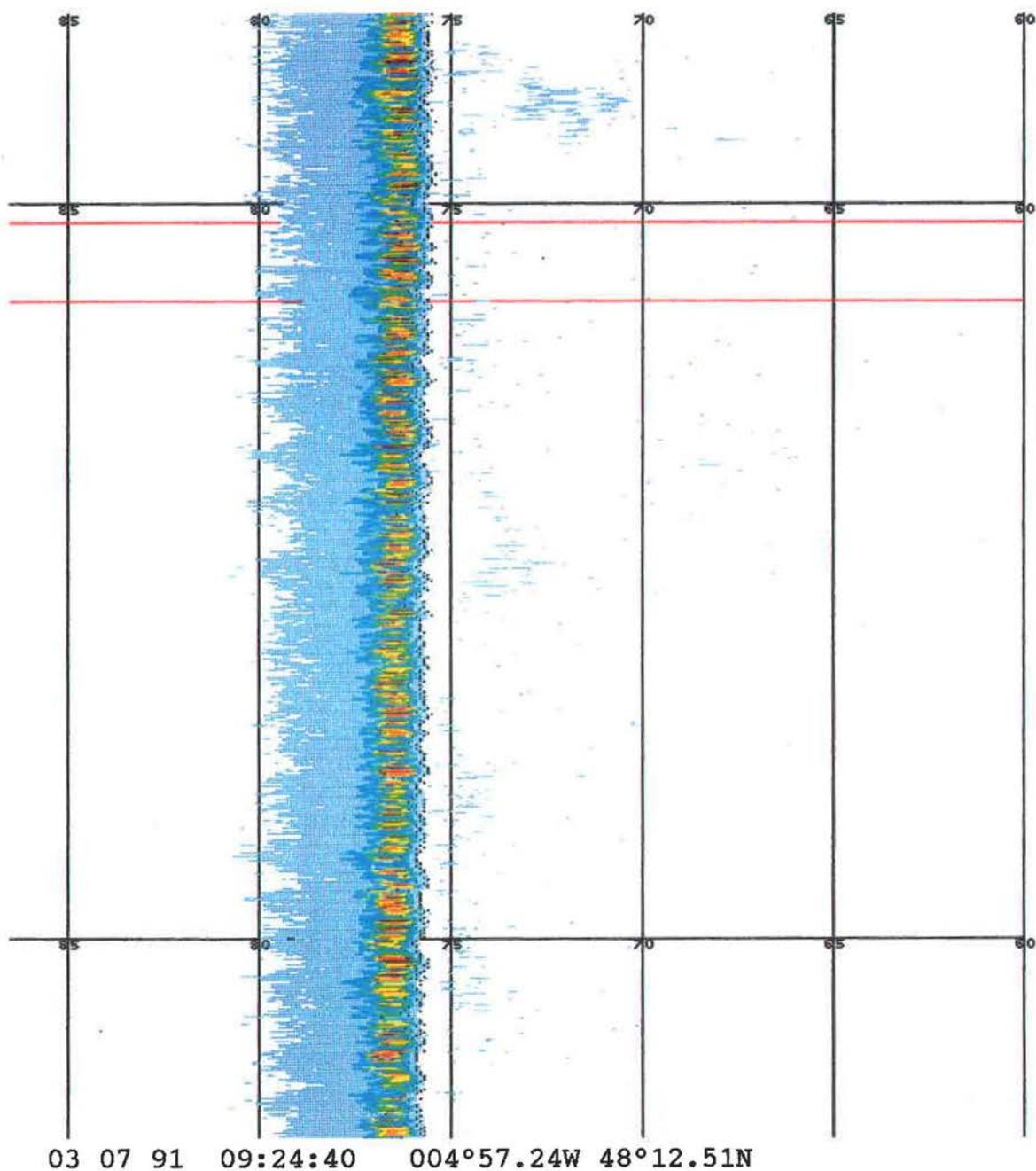


Figure 4.34: Exemple d'une série d'échos de fond tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Hauteur d'eau en mètres. Station 16; Fond de Sable très fin; $H = 77m$.

4.8. CONCLUSION SUR LA MODÉLISATION DES SIGNAUX

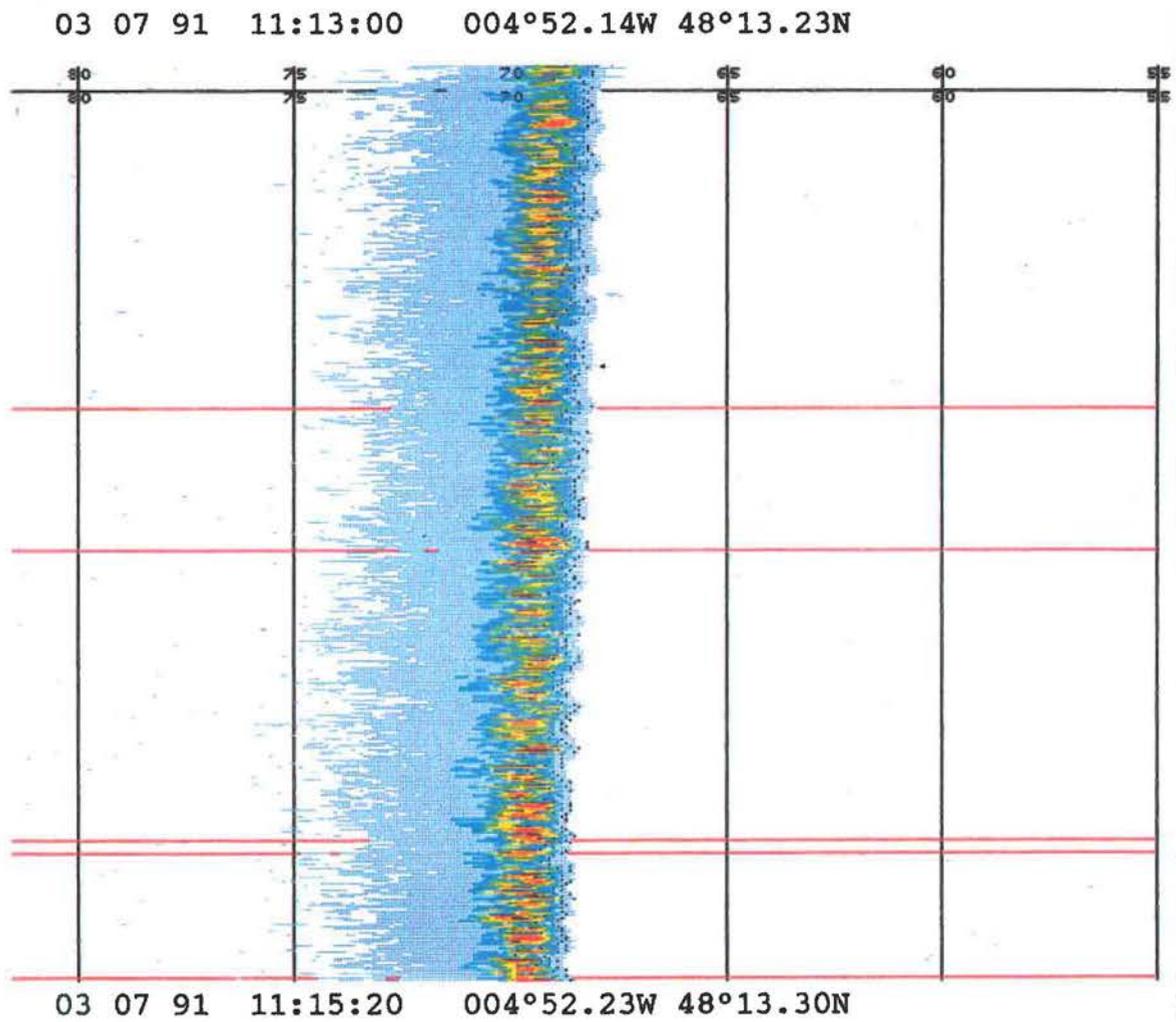


Figure 4.35: Exemple d'une série d'échos de fond tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Hauteur d'eau en mètres. Station 19; Fond de Gravier; $H = 68m$.

CHAPITRE 4. MODÈLE TEMPOREL D'ÉCHOS DE FOND

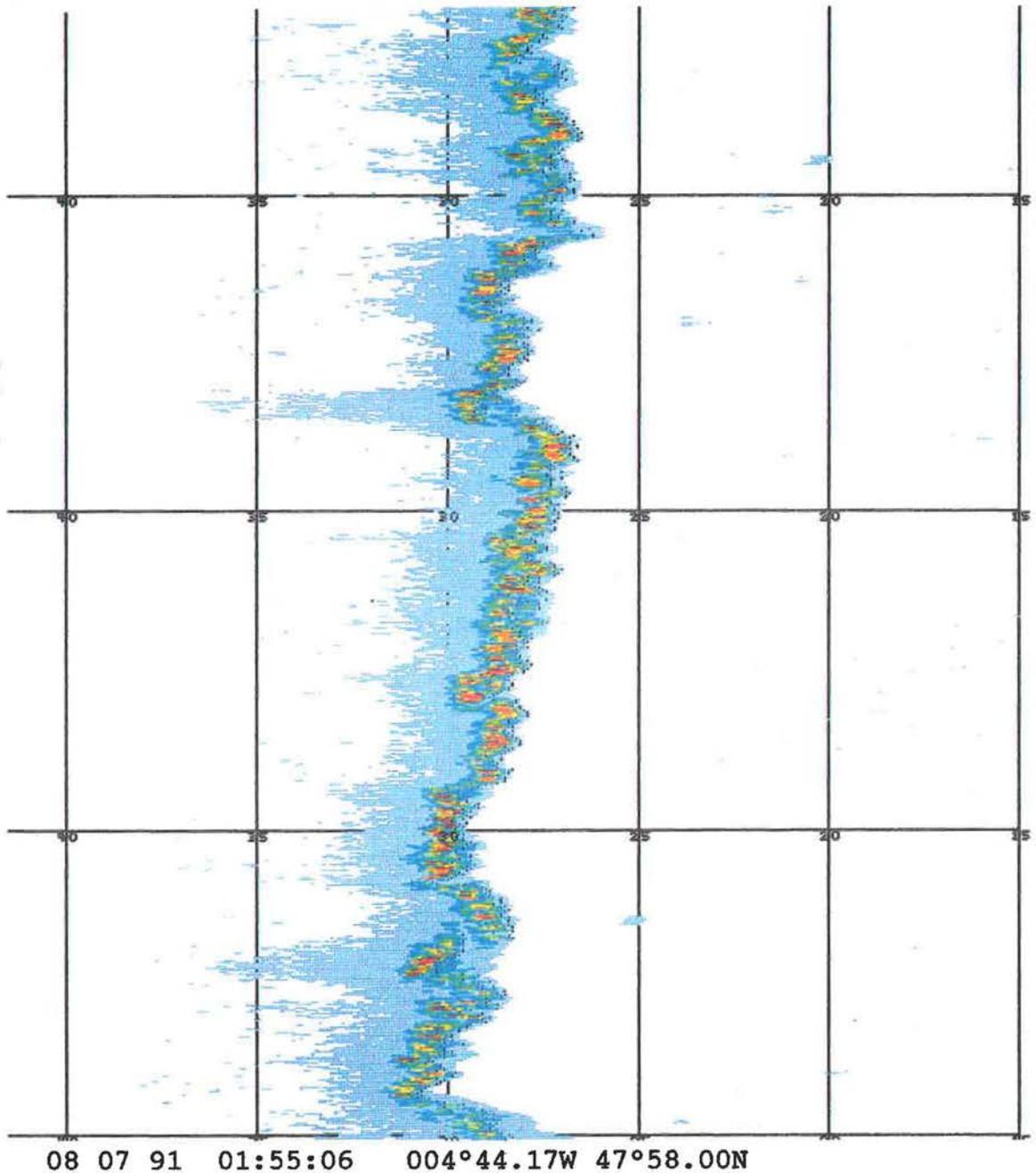


Figure 4.36: Exemple d'une série d'échos de fond tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Station 12; Fond de Roche; $H = 27\text{m}$. Hauteur d'eau en mètres.

4.8 Conclusion sur la modélisation des signaux

L'observation des enveloppes expérimentales montre que l'allure des signaux est bien caractéristique du type de fond insonifié; l'identification à partir de l'allure de ces enveloppes temporelles doit donc s'avérer possible. Les signaux prédictifs obtenus confirment le choix fait des modélisations classiques (approximation du plan tangent pour l'interface et méthode des petites perturbation pour le volume) dans les conditions retenues (fréquence élevée, hauteur d'eau inférieure à 200m, incidence proche de la verticale). La modélisation faite sans tenir compte des phénomènes de relief est insuffisante; la bonne appréciation des hauteurs de relief du fond observé et sa prise en compte ont nettement amélioré la ressemblance avec la réalité expérimentale. Il est à noter que ce choix de la valeur de h_0 pour un fond donné (4.54) est crucial afin de s'approcher le plus fidèlement des enveloppes acquises en mer. De nombreux phénomènes affectent l'allure des enveloppes temporelles de signaux réverbérés. Les effets de la géométrie de mesure (directivité, hauteur d'eau, hauteurs et pentes de relief, mouvements du bateau), les caractéristiques des signaux émis (durée et forme), les caractéristiques intrinsèques des fonds et de la tranche d'eau (célérité, densité, absorption de l'eau de mer et des fonds, inhomogénéités) créent des enveloppes différentes qui n'obéissent pas à des lois simples:

- La longueur des enveloppes augmente avec la hauteur d'eau, l'écart-type des hauteurs de relief et des pentes, la durée d'impulsion, la largeur de directivité et les mouvements du bateau. Toutefois, il n'existe pas d'effet linéaire d'allongement des échos en fonction de ces paramètres.
- Le niveau moyen des échos augmente avec la dureté (c_1 et ρ_1), le degré d'inhomogénéités et avec la durée d'impulsion. Il décroît si H augmente, si α l'absorption dans la tranche d'eau et β l'absorption dans le fond augmentent (donc si la fréquence augmente). Nous n'avons pas pu mettre en évidence de loi simple de l'évolution de l'intensité totale des enveloppes en fonction de ces paramètres.
- Les caractéristiques géométriques d'émission des sondeurs ont une influence très importante sur l'allure des échos, et leur bonne connaissance est indispensable. La meilleure distinction entre enveloppes calculées pour des fonds différents est obtenue avec des sondeurs de directivité large, émettant des impulsions de durée de l'ordre de 0.5 à 2 ms sur le plateau continental.
- La part de la réverbération de volume n'est relativement significative que pour des fonds meubles (composés de vases). Pour des fonds à plus forte granulométrie, la part de la réverbération d'interface prédomine largement.

En dépit de différentes conditions gênantes de mesure tels que les mouvements du bateau et les pentes du fond, l'accord général entre les échos modélisés et les échos expérimentaux

permet d'envisager un mode de traitement de ces échos (corrigés de leurs fluctuations) en vue d'une identification.

Chapitre 5

Méthode d'identification

Introduction

Nous présentons dans ce chapitre une méthode originale d'identification de la nature du fond de la mer à partir de l'analyse de signaux d'écho-sondeurs du type de ceux utilisés couramment en bathymétrie ou en pêche.

Le chapitre 4 était consacré à la modélisation de ce type de signaux. Aux fréquences considérées (dizaines de kHz) les échos peuvent être décrits comme la somme des contributions du relief de l'interface eau-fond et des inhomogénéités volumiques présentes dans le fond, et sont modélisés à partir de méthodes classiques (méthode du plan tangent pour l'interface, petites perturbations pour le volume). La réverbération ainsi définie est utilisée pour modéliser les enveloppes de signaux temporels, prenant en compte les caractéristiques du sondeur et du signal. Des exemples de signaux temporels moyens ainsi calculés ont été présentés, et confrontés à des échos expérimentaux.

Dans ce chapitre, nous montrons que la comparaison de ces signaux temporels prédits avec les échos obtenus expérimentalement par un sondeur permet l'identification du type de fond insonifié; la reconnaissance est effectuée sur les signaux temporels cumulés, normalisés et moyennés sur plusieurs échos. Un dispositif utilisant ce principe et permettant la classification en temps réel du type de fond selon sept classes courantes a été réalisé et testé en mer sur des signaux numérisés de sondeur de pêche; de bons résultats ont été obtenus sur un grand nombre de configurations du plateau continental. Le principe retenu pour l'identification et le système réalisé sont décrits, ainsi que les résultats des validations expérimentales.

5.1 Présentation de la méthode d'identification

Les signaux utilisés par les sondeurs couramment employés en bathymétrie ou en pêche sont en général monochromatiques (de 20 à 200 kHz selon les modèles) et brefs (de 0.1 à 2 ms, selon la fréquence); les lobes de directivité des transducteurs associés (pointés verticalement vers le bas) sont larges typiquement d'une dizaine de degrés. De tels signaux réverbérés par le fond peuvent être modélisés par les méthodes classiques [10] du plan tangent pour la réverbération d'interface, et des petites perturbations pour la contribution des inhomogénéités de volume. On a proposé au chapitre 4 un modèle de calcul de l'énergie moyenne réverbérée en fonction du temps, prenant en compte la fonction de directivité du sondeur et son orientation, la durée d'impulsion, la hauteur d'eau et les caractéristiques physiques du fond (célérité, densité, amortissement, relief et pentes d'interface, inhomogénéités de volume). L'allure des signaux temporels ainsi obtenue, bien conforme aux observations expérimentales, est caractéristique du type de fond insonifié.

La structure des signaux ainsi modélisée a un comportement assez complexe en fonction des différents paramètres du calcul. D'une part les phénomènes respectifs d'allongement temporel par le relief, la directivité et le volume ne sont pas discernables, ce qui interdit une identification par analyse séparée des différents constituants. D'autre part la réponse temporelle obtenue ne peut pas s'exprimer en terme de convolution du signal par la seule fonction de transfert du fond. Enfin il n'est pas possible de réduire les paramètres de la configuration de mesure (hauteur d'eau, directivité...) pour ne garder que ceux caractéristiques du fond: des algorithmes de reconnaissance travaillant "en aveugle" risquent donc de classer le sondeur utilisé et la configuration autant que le fond lui-même. Nous proposons donc de comparer directement l'enveloppe temporelle des signaux de sondeurs (obtenus après traitement classique de détection-intégration) avec des courbes-tests d'enveloppes moyennes calculées pour différents types de fonds avec les paramètres de la configuration étudiée (hauteur d'eau, directivité du sondeur, durée d'impulsion). Sous réserve bien sûr que la modélisation utilisée pour les résultats-tests soit satisfaisante, cette approche permet une grande souplesse d'emploi (tous les paramètres du problème sont accessibles), est généralisable facilement à différents matériels sans procédure d'apprentissage, et conserve la compréhension de la physique du problème.

Les enveloppes brutes d'amplitude $s_m(t) = \sqrt{S_m(t)}$ des signaux expérimentaux étant très instables, il est préférable d'utiliser les signaux $c_m(t)$ obtenus par cumul au cours du temps et normalisation:

$$c_m(t) = \int_0^t s_m(\tau) d\tau / \int_0^{T_m} s_m(\tau) d\tau \quad (5.1)$$

où T_m est la durée maximale d'observation du signal étudié. Ce cumul permet de gommer les fluctuations locales de l'enveloppe temporelle. L'observation de l'allure des enveloppes

temporelles mesurées $s_m(t)$ qui sont très fluctuantes (cf figures 4.29, 4.30, 4.31, 4.32) et l'interprétation physique du problème pousse à faire l'hypothèse que $s_m(t)$ est la somme

- d'un signal moyen stationnaire d'amplitude $a(t)$ proche des caractéristiques des enveloppes temporelles modélisées
- et d'un signal aléatoire d'amplitude $b(t)$ que l'on peut assimiler à du bruit causé par la distribution aléatoire des facettes réverbérantes.

$$s_m(t) = a(t) + b(t) \quad (5.2)$$

Ce type de fluctuation est classiquement décrit par une loi de Rice (cf travaux de Clay & Stanton [65], [68]). Nous supposons que $b(t)$ est de moyenne nulle, donc:

$$\frac{1}{t} \int_0^t b(\tau) d\tau \longrightarrow 0 \quad \text{si } t \longrightarrow T_m \quad (5.3)$$

ou

$$\int_0^t b(\tau) d\tau / \int_0^t a(\tau) d\tau \longrightarrow 0 \quad \text{si } t \longrightarrow T_m \quad (5.4)$$

D'autre part, nous disposons de signaux théoriques $s_t(t)$ qui correspondent à la réponse moyenne d'un fond dont les caractéristiques sont elles aussi moyennes. Afin de comparer au mieux $s_t(t)$ et $s_m(t)$, nous avons évidemment intérêt à diminuer la part de signal aléatoire $b(t)$. L'opération de cumul temporel de $s_m(t)$ permet de diminuer cette proportion de signal fluctuant.

La comparaison entre théorie et mesure se fera donc sur les enveloppes cumulées et normalisées; la normalisation traduisant le fait que l'allure de l'évolution temporelle est plus importante en classification que la valeur totale de l'énergie (cf. évolution de l'index en fonction de l'incidence (chapitre 3)).

Les figures 5.1 5.2 représentent les courbes théoriques $c_t(t)$ calculées pour sept types de fonds, avec les caractéristiques du sondeur utilisé pour la campagne ETAP 91 et des hauteurs d'eau de 50m et 100m. On peut constater que les courbes $c_t(t)$ ont des comportements assez différents suivant les types de fond: depuis une montée très rapide au niveau maximal dans le cas de la vase compacte (pour laquelle l'essentiel de l'écho correspond à la réflexion spéculaire) jusqu'à une pente quasi linéaire pour la vase molle ou la roche (pour lesquelles l'énergie est surtout réverbérée respectivement par les inhomogénéités de volume et par d'importantes hauteurs de relief, provoquant dans les deux cas un fort étalement temporel).

L'opération de classification consiste à rechercher dans un premier temps la courbe théorique présentant la ressemblance maximale avec la courbe expérimentale. Nous avons retenu un critère simple d'intégration, sur la durée de l'écho testé, du carré de la différence des ordonnées mesurées $c_m(t)$ et théoriques $c_t(t)$:

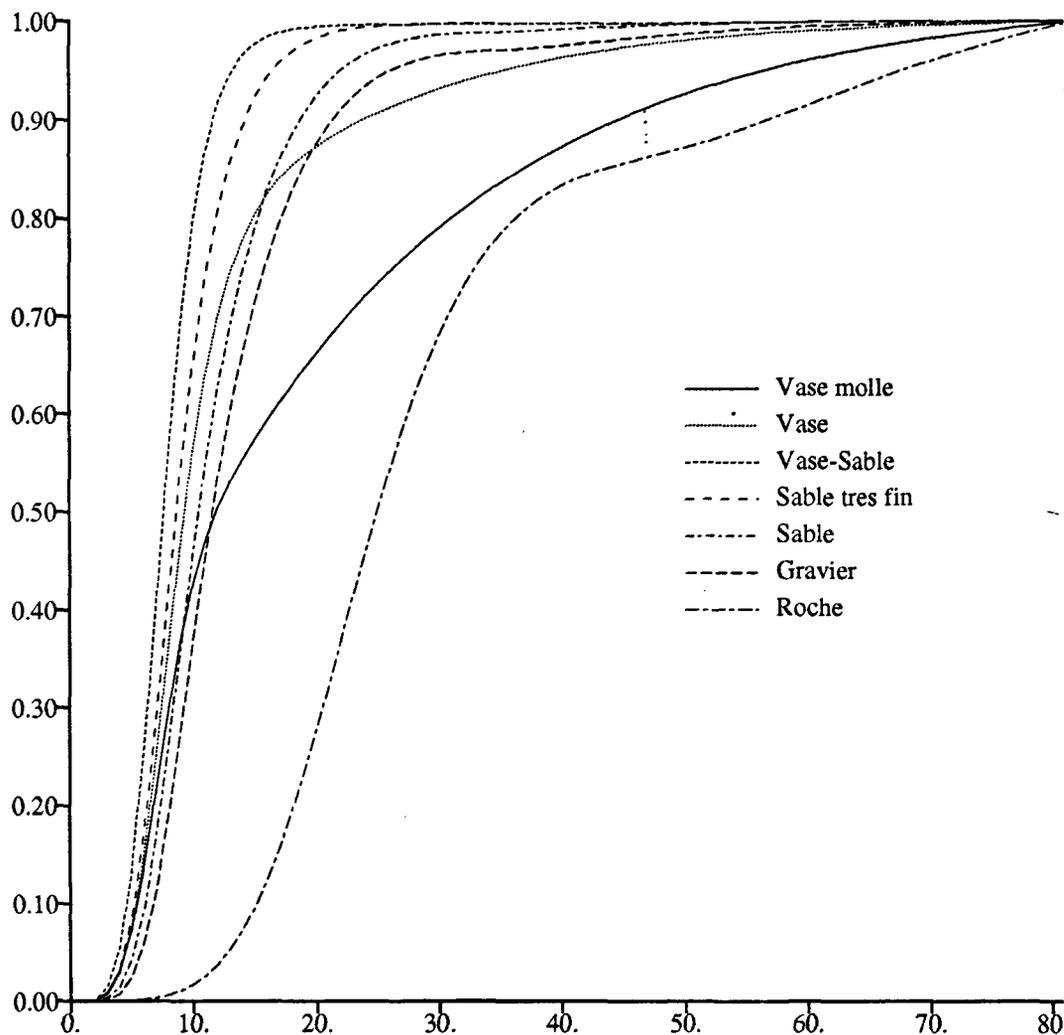


Figure 5.1: Courbes théoriques d'envelopes temporelles cumulées et normalisées $c_t(t)$ pour les sept types de fonds retenus. Les courbes sont données pour un sondeur d'ouverture 13° et de durée d'impulsion 0.5ms , avec des hauteurs d'eau de 50 m .

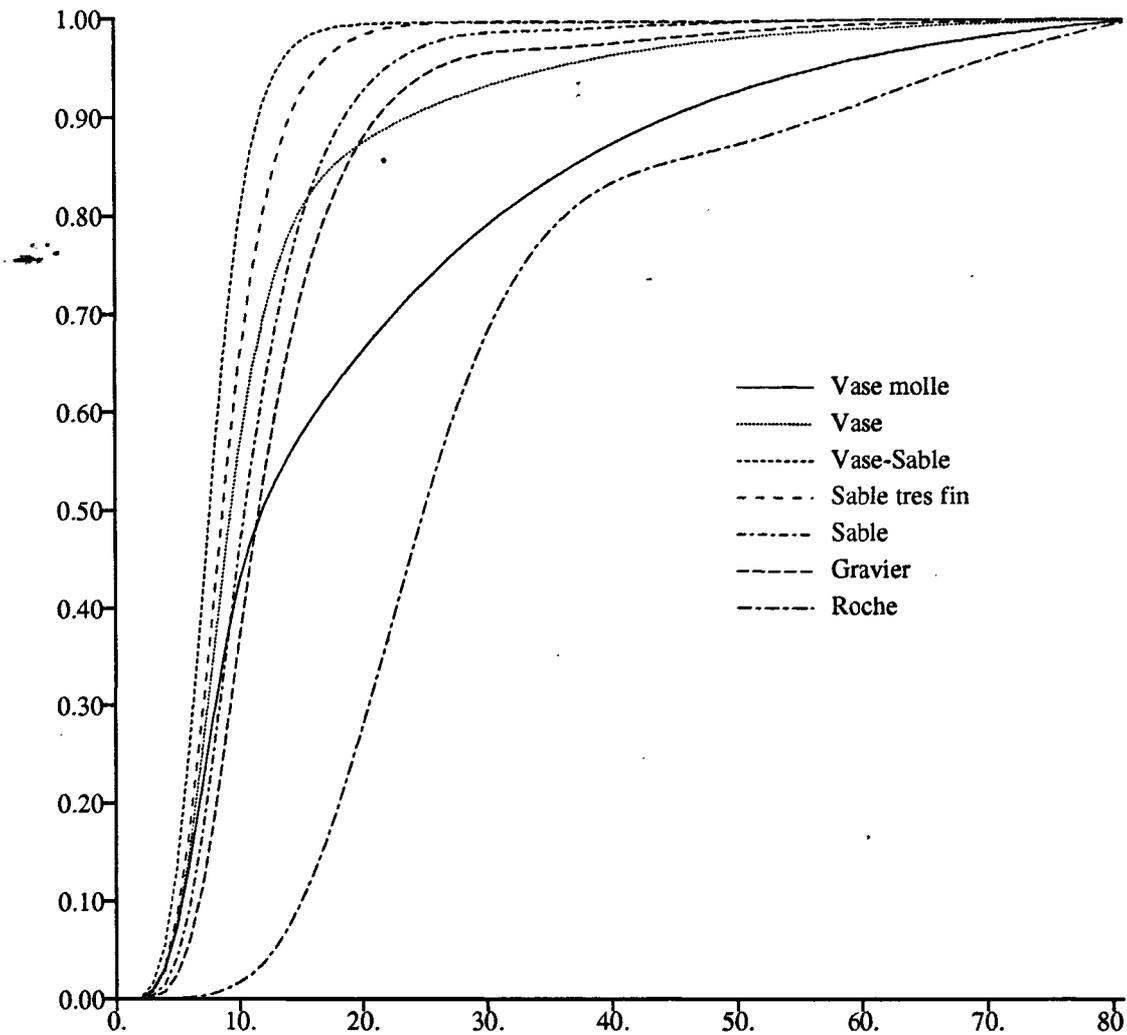


Figure 5.2: Courbes théoriques d'enveloppes temporelles cumulées et normalisées $c_t(t)$ pour les sept types de fonds retenus. Les courbes sont données pour un sondeur d'ouverture 13° et de durée d'impulsion 0.5ms , avec des hauteurs d'eau de 100 m .

$$A = \int_0^{T_m} (c_m(\tau) - c_t(\tau))^2 d\tau \quad (5.5)$$

soit pour des signaux numérisés c_{m_i} et c_{t_i} ($i = 1$ à N):

$$A = \sum_{i=1}^N (c_{m_i} - c_{t_i})^2 \quad (5.6)$$

Nous avons retenu pour l'identification les sept classes de fonds déjà définies au chapitre 2, qui couvrent l'essentiel des types rencontrés couramment sur le plateau continental, et correspondent à des caractéristiques d'échos suffisamment facilement discernables selon notre méthode. Ces sept classes sont: vase molle (avec importante réverbération de volume), vase (compacte, avec faible contribution du volume), vase-sable, sable très fin, sable, gravier, et roche. Cette comparaison est effectuée avec chacune des sept enveloppes modélisées correspondant aux types de fonds étalons prédéterminés ce qui permet d'obtenir sept distances A_j . Le type de fond j identifié est donné par la distance A_j la plus petite:

$$A_{fond} = \min_{j=1}^7 (A_j) \quad (5.7)$$

Cette dernière étape visant à déterminer la nature du fond n'est pour le moment pas optimisée. Il serait nécessaire de connaître (en utilisant par exemple le test de Kolmogorov Smirnov basé sur l'intervalle d'acceptance) le poids statistique de chacune des courbes étalons afin d'améliorer le diagnostic. Ajoutons aussi que l'utilisation de la relation 5.6 nécessite un temps calcul important qui peut en utilisation régulière freiner le déroulement des autres tâches d'un écho-sondeur (écho-intégration par exemple). Pour chacune de ces classes, les paramètres acoustiques (densité, célérité, amortissement) ont été choisis proches des valeurs proposées par Hamilton [35]; nous en donnons les valeurs numériques en Table 2.6.

L'estimation des paramètres de relief d'interface (écart-type, pentes moyennes) et d'inhomogénéités de volume (longueurs de corrélation) est beaucoup plus délicate, car peu de résultats expérimentaux sont disponibles. Il est à noter que nous n'avons retenu pour chaque type de fond qu'une seule valeur de relief ou d'inhomogénéités, ce qui est bien sûr critique; cette simplification, qui permet d'accentuer les différences entre types de fonds, est fondée sur l'observation courante que le relief moyen croît avec la dureté du fond (chapitre 2). Dans la pratique la classification que nous avons adoptée *a priori* s'est avérée bien adaptée, et nous n'avons eu que peu besoin d'optimiser les valeurs numériques pour recalibrer nos prédictions sur les échos expérimentaux. Les quelques modifications apportées tenaient plus de la méconnaissance de l'ordre de grandeur de certains paramètres tels

- μ que nous avons sous estimé dans un premier temps,

- a la longueur de corrélation (1, 2... 10 cm ... selon les auteurs),
- la fonction de directivité du sondeur utilisé (12, 13 ou 14° d'ouverture du lobe principal),
- le niveau des lobes secondaires, etc....

Un point essentiel dans la modélisation des signaux rétrodiffusés est la prise en compte correcte de l'allongement des échos par le relief du fond, tel que présenté au chapitre 4 (équation 4.56); en fait l'écart-type des hauteurs d'interface h intervenant dans ce phénomène est différent de l'écart-type local des hauteurs h_0 , et doit prendre en compte la variation de sonde sur l'ensemble de la surface insonifiée par le sondeur: dunes, pentes, talus, massifs rocheux... Nous avons donc défini la hauteur h intervenant dans l'allongement des échos en liant h , h_0 , et la hauteur d'eau par la relation 4.55 que nous rappelons ici:

$$h = h_0 \cdot (H/H_0)^n \quad (5.8)$$

Cette hypothèse supplémentaire a permis la confrontation avec succès entre résultats théoriques et expérimentaux. Sans cette notion d'étalement temporel dû au relief, l'adéquation entre échos modélisés et échos réels n'existe qu'à faible hauteur d'eau ($H \simeq H_0$ donc $h \simeq h_0$). A profondeur élevée, les différences entre le modèle et la mesure sont criantes. Nous donnons en figure 5.3 trois exemples de signaux expérimentaux cumulés pour des fonds de types différents (vase molle, sable et roche); pour chaque figure nous représentons cinq signaux successifs, comparés à la courbe théorique correspondante. Ces figures font apparaître:

- la différence de comportement entre les fonds de natures différentes (pente des enveloppes cumulées par exemple),
- la relative bonne adéquation entre la théorie et l'expérience
- la différence de dispersion selon les types de fonds (caractère plus aléatoire pour des fonds à interface très rugueuse ou à forte réverbération de volume).
- la possibilité de l'utilisation de l'enveloppe cumulée et normalisée pour identifier les fonds.

5.2 Description du système d'identification

Nous décrivons ici le système réalisé pour les premiers essais de caractérisation *in situ* de la nature du fond. Hormis le logiciel de traitement des échos et d'identification, l'ensemble du matériel requis est couramment utilisé par les équipes de l'IFREMER concernées par les techniques de pêche et la recherche halieutique.

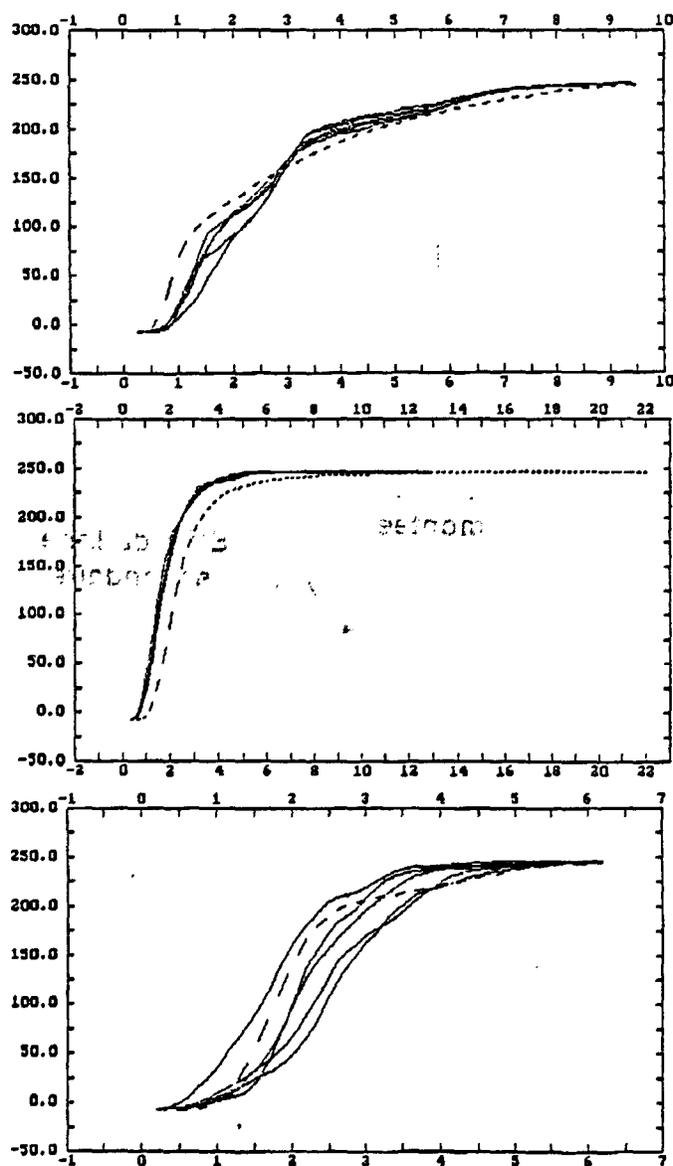


Figure 5.3: Exemples de signaux expérimentaux (en traits continus) après cumul et normalisation (maximum à 256) de l'enveloppe temporelle, comparés à la courbe théorique $c(t)$ correspondante (en pointillés): en haut: fond de vase molle, hauteur d'eau 43 m; au centre: fond de sable fin, hauteur d'eau 96 m; en bas: fond de roche, hauteur d'eau 27 m. Notons la dispersion différente entre échos successifs selon les fonds: importante pour la roche, faible pour le sable.

Les signaux réverbérés sont numérisés par un système INES (Interface de Numérisation pour Echo Sondeur) [25] industrialisé par la société ORCA-INSTRUMENTATION ¹, qui échantillonne l'enveloppe des signaux à 7,5 kHz (soit une résolution temporelle de 0,133ms et spatiale de 0,10m). Les signaux numérisés sont ensuite mis en forme pour traitement ultérieur par le logiciel MOVIES développé par l'IFREMER; ce logiciel, implanté sur un PC-AT, fournit pour chaque coup de sonde les échantillons numériques de l'enveloppe sous une forme compactée, accompagnés de codes de début de sonde et de détection de fond, ainsi que d'informations sur la configuration opérationnelle (date et heure, position, vitesse). MOVIES effectue par ailleurs en temps réel la visualisation des échos obtenus, et enregistre les données numériques pour rejeu ultérieur. Après numérisation par l'ensemble INES-MOVIES, les signaux sont finalement transmis par une liaison série à un second PC-AT qui en effectue le traitement en temps réel (figure 5.6).

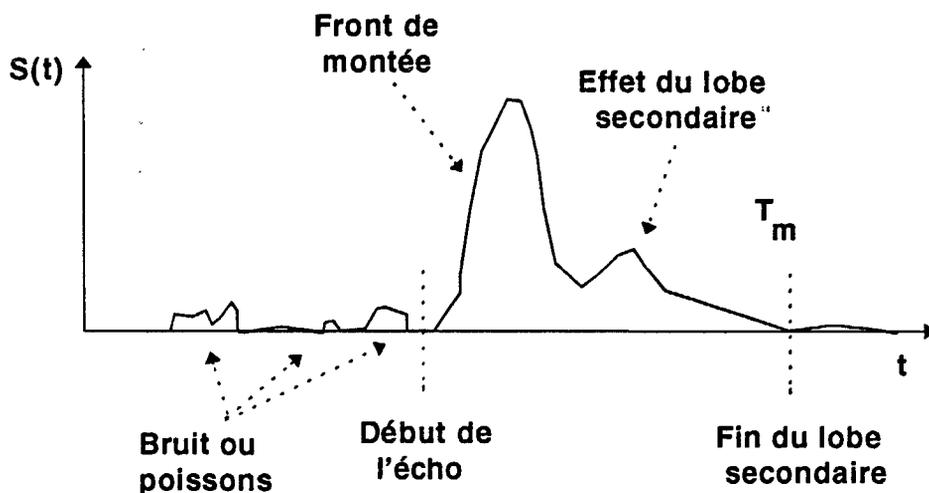


Figure 5.4: Structure d'une enveloppe temporelle d'écho de fond.

Le traitement consiste d'abord à repérer le front de montée maximale de l'écho de fond tel que fourni par l'algorithme de détection présent dans INES. On "remonte" ensuite l'écho pour prendre en compte le piédestal du front de montée, jusqu'à un seuil d'amplitude fixé en fonction du seuil de numérisation de INES; puis on "descend" pour prendre en compte la traînée de l'écho, que l'on coupe à un instant correspondant à la fin du premier lobe secondaire de la directivité théorique du transducteur utilisé (figure 5.4).

A ce stade sont éliminés les échos évidemment aberrants, correspondant à des mesures

¹ORCA-INSTRUMENTATION, 5 Rue Pierre Rivoallon, Z.I. du Vernis, 29200 BREST

de hauteur d'eau ou d'énergie totale incohérentes avec celles des échos voisins. Le signal temporel d'écho de fond ainsi conditionné et sélectionné est ensuite cumulé en fonction du temps, puis normalisé. C'est ce dernier résultat qui est comparé aux valeurs-tests calculées préalablement.

La détermination précise du début d'un écho expérimental est fréquemment faussée par le niveau de bruit, et le décalage temporel ainsi induit perturbe l'évaluation du critère de ressemblance. On fait donc lors de la comparaison systématiquement glisser le signal expérimental de part et d'autre de sa position mesurée, en retenant pour un fond donné la valeur minimale du critère de ressemblance calculée au cours de ce glissement.

Dans la pratique il est inutile d'effectuer une opération de classification pour chaque coup de sonde: la récurrence des tirs étant en général de l'ordre de 0,5 s et la nature du fond ne changeant que très progressivement, il est superflu d'identifier à une telle cadence. Nous effectuons donc un moyennage préliminaire sur un nombre fixe d'enveloppes cumulées normalisées, ce qui permet d'une part de stabiliser les allures des signaux, et d'autre part de diminuer la charge de calcul. Nous avons en général utilisé des moyennes sur 5 échos, soit une opération de classification toutes les 2,5 s avec les cadences de tir usuelles, soit encore tous les 10 m pour un déplacement du navire à 8 noeuds.

L'ensemble des opérations d'identification est donc effectué sur des valeurs relatives de niveaux des signaux; il convient de noter que les valeurs absolues des niveaux sont toutefois disponibles. La sensibilité en émission-réception du sondeur utilisé est fournie par le constructeur, et peut d'ailleurs être retrouvée par une opération classique d'étalonnage sur une cible connue (bille métallique); les divers gains de traitement (TVG, gain de INES) sont facilement compensables, et il est donc possible d'accéder assez précisément au niveau absolu de signal réverbéré. Toutefois, (cf. chapitre 3) l'énergie des échos est à elle seule un critère insuffisant d'identification et n'est donc pas utilisé dans le système, mais elle peut permettre des leviers de doute dans certaines configurations ambiguës. Nous l'avons de fait utilisée pour effectuer la discrimination entre la vase meuble et la roche, pour lesquelles l'allure des phénomènes temporels est parfois semblable mais avec des échelles de niveaux différentes.

Les courbes-tests utilisées dans l'algorithme d'identification sont calculées une fois pour toutes pour un sondeur donné. Nous utilisons actuellement un jeu de 175 courbes correspondant aux sept types de fonds différents (décrits au paragraphe 5.1) pour 25 hauteurs d'eau comprises entre 20 et 200 m. Un écho donné n'est évidemment comparé qu'avec les sept courbes-tests correspondant à la hauteur d'eau mesurée localement.

Les problèmes rencontrés relèvent dans l'ensemble plus de difficultés pratiques d'utilisation de systèmes acoustiques embarqués plutôt que d'insuffisances inhérentes à la méthode:

- les mouvements du bateau provoquent des déformations de l'enveloppe temporelle des échos, se traduisant par des allongements des fronts de montée, et une dérive de

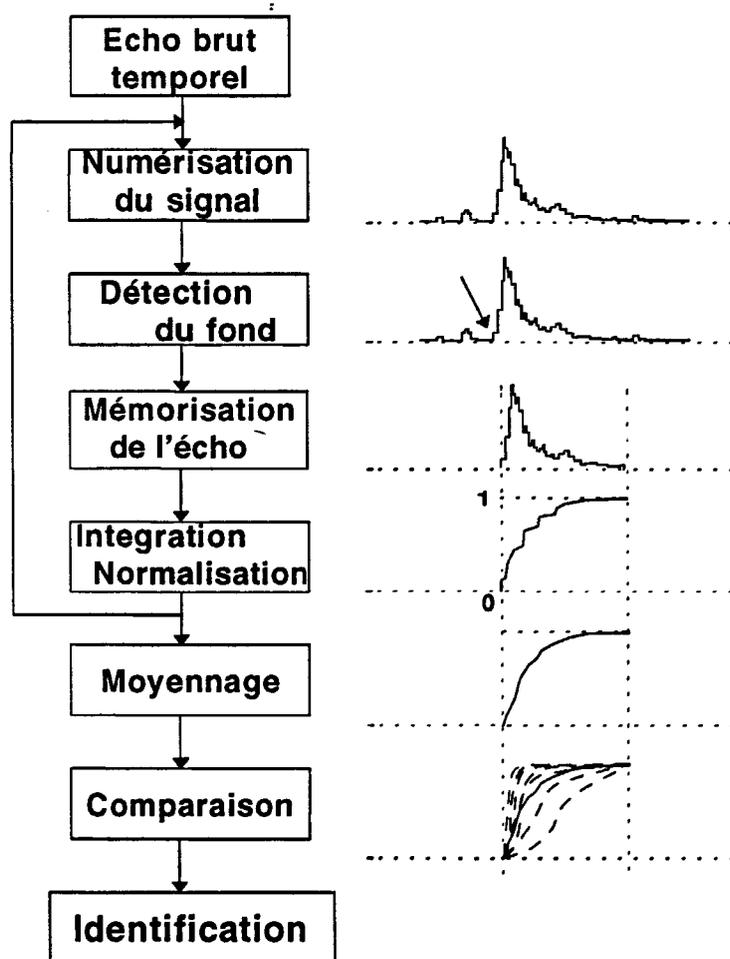


Figure 5.5: *Synoptique du système de traitement des échos et d'identification du fond.*

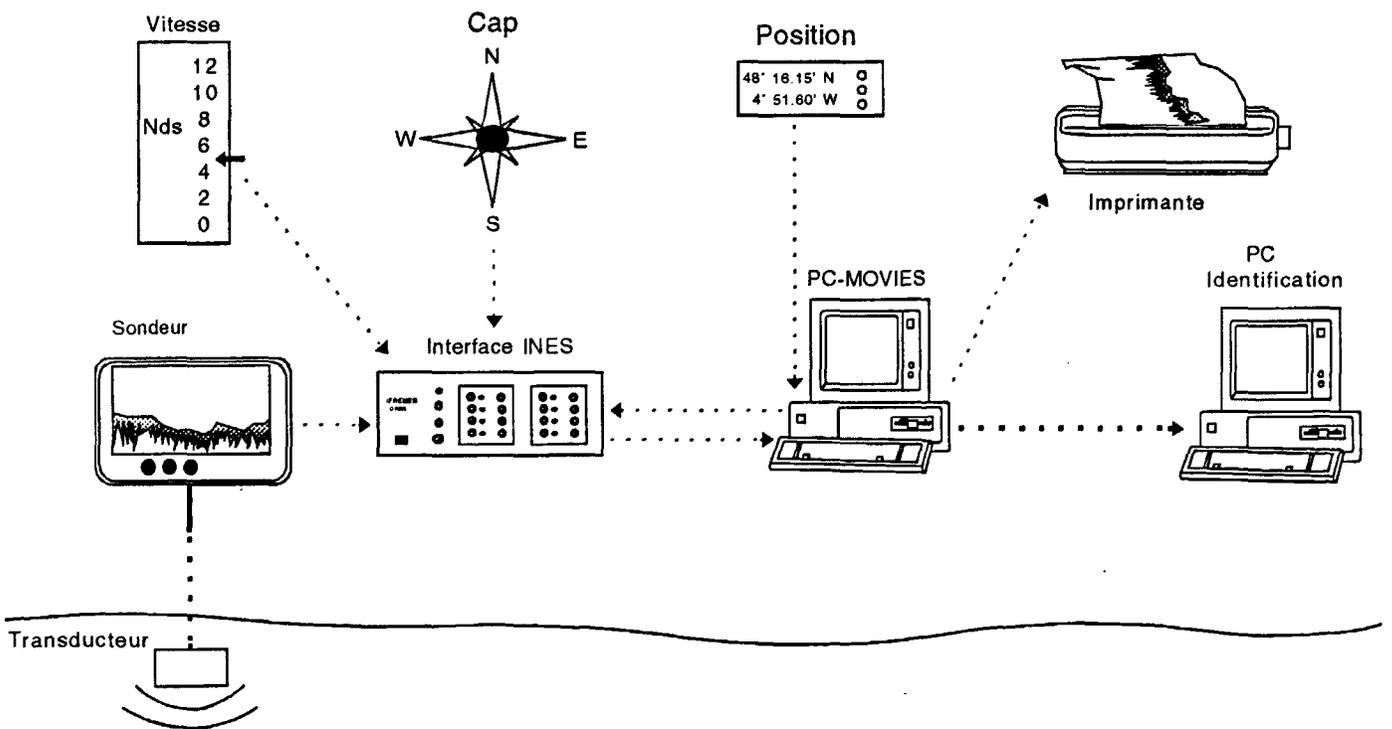


Figure 5.6: Schéma descriptif du système d'identification utilisé lors de la campagne ETAP 91.

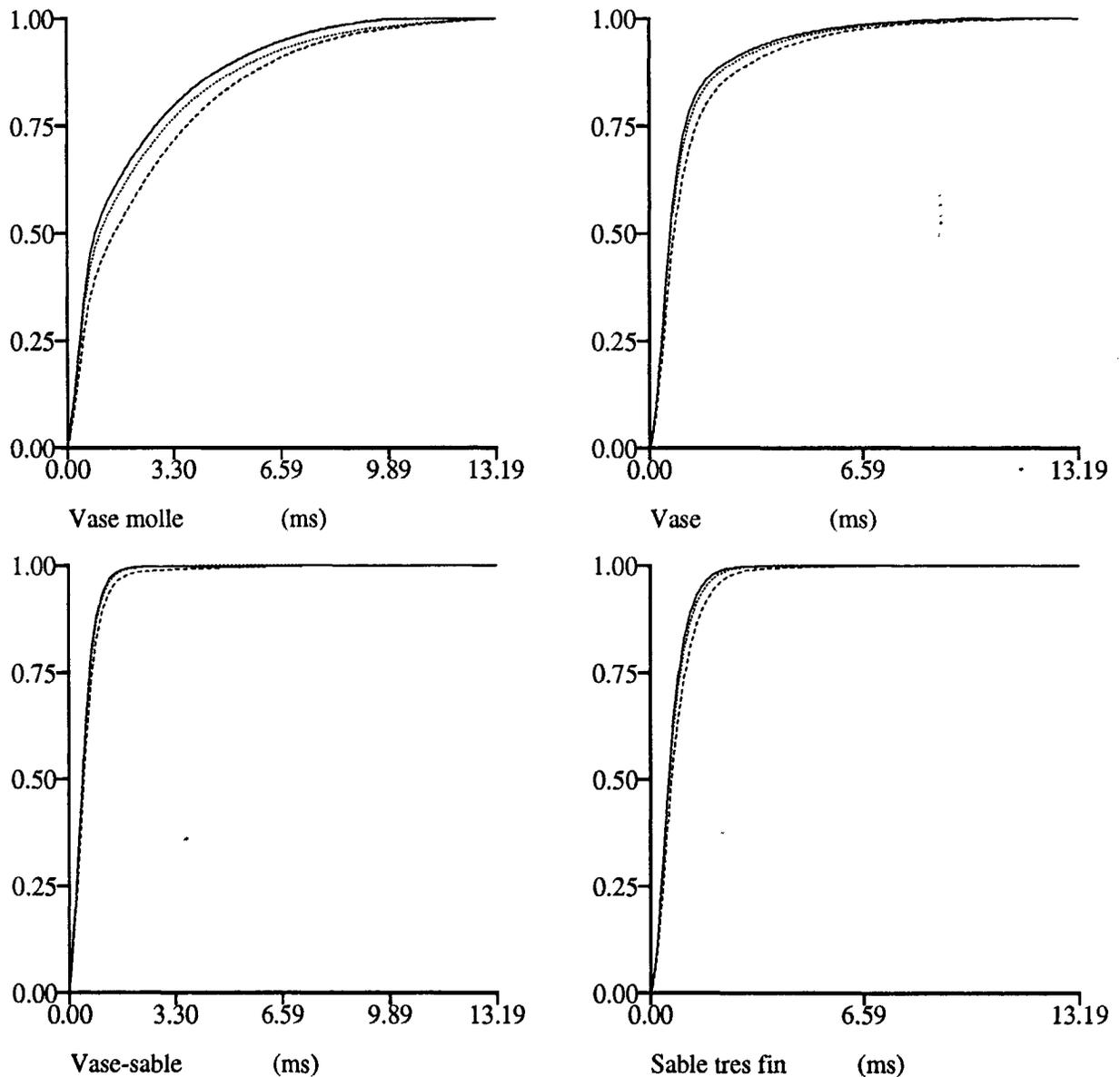


Figure 5.7: Exemple de l'effet du mouvement du bateau sur la forme des enveloppes cumulées calculées de Vase molle, de Vase, de Vase-sable et de Sable très fin. $H = 50m$; $T = 0.512ms$; Directivité à symétrie circulaire : 13° . Courbe continue: déviation par rapport à la verticale nulle; Courbe pointillée: déviation de 5° ; Courbe en traits discontinus: déviation de 10° . Ces courbes sont à rapprocher des variations observées en figure 5.3 entre échos successifs enregistrés in situ.

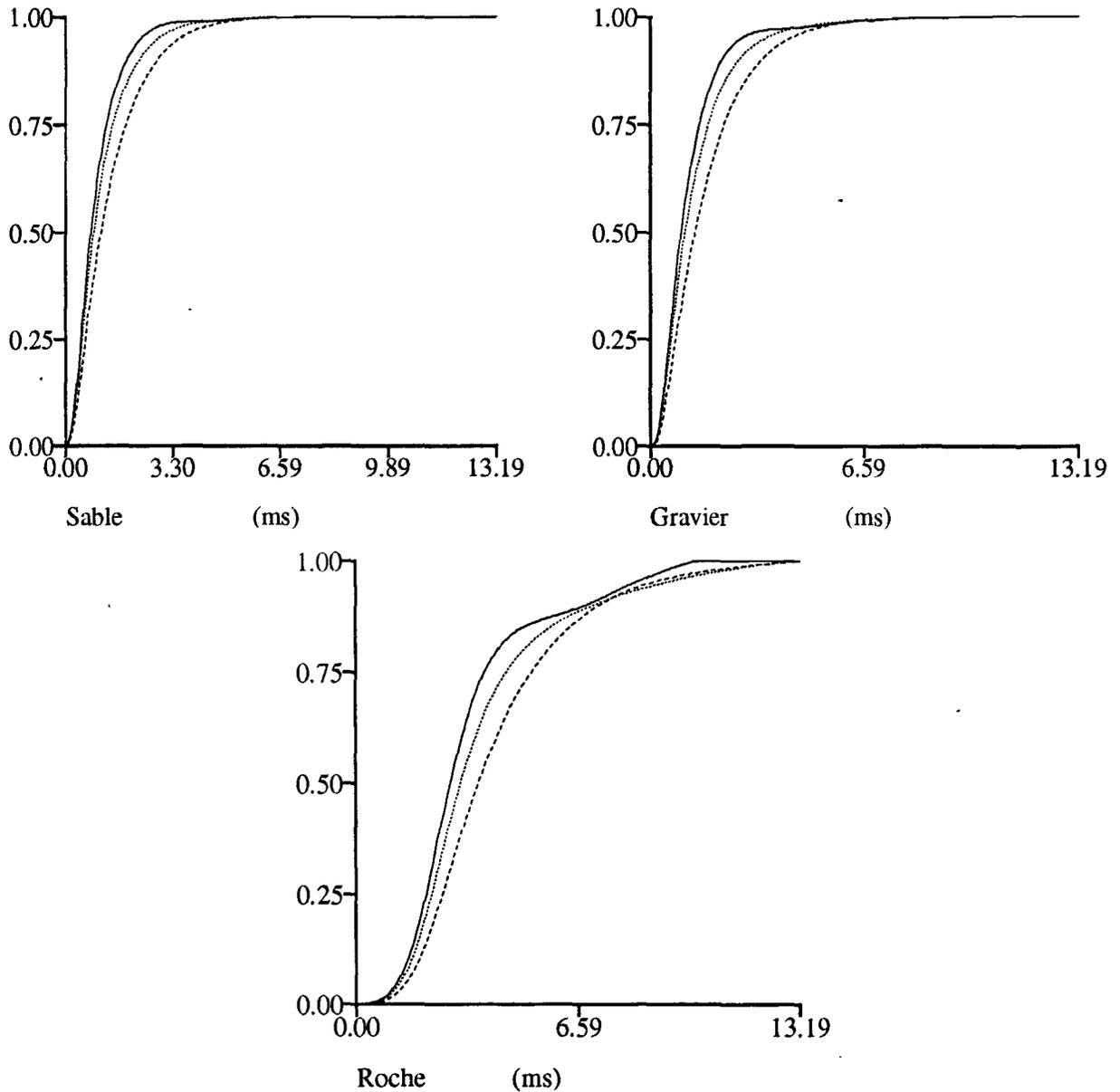


Figure 5.8: Exemple de l'effet du mouvement du bateau sur la forme des enveloppes cumulées calculées de Sable, de Gravier et de Roche. $H = 50m$; $T = 0.512ms$; Directivité à symétrie circulaire : 13° . Courbe continue: déviation par rapport à la verticale nulle; Courbe pointillée: déviation de 5° ; Courbe en traits discontinus: déviation de 10° . Ces courbes sont à rapprocher des variations observées en figure 5.3 entre échos successifs enregistrés in situ.

l'identification vers les fonds durs à fort relief. Les figures 5.7 et 5.8 montrent les modifications apportées aux enveloppes cumulées par la modification de la direction d'émission-réception due aux mouvements du bateau (ces résultats obtenus par calculs sont à comparer avec les résultats expérimentaux d'échos successifs obtenus en figure 5.3. Le chevauchement des enveloppes cumulées entre classes voisines limite fortement la finesse et la fiabilité de l'identification. Ce phénomène ne pourrait être compensé que par un transducteur à formation de voies asservie, ou par un sondeur multifaisceaux. Avec un sondeur classique une solution simple est de mesurer les angles de roulis et tangage, et d'éliminer les signaux correspondant à des inclinaisons trop importantes du navire; le nombre de signaux exploitables pour l'identification s'en trouverait réduit, mais pratiquement une cadence assez lente d'identification est suffisante, et cette réduction n'est pas forcément problématique.

- le bruit et la présence de bulles sous la coque du navire sont évidemment des facteurs limitants, comme pour tous les systèmes acoustiques embarqués; nous avons, entre autres, observé une très nette dégradation des résultats lorsque le navire est à l'arrêt et stagne alors dans son propre sillage de bulles; ce qui ne simplifie pas l'étude des échos enregistrés pendant les stations de prélèvement.
- la directivité des transducteurs de sondeurs installés sur une coque de navire est très difficile à mesurer précisément *in situ*; encore faudrait-il répéter périodiquement cette opération d'étalonnage, ce qui n'est jamais fait... Il faut donc se contenter des valeurs nominales fournies par les constructeurs, qui peuvent être sujettes à des fluctuations notables dans la réalité.
- la saturation des échos peut survenir ponctuellement malgré le réglage des niveaux de gain de la chaîne de réception, du fait des très importantes fluctuations locales de niveau éventuellement observées. Elle provoque la dérive de l'identification vers les fonds durs.
- certains signaux peuvent être perturbés par la présence de bancs de poissons (voire de champs d'algues) collés au fond, ce qui provoque un allongement artificiel de la durée de l'écho analysé.

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Dispositif expérimental

La campagne ETAP 91 (Evaluation des Techniques Acoustiques de Pêche) s'est déroulée du 24 juin au 11 juillet 1991 à bord du Navire Océanographique THALASSA, sur

tout le plateau continental atlantique (de Brest à Bayonne). L'objectif général de cette campagne annuelle est de tester *in situ* un certain nombre de matériels nouveaux destinés à l'amélioration des techniques d'acoustique-pêche. Nous avons profité de cette opportunité pour effectuer des enregistrements systématiques de signaux réverbérés par divers types de fonds (deux campagnes antérieures nous avaient déjà fourni une quantité intéressante de données, que nous avons utilisées pour la mise au point de la méthode), et pour tester en temps réel la maquette de notre système d'identification des fonds. Environ 200 000 échos ont été enregistrés et traités au cours de la campagne, sur l'ensemble des types de fonds couramment rencontrés sur le plateau continental.

Le sondeur utilisé pour nos mesures était le système "OSSIAN" développé actuellement par la société MICREL ², et qui était en cours de test pendant la campagne ETAP 91. L'avantage essentiel de ce matériel pour notre propos est que, du fait de la très grande dynamique permise par le traitement numérique qu'il effectue, il fournit des signaux de fond non saturés tout en gardant un niveau suffisant pour les échos en pleine eau, ce qui autorise son utilisation conjointe en détection-pêche et en enregistrement-fond. Ce sondeur génère des impulsions de durée réglable (nous avons effectué le maximum d'enregistrements à la durée minimale de 0.5 s) à la fréquence de 38 kHz; les signaux étaient émis par le transducteur de coque SIMRAD 38 kHz du THALASSA.

5.3.2 Configurations de mesure

Les emplacements de stations de mesures (avec prélèvement de sédiment) ont été choisis pour effectuer un échantillonnage aussi complet que possible des hauteurs d'eau et des types de fonds rencontrés couramment sur le plateau continental. Les Tables 5.1, 5.2 et 5.3 donnent l'inventaire de ces diverses configurations (positions géodésiques, hauteurs d'eau et types de fonds vrai et estimés, aux emplacements des stations de prélèvements).

Les opérations de "vérité-terrain" destinées à identifier la nature du fond correspondant à une station de mesures, mettaient en oeuvre une benne SHIPECK, dispositif permettant de prélever un échantillon de sédiment superficiel (2 à 3 kg dans les meilleurs cas). Ce système n'est évidemment pas idéal: il remonte à vide en cas de fond rocheux, les sédiments trop meubles sont délavés lors de la remontée, et l'information fournie n'est que très ponctuelle; il est cependant facilement utilisable pour des opérations répétitives de ce type (un prélèvement est effectué en 20 mn par une équipe de 3 à 4 personnes). Un total de 30 stations de prélèvements a été effectué durant la campagne ETAP 91, venant s'ajouter à une dizaine d'autres réalisées en zone littorale à bord du N.O. THALIA.

5.3.3 Résultats obtenus

²MICREL, Rue Gutenberg, Z.I. Kerandré , 56700 HENNEBONT

| Numéro de la station | Latitude | Longitude | H (m) | Type vrai | Maximum de réponses | Moyenne des réponses | Commentaires |
|----------------------|--------------|-------------|-------|----------------|---------------------|----------------------|--------------------------|
| 1 | 45° 34.45' N | 1° 14.60' W | 34 | 4 | 3 | 4 | V M |
| 2 | 45° 24.85' N | 1° 25.84' W | 57 | 5 | 4 | 4 ⁺ | |
| 3 | 45° 27.95' N | 1° 43.88' W | 60 | 5 | 4 | 4 ⁺ | |
| 4 | 45° 35.09' N | 2° 00.24' W | 75 | 3 | 4 | 3 ⁺ | |
| 5 | 43° 44.50' N | 1° 51.70' W | 125 | 4 | 4 | 4 ⁻ | |
| 6 | 43° 50.35' N | 1° 30.09' W | 47 | 6 | 4 | 4 | Sable très grossier V |
| 7 | 45° 41.99' N | 1° 37.46' W | 46 | 1 | 1 | 1 | E |
| 8 | 48° 04.73' N | 5° 12.54' W | 100 | 4 | 4 | 4 | |
| 9 | 47° 56.87' N | 4° 59.85' W | 52 | 4 ⁺ | 4 | 5 ⁻ | + couche d'algues |
| 10 | 47° 46.41' N | 4° 49.81' W | 98 | 4 | 4 | 4 ⁻ | |

Tableau 5.1: Liste des stations de mesures 1 à 10; la dénomination des classes correspond aux sept classes prédéfinies (de Vase molle (1) à Roche (7)). M : mer agitée, mouvements du bateau; V : variation de la réponse car dérive du bateau sur des fonds changeants; B : bulles; E: discrémiation entre Vase molle et Roche par le niveau énergétique. Les signes "+" et "-" expriment la tendance de la valeur moyenne (décimale) de l'histogramme des réponses; exemple: 4.72 = 4⁺.

| Numéro de la station | Latitude | Longitude | H (m) | Type vrai | Maximum de réponses | Moyenne des réponses | Commentaires |
|----------------------|--------------|-------------|-------|-----------|---------------------|----------------------|--------------|
| 11 | 47° 40.04' N | 4° 32.34' W | 120 | 3 | 4 | 3 | |
| 12 | 47° 58.26' N | 4° 43.71' W | 27 | 7 | 7 | 7 ⁻ | +gravier |
| 13 | 47° 32.80' N | 4° 32.87' W | 108 | 4 | 4 | 4 ⁻ | M |
| 14 | 48° 09.19' N | 5° 11.00' W | 102 | 5 | 5 | 5 | M |
| 15 | 48° 07.98' N | 5° 02.27' W | 61 | 4 | 4 | 4 ⁻ | |
| 16 | 48° 12.52' N | 4° 57.25' W | 77 | 4 | 4 | 4 | |
| 17 | 48° 12.26' N | 4° 55.10' W | 77 | 4 | 4 | 4 | |
| 18 | 48° 12.65' N | 4° 52.20' W | 68 | 5 | 4 | 4 ⁺ | B V |
| 19 | 48° 13.26' N | 4° 52.25' W | 68 | 6 | 5 | 5 | B, V |
| 20 | 48° 14.38' N | 4° 51.62' W | 62 | 4 | 4 | 4 ⁻ | |

Tableau 5.2: Liste des stations de mesures 11 à 20; la dénomination des classes correspond aux sept classes prédéfinies (de Vase molle (1) à Roche (7)). M : mer agitée, houle; V : variation de la réponse car dérive du bateau sur des fonds changeants; B : bulles; E: discrémiation entre Vase molle et Roche par le niveau énergétique. Les signes "+" et "-" expriment la tendance de la valeur moyenne (décimale) de l'histogramme des réponses; exemple: 4.72 = 4⁺.

| Numéro de la station | Latitude | Longitude | H (m) | Type vrai | Maximum de réponses | Moyenne des réponses | Commentaires |
|----------------------|--------------|-------------|-------|-----------|---------------------|----------------------|--------------|
| 21 | 48° 16.15' N | 4° 51.60' W | 50 | 4 | 4 | 4 | |
| 22 | 47° 52.93' N | 4° 52.73' W | 51 | 7 | 7 | 7 | |
| 23 | 47° 46.74' N | 5° 02.55' W | 108 | 4 | 4 | 4 ⁻ | |
| 24 | 47° 45.29' N | 3° 52.11' W | 32 | 1 | 1 | 1 | |
| 25 | 47° 44.41' N | 3° 49.86' W | 37 | 1 | 1 | 1 | |
| 26 | 48° 09.50' N | 4° 28.79' W | 30 | 2 | 2 | 2 | |
| 27 | 48° 06.49' N | 4° 33.61' W | 35 | 6 | 6 | 6 | B |
| 28 | 48° 20.40' N | 4° 31.50' W | 25 | 6 | 6 | 6 ⁻ | |
| 29 | 48° 18.39' N | 4° 23.87' W | 31 | 4 | 4 | 4 | |
| 30 | ° ' N | ° ' W | 26 | 2 | 2 | 2 | |
| 31 | 48° 21.04' N | 4° 28.65' W | 25 | 5 | 6 | 5 | |

Tableau 5.3: Liste des stations de mesures 21 à 31; la dénomination des classes correspond aux sept classes prédéfinies (de Vase molle (1) à Roche (7)). M : mer agitée, houle; V : variation de la réponse car dérive du bateau sur des fonds changeants; B : bulles; E: discrimination entre Vase molle et Roche par le niveau énergétique. Les signes "+" et "-" expriment la tendance de la valeur moyenne (décimale) de l'histogramme des réponses; exemple: 4.72 = 4⁺.

| Stations | Vase molle | Vase | Vase-sable | Sable très fin | Sable | Gravier | Roche |
|-----------------------|------------|------|------------|----------------|-------|---------|-------|
| Vase molle | | | | | | | |
| 7 | 100% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% |
| 24 | 100% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% |
| 25 | 92% | 8% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% |
| Vase | | | | | | | |
| 26 | 21% | 79% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% |
| 30 | 9% | 79% | 1% | 11% | 0% | 0% | 0% |
| Vase-sable | | | | | | | |
| 4 | 0% | 0% | 50% | 47% | 2 | 0% | 0% |
| 11 | 0% | 40% | 6% | 54% | 0% | 0% | 0% |
| Sable très fin | | | | | | | |
| 1 | 0% | 0% | 43% | 37% | 16% | 4% | 0% |
| 5 | 0% | 27% | 5% | 57% | 10% | 0% | 0% |
| 8 | 0% | 11% | 3% | 57% | 22% | 7% | 0% |

Tableau 5.4: Séries d'histogrammes de réponses obtenus pour chacune des stations.

| Stations | Vase molle | Vase | Vase-sable | Sable très fin | Sable | Gravier | Roche |
|-------------------------------|------------|------|------------|----------------|-------|---------|-------|
| Sable très fin (suite) | | | | | | | |
| 9 | 0% | 2% | 1% | 42% | 37% | 18% | 0% |
| 10 | 0% | 23% | 26% | 52% | 0% | 0% | 0% |
| 13 | 0% | 21% | 0% | 50% | 27% | 2% | 0% |
| 15 | 0% | 0% | 45% | 50% | 5% | 0% | 0% |
| 16 | 0% | 21% | 64% | 14% | 2% | 0% | 0% |
| 17 | 0% | 1% | 22% | 60% | 16% | 1% | 0% |
| 20 | 0% | 0% | 30% | 60% | 9% | 1% | 0% |
| 21 | 0% | 0% | 19% | 61% | 17% | 3% | 0% |
| 23 | 0% | 31% | 8% | 43% | 17% | 1% | 0% |
| 29 | 0% | 0% | 12% | 49% | 24% | 16% | 0% |

Tableau 5.5: Séries d'histogrammes de réponses obtenus pour chacune des stations.

| Stations | Vase molle | Vase | Vase-sable | Sable très fin | Sable | Gravier | Roche |
|----------------|------------|------|------------|----------------|-------|---------|-------|
| Sable | | | | | | | |
| 2 | 0% | 1% | 6% | 55% | 27% | 11% | 0% |
| 3 | 0% | 0% | 8% | 48% | 36% | 8% | 0% |
| 14 | 0% | 17% | 3% | 29% | 31% | 20% | 0% |
| 18 | 0% | 2% | 7% | 46% | 34% | 10% | 0% |
| 31 | 0% | 0% | 3% | 15% | 35% | 41% | 6% |
| Gravier | | | | | | | |
| 6 | 0% | 0% | 39% | 43% | 16% | 2% | 0% |
| 19 | 0% | 0% | 0% | 19% | 63% | 18% | 0% |
| 27 | 0% | 0% | 0% | 0% | 10% | 81% | 9% |
| 28 | 0% | 0% | 0% | 8% | 32% | 60% | 0% |
| Roche | | | | | | | |
| 12 | 0% | 0% | 0% | 0% | 6% | 37% | 57% |
| 0% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% | 0% |
| 22 | 0% | 0% | 0% | 2% | 8% | 31% | 59% |

Tableau 5.6: Séries d'histogrammes de réponses obtenus pour chacune des stations.

Une première identification a été effectuée *in situ*, le système traitant en temps réel les échos reçus sur le THALASSA. Les types de fonds ont toujours été identifiés correctement, sauf pour cinq stations où le maximum de l'histogramme des réponses était décalé d'une classe.

Une seconde analyse a été menée en temps différé, pour étude statistique des résultats obtenus. Pour chacune des séquences d'enregistrement correspondant aux diverses stations, nous avons effectué l'analyse de la répartition des réponses données par le système d'identification. Le résultat est donné sous forme d'histogrammes où le type de fond identifié est porté en ordonnée; la qualité de l'identification est donc donnée par la position du maximum (reconnaissance majoritaire de la "vraie" nature du fond) et la largeur de l'histogramme (proportion de réponses erronées, et répartition de ces réponses). Par ailleurs les résultats correspondant à des stations différentes sur des fonds de même nature ont été regroupés, de manière à ne présenter qu'un histogramme synthétique par type de fond. Les résultats sont donnés en figure 5.9

La première constatation tirée de la figure 5.9 est que les sept classes de fonds sont toujours reconnues par le système: en moyenne, le maximum de l'histogramme est toujours centré sur la vraie réponse. Ce résultat est bien sûr essentiel, puisqu'il implique que le fonctionnement de la méthode est correct: le fond est systématiquement identifié en moyenne. La seconde constatation est que la répartition des réponses est en général assez étalée, ce qui veut dire que la reconnaissance du fond n'a de sens qu'après analyse d'un nombre suffisamment important d'échos. Cet étalement dépend de la nature du fond analysé: des fonds très typés (vase meuble, ou roche) correspondent à une faible dispersion des réponses, alors que les divers sédiments intermédiaires (mélanges de sable et de vase dans diverses proportions), peu différents acoustiquement, sont identifiés de manière plus floue. Il va dans le même sens de dire que la concentration de l'histogramme obtenu pour un type de fond donné est d'autant meilleure que la courbe étalon correspondante est nettement séparée de ses voisines (voir figures 5.1 et 5.2).

Un certain nombre de remarques sur l'estimation de la qualité de l'opération d'identification doivent être faites à ce stade:

- a) La nature d'un sédiment n'est pas forcément une notion très nette, en particulier pour les mélanges de plusieurs phases géologiques; notre classification est donc évidemment quelque peu réductrice. L'affectation d'un jeu fixe de valeurs numériques à chacun des types de fond retenus (en particulier pour le relief d'interface) conduit à des ambiguïtés dans l'identification. Par exemple un fond réel donné peut se trouver, avec cette méthode, équidistant de deux classes: l'étalement des réponses peut alors correspondre à une réalité physique. Par ailleurs il faut garder à l'esprit qu'il est évidemment illusoire d'espérer classer par acoustique des fonds ayant des caractéristiques acoustiques à peu près semblables, et dont la nature précise ne pourrait

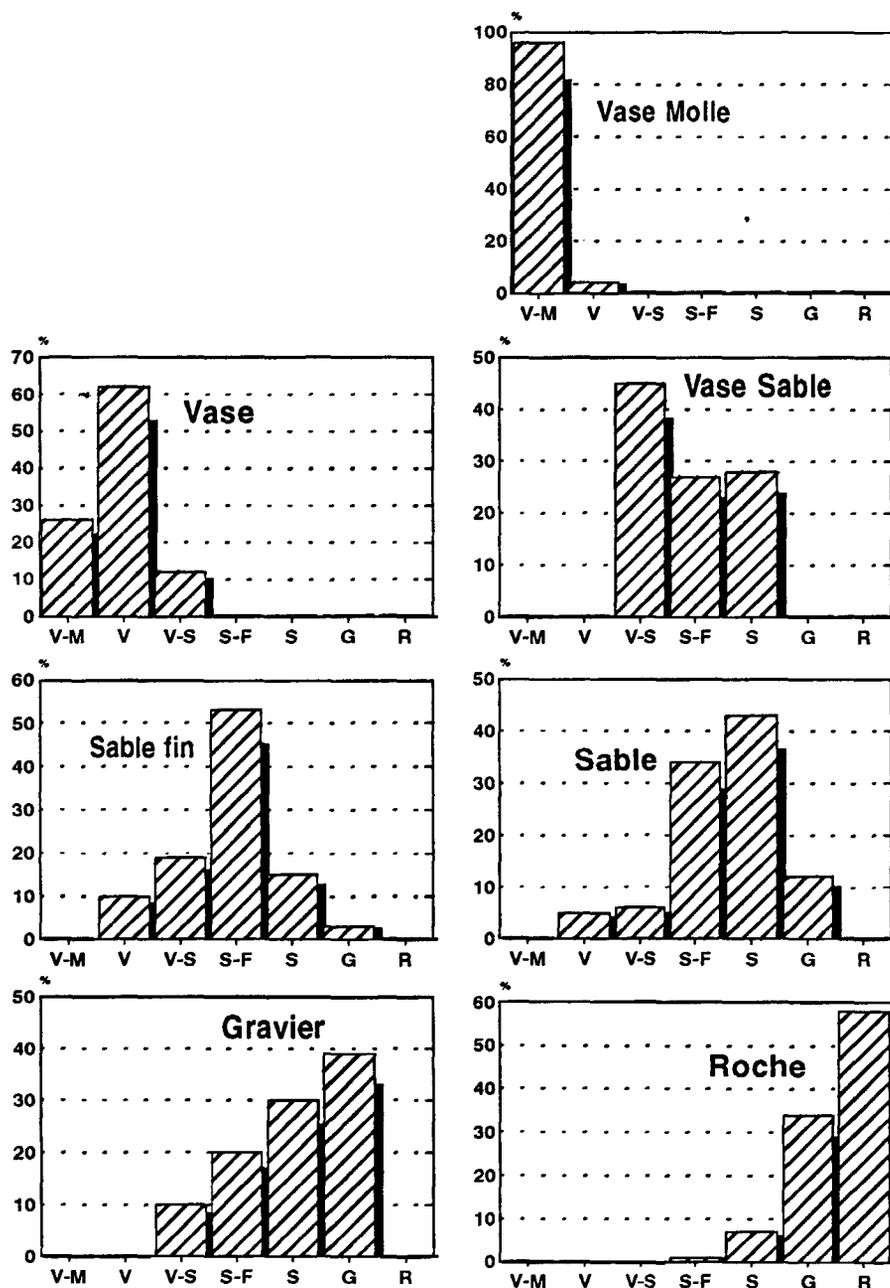


Figure 5.9: Moyenne des histogrammes des réponses du système d'identification pour chacune des sept classes de fonds.

être obtenue que par des mesures de laboratoire de géologie.

- b) La vérité-terrain effectuée est toujours sujette à caution dans la mesure où le prélèvement n'est pas toujours exploitable (vase trop meuble, ou roche) et correspond de toute manière à un état très localisé du fond; des changements très rapides de la nature du fond (changement de phase géologique, présence d'obstacle sur l'interface) peuvent survenir du simple fait de la dérive du navire faisant les mesures.
- c) Les mouvements du navire (tangage, roulis et pilonnement) provoquent des fluctuations importantes dans l'allure des enveloppes temporelles d'échos de fond, et donc dans les résultats fournis par le système d'identification; cette dérive se produit en général vers les sédiments durs à fort relief, du fait de l'étalement supplémentaire des signaux.
- d) Le regroupement, pour le tracé des histogrammes de la figure 5.9, de l'ensemble des stations correspondant à un type de fond donné, permet de faire apparaître le bon comportement de la méthode indépendamment de la configuration de mesure; mais en contrepartie il est facteur d'étalement supplémentaire des réponses, puisque chaque histogramme intègre des ensembles de réponses éventuellement décentrées de part et d'autre de la réponse considérée comme exacte.

En conclusion il n'est pas forcément judicieux de donner en sortie de l'algorithme d'identification une réponse trop tranchée: il peut être plus significatif de donner le résultat en terme de tendance, ou de positionner la réponse sur une échelle de classification continue. La présentation d'un histogramme de réponses rafraîchi régulièrement est envisageable. En tout état de cause la réponse n'a de sens que statistiquement, après analyse d'un nombre suffisant de signaux.

L'identification dont les résultats ont été présentés ci-dessus ne s'est faite qu'à partir de l'allure des enveloppes temporelles. Nous n'avons pris en compte l'énergie des échos que pour lever le doute entre les échos de Vase molle et les échos de Roche. D'autres éléments utiles à l'identification (et éventuellement plus simples à gérer par le sondeur que la mesure de l'énergie absolue des signaux réverbérés) pourraient être pris en compte:

- L'évolution du profil du fond (*i.e.* analyse fine de la bathymétrie H) est un critère classifiant: par exemple,
 - un fond chaotique très chahuté permet, sans apport de l'information énergétique, de reconnaître un fond de roche et d'éviter la confusion entre un fond de vase molle et un fond de roche.
 - l'observation de bosses ou de cuvettes sur le fond permet de compenser l'erreur d'identification liée aux effets d'allongements ou de rétrécissements des enveloppes.

- Outre la compensation des mouvements du bateau, la prise en compte de la pente locale apparente du fond (voir figure 4.27) peut limiter la dérive d'identification vers les fonds durs.

5.4 Conclusion

La structure temporelle des échos de sondeurs réverbérés par le fond de la mer a permis d'effectuer une classification restreinte (sept classes pour notre réalisation) mais qui est suffisante pour de nombreuses applications. L'identification est effectuée par comparaison entre les échos expérimentaux et des signaux tests calculés, pour un sondeur donné, en fonction du type de fond et de la hauteur d'eau. L'utilisation en mer de ce système a donné de très bons résultats: l'identification est correcte sur l'ensemble des stations de mesures effectuées. Les résultats de la caractérisation sont en général assez stables, sauf conditions difficiles de mesure (mouvements importants du bateau, bulles).

On retiendra, en ce qui concerne la validité de cette méthode, que:

- le type de fond est toujours majoritairement reconnu, indépendamment de la configuration de mesure (sur le plateau continental),
- l'étalement autour de la "vraie" réponse est souvent notable, du fait soit de la nature du fond, soit des conditions de mesure,
- le résultat donné doit toujours être interprété statistiquement.

Cette méthode permet une caractérisation simple et rapide des fonds du plateau continental à l'aide de matériels de caractéristiques courantes; les résultats sont d'autant meilleurs que les directivités des transducteurs sont larges, et que les impulsions utilisées sont bien adaptées à la hauteur d'eau (chapitre 4).

La classification en 7 classes est peut être trop ambitieuse. Comme la forme de l'enveloppe d'une classe donnée est fonction de paramètres "moyens" qui peuvent fluctuer dans des proportions importantes au delà des limites de sa propre classe, il est bien difficile acoustiquement de différencier certaines classes voisines. Nous avons donc tout intérêt dans certains cas d'utilisations précises (comme l'aide à la pêche par exemple) de réduire le nombre de classes (à 4 ou 5 par exemple) donc de dégrader la finesse d'identification mais aussi d'augmenter la fiabilité et la robustesse du diagnostic.

Les applications d'un tel système (limité pour l'instant aux petits fonds) concernent la pêche, la cartographie des fonds sous-marins, la géologie, l'exploitation minière des sédiments marins littoraux... Les possibilités d'utilisation de la méthode pour l'identification des sédiments profonds, pour lesquels les phénomènes physiques et les matériels utilisables sont assez différents, ne sont encore pas évidentes, et feront l'objet d'études

ultérieures. Pour l'utilisation opérationnelle future de notre méthode par petits fonds nous envisageons

- (1) la réalisation d'un système indépendant de numérisation et traitement des échos de fond incluant l'algorithme d'identification, utilisable pour un sondeur quelconque,
- et (2) l'intégration de la fonction d'identification à la chaîne de traitement d'échos-sondeurs numériques.

CONCLUSION

Le but de ce travail était d'évaluer les possibilités de reconnaître, de façon automatique, la nature locale des fonds marins du plateau continental à l'aide de mesures simples ne nécessitant pas d'appareillages spécifiques autres qu'un écho-sondeur de pêche ou de bathymétrie. Nous avons concentré notre étude sur l'analyse de l'allure des enveloppes temporelles des signaux reçus par de tels sondeurs. En tenant compte,

- des paramètres géo-acoustiques des fonds observés,
- de la géométrie de mesure,
- des caractéristiques des signaux émis
- et des performances de l'antenne,

nous avons modélisé ces enveloppes comme étant la somme des contributions de réverbération à l'interface eau-fond et des contributions de volume du fond dues à la diffusion des ondes acoustiques par les inhomogénéités. Le modèle fait appel à des méthodes classiques (approximation de Kirchhoff, plan tangent) pour la réverbération d'interface et des petites perturbations pour le volume.

En parallèle, nous avons au cours de campagnes océanographiques, acquis sur de nombreux types de fond différents et pour des configurations de mesures variées une quantité très importante d'échos de fond. Ayant constaté une bonne adéquation entre les enveloppes modélisées et mesurées, nous avons mis au point une méthode d'identification automatique basée sur la comparaison entre les enveloppes mesurées et un jeu d'enveloppes pré-calculées pour la configuration de mesure. Cette méthode permet une identification en temps réel des fonds superficiels parmi 7 classes en utilisant un PC pour le traitement des signaux numérisés. En dépit de conditions pénalisantes non prises en compte telles que les mouvements du bateau ou la méconnaissance de la macro-pente locale, elle a été testée avec de bons résultats sur une grande variété de configuration du plateau continental. Outre sa légèreté de mise en oeuvre et la rapidité du diagnostic, elle ne nécessite pas d'apprentissage préalable et tient peu compte de l'aspect énergie absolue difficile à maîtriser. Elle demande cependant de bien connaître les caractéristiques du sondeur utilisé (signaux émis et directivité).

Cette méthode offre de nombreuses perspectives d'applications en cartographie, en géosciences marines, en prospection et en surtout en pêche. Ses avantages en font un outil prometteur pour les applications opérationnelles. Les travaux à venir devront porter sur l'optimisation des critères de ressemblance entre et les échos de référence et les échos mesurés pour améliorer la robustesse aux conditions de mesures en vue d'une incorporation à des écho-sondeurs du marché.

Bibliographie

- [1] T. Akal, *Acoustical characteristics of the sea-floor: experimental techniques and some examples of mediterranean sea*
Physics of sounds in marine sediments, Ed. Lloyd Hampton, Plenum Press 447-480, 1974.
- [2] T. Akal & J. Hovem, *Two-dimensional space series analysis for seafloor roughness*
Marine Geotechnol. 3, 171-182, 1978.
- [3] P. Alais, P. Challande, N. Diner, R. Person, *Développement d'un sonar multi-faisceaux*
Colloque de physique, Colloque C2, supplément au No 2, Tome 51, 321-324, Février 1990.
- [4] Anonyme, Naval Research Establishment (Canada) Rapport 63/9, 1963.
- [5] R.T. Bachman, *Acoustic and physical property relationships in marine sediment*
J. Acous. Soc. Am. 78 (2), 616-621, 1982.
- [6] R.H. Belderson, N.H. Kenyon, A.H. Stride & A.R. Stubbs *Sonographs of the sea-floor, a picture atlas*
Elsevier Publishing Company, 1972.
- [7] J.M. Berkson & J.E. Matthews, *Statistical characterization of sea-floor roughness*
IEEE J. Ocean. Eng., Vol.9, 48-51, April 1984.
- [8] S. Berné, J.M. Augustin, F. Braud, G. Chene, P. Walker, *Cartographie et interprétation de la dynamique sédimentaire des plates-formes continentales : amélioration de la technique d'observation par Sonar latéral*
Bull. Soc. géol. France, t. II, No3, 437-446, 1986.
- [9] L.M. Brekhovskikh & O.A. Godin, *Acoustics of layered Media I*
Plane and Quasi-Plane Waves, Springer Verlag, 1989.

- [10] L. Brekhovskikh & Y.P. Lysanov, *Fundamentals of ocean acoustics*
Springer-Verlag, 1982.
- [11] M. Bruneau, *Introduction aux théories de l'acoustique*
ed. Université du Maine, 1983.
- [12] A.V. Bunchuk & Y.Y. Zhitovskii, *Sound scattering by the ocean bottom in shallow-water regions (review)*
Sov. Phys. Acoust. 26(5), 363-370, Sept-Oct 1980.
- [13] A.V. Bunchuk, Y.Y. Zhitkovskii, Y.P. Lysanov, *Distinctive features of the backscattering of sound by a seamount in the open ocean*
Sov. Phys. Acoust. 30 (5), 1498-1504, Sept-Oct. 1984.
- [14] D.R. Burns, C.B. Queen, H. Sisk, W. Mullarkey, R.C. Chivers, *Rapid and convenient sea-bed discrimination for fishery applications*
Proc. I.O.A. Vol. 11, Part 3, 169-178, 1989.
- [15] A.W. Burstein & J.J. Keane, *Backscattering of explosive sound from ocean bottom*
J. Acous. Soc. Am. 36, 648-654, 1964.
- [16] R. Carbo-Fite, *Propagation acoustique dans les fonds marins: modèle de Hamilton et modèle de Biot-Stoll.*
- [17] L.A. Chernov, *Wave propagation in a random medium*
Part. 2, Mc Graw-Hill, 1960.
- [18] R.C. Chivers, N. Emerson and D.R. Burns, *New acoustic processing for Underway Surveying*
The Hydrographic Journal No.56, 9-17, April 1990.
- [19] C.S. Clay & W.K. Leong, *Acoustic estimates of topography and roughness spectrum of the sea-floor southwest of the Iberian Peninsula*
Physics of Sound in Marine Sediments, Plenum, New York, 373-445, 1974.
- [20] C.S. Clay & H. Medwin, *Acoustical Oceanography: Principles and Applications*
Wiley, New York, 1970, Chap. 10, Append. 10.
- [21] P.A. Crowther, *Some statistics of the sea-bed and acoustic scattering therefrom*
Acoustics and the sea-bed, Bath University Press, 147-155, 1983.

- [22] Demande de brevet française No 92 04732 déposé le 14.04.92 concernant un "Procédé d'identification des fonds marins superficiels, susceptible d'être mis en oeuvre à l'aide d'un sondeur acoustique".
- [23] C. De Moustier & D. Alexandrou *Angular dependence of 12 kHz seafloor acoustic backscatter*
J. Acous. Soc. Am. 90 (1), 522-531, 1991.
- [24] C. De Moustier *Beyond bathymetry: mapping acoustic backscattering from the deep seafloor with Sea Beam*
J. Acous. Soc. Am. 79 (2), 316-331, 1991.
- [25] N. Diner, A. Weill, J.Y. Coail, J.M. Coudeville, *Ines Movies : A new acoustic data acquisition and processing system*
Colloque de physique, Colloque C2, supplément au No 2, Tome 51, 939-942, Février 1990.
- [26] M.C. Dobson & F.T. Ulaby, *Active microwave soil moisture research*
IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing, Vol. GE-24 No1, January 1986.
- [27] A.D. Dunsiger, N.A. Cochrane, W.J. Vetter, *Seabed characterization from broad-band acoustic echosounding with scattering models*
IEEE Tran. of Ocean. Eng., Vol. OE-6, No.3, 94-106, July 1981.
- [28] Carl Eckart, *The scattering of sound from the sea surface*
J. Acous. Soc. Am. 25 (3), 566-570, May 1953.
- [29] C.G. Fox & D.E. Hayes, *Quantitative methods for analysing the roughness of the seafloor*
Rev. Geophys. 23,1-48, 1985.
- [30] G.V. Frisk, J.F. Lynch, S.D. Rajan, *Determination of compressional wave speed profiles using modal inverse techniques in a range-dependent environment*
J. Acous. Soc. Am. 86 (5) 1928-1939, November 1989.
- [31] M. Gensane, *A statistical study of acoustic signals backscattering from the sea bottom*
IEEE J. Ocean. Eng., Vol.13, No.2, 83-90, April 1988.
- [32] M. Gensane & B. Quéllec, *Modélisation de la réverbération du fond*
Rapport intermédiaire - Etude bibliographique. Etude DRET No 87-015.18, Thomson Sintra ASM, Septembre 1988.

- [33] M. Gensane & B. Quellec, *Modélisation de la réverbération du fond*
Rapport final. Etude DRET No 87-015.18, Thomson Sintra ASM, Mai 1989.
- [34] E.L. Hamilton, *Geoacoustic modelling of the sea floor*
J. Acous. Soc. Am. 68/51 1313-1340, 1980.
- [35] E.L. Hamilton & R.T. Bachman, *Sound velocity and related properties of marine sediments*
J. Acous. Soc. Am. 72 (6) 1891-1903, 1982.
- [36] E.L. Hamilton, *Sound attenuation as a function of the deep sea floor*
J. Acous. Soc. Am. 72 (6) 528-535, 1976.
- [37] P.C. Hines, *Theoretical model of acoustic backscatter from a smooth seabed*
J. Acous. Soc. Am. 88 (1), 324-334, 1990.
- [38] Y. Igarashi & R.L. Allman, *An acoustic bottom microprofiler and its application to high frequency bottom backscattering*
J. Acous. Soc. Am. Suppl (1), 72,S36, 1982.
- [39] A. Ishimaru, *Wave propagation and scattering in random media*
Academic Press, Tome 1 et 2 , 1978.
- [40] A.N. Ivakin & Y.P. Lysanov, *Underwater sound scattering by volume inhomogeneities of a medium bounded by a rough surface*
Sov. Phys. Acous. 27 (3), 212-215, 1981.
- [41] D.R. Jackson, A.M. Baird, J.J. Crisp, P.A.G. Thomson, *High frequency bottom backscatter measurements in shallow water*
J. Acous. Soc. Am. 80 (4) 1986, 1188-1199, 1986.
- [42] D.R. Jackson, D.P. Winnebrenner, A. Ishimaru, *Application of the composite roughness model to high-frequency bottom backscattering*
J. Acous. Soc. Am. 79 (5), 1410-1422, 1986.
- [43] A.C. Kibblewhite , *Attenuation of sounds in marine sediments: a review with emphasis on new low-frequency data*
J. Acous. Soc. Am. 86 (2), 716-737, August 1989.
- [44] E.Y.T. Kuo, *Wave scattering and transmission at irregular surfaces*
J. Acous. Soc. Am. 33 (3), 2135-2142, November 1964.

- [45] E.Y.T. Kuo, *The effect of boundary surface inhomogeneities on acoustic scattering I. Theory*
J. Acous. Soc. Am. 81 (6), 1762-1766, June 1987.
- [46] E.Y.T. Kuo, *Sea surface scattering and propagation loss: review, update and new predictions*
IEEE J. Ocean. Eng. , Vol. 13, No 4, October 1988.
- [47] W.A. Kuperman, *Coherent component of specular reflexion and transmission at a randomly rough two-fluid interface*
J. Acous. Soc. Am. 58, 365-370, 1982.
- [48] L.R. LeBlanc, S. Panda, S.G. Schock, *Sonar attenuation modelling for classification of marine sediments*
J. Acous. Soc. Am. 91 (1), 116-126, January 1992.
- [49] L.R. LeBlanc, L. Mayer, M. Rufino, S.G. Schock, J. King *Marine sediment classification using the chirp sonar*
J. Acous. Soc. Am. 91 (1), 107-115, January 1992.
- [50] E. Pouliquen et X. Lurton *Identification de la nature des fonds marins à l'aide de signaux d'écho-sondeurs*
I. Modélisation des échos réverbérés par le fond
Journal d'Acoustique (proposé pour publication).
- [51] X. Lurton et E. Pouliquen *Identification de la nature des fonds marins à l'aide de signaux d'écho-sondeurs*
II. Méthode d'identification et résultats expérimentaux
Journal d'Acoustique (proposé pour publication).
- [52] H.W. Marsh, *Exact solution of wave scattering by irregular surfaces*
J. Acous. Soc. Am. 33 (3), 330-333, March 1961.
- [53] H.W. Marsh, *Sound reflexion and scattering from the sea surface*
J. Acous. Soc. Am. 35, 240-244, March 1963.
- [54] H.W. Marsh, *Reflexion and scattering of sound by the sea bottom*
présenté au 68^{me} meeting of the Acoustical Society of America, Octobre 1964, Avco Marine Electronics Office, New London, Connecticut.
- [55] S.T. McDaniel, *Diffraction corrections to the high frequency Kirchhoff approximation*
J. Acous. Soc. Am. 79, 952-957, 1986.

- [56] K.V. McKenzie, *Bottom reverberation for 530 and 1030 cps Sound in Deep Water*
J. Acous. Soc. Am. 33 (11), 1498-1504, 1961.
- [57] C. M. Mc Kinney & C. D. Anderson, *Measurement of backscattering of sound from the ocean bottom*
J. Acous. Soc. Am. 36, 158-163, 1964.
- [58] A.W. Nolle, W.A. Hoyer, J.F. Mifsud, W.R. Runyan & M.B. Ward, *Acoustical properties of water-filled sediment*
J. Acous. Soc. Am. 33 (9), 1394-1408, 1963.
- [59] A. Orłowski, *Application of multiple echoes measurements for evaluation of sea bottom type*
Oceanologia, 19, 61-78, 1984.
- [60] N.G. Pace & H. Gao, *Swathe seabed classification*
IEEE J. Ocean. Eng., Vol.14, No.1, 84-93, January 1989.
- [61] B. Quéllec & D. Jan, *Segmentation textuelle des images de sonar latéral*
L'Onde Electrique, Vol.72-No2, 45-49, 1992.
- [62] S.D. Rajan, J.F. Lynch, G.V. Frisk, *Perturbative inversion methods for obtaining bottom geoaoustic parameters in shallow water*
J. Acous. Soc. Am. 82 (3) 998-1017, September 1987.
- [63] Sleath, *Sea bed mechanics*
WILEY, 1984.
- [64] S. Stanic, K.B. Briggs, P. Fleisher, W.B. Sawyer & R.I. Ray, *High-Frequency acoustic backscattering from a coarse shell ocean bottom*
J. Acous. Soc. Am. 85 (1), 125-136, 1989.
- [65] T.K. Stanton, *Sonar estimates of microroughness*
J. Acous. Soc. Am. 75 (3), 809-818, 1984.
- [66] T.K. Stanton, *Volume scattering: Echo peak PDF*
J. Acous. Soc. Am. 77 (4), 1358-1366, 1985.
- [67] T.K. Stanton, *Sea surface scattering: Echo peak PDF*
J. Acous. Soc. Am. 75, 1367-1369, 1985.
- [68] T.K. Stanton & C.S. Clay, *Sonar echo statistics as a remote sensing tool: Volume and Seafloor*
IEEE Trans. of Ocean. Eng., Vol. OE-11, No.1, 79-96, January 1986.

- [69] R.D. Stoll, *Marine sediment acoustics*
J. Acous. Soc. Am. 77 (5) 1789-1799, May 1985.
- [70] P.D. Thorne & N.G. Pace, *Acoustic studies of broadband scattering from a model rough surface*
J. Acous. Soc. Am. 75 (1), 133-144, 1984.
- [71] E. I. Thorsos, *The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum*
J. Acous. Soc. Am. 83 (1), 78-92, January 1988.
- [72] B.E. Tucholke, *Acoustic environment of the Hatteras and Nares abyssal plains, western atlantic ocean, determined from velocities and physical properties of sediment cores*
J. Acous. Soc. Am. 68 (5) 1376-1390, 1980.
- [73] M. Tucker *Techniques in sedimentology*
Blackwell Scientific Publication, 1989.
- [74] L. Trehard , *Cours de l'ENSIETA, Sonars hautes fréquences, Application à la chasse mine et à la reconnaissance d'objets sur le fond de la mer*
1992.
- [75] R.J. Urick, *The backscattering of sound from a harbor bottom*
J. Acous. Soc. Am. 26 (2) 231-235, 1954.
- [76] R.J. Urick, *Principles of Underwater Sound*
Mc-Graw-Hill, New York, 1983 3rd edition.
- [77] R.J. Urick, *Principles of underwater sound*
McGraw-Hill, New-York, 1975.
- [78] C.K. Wentworth, *A scale of grade and class for clastic sediments*
J. Geology 30, 377-392, 1922.
- [79] H.K Wong & W.D. Chesterman, *Bottom backscattering near grazing incidence in shallow water*
J. Acous. Soc. Am. 44, 1713-1718, 1968.
- [80] Y.Y. Zhitkovskii, Y.P. Lysanov, *Reflexion and scattering of sound from the ocean bottom (Review)*
Sov. Phys. Acoust. 30 (5), 1-13, July-September. 1967.
- [81] Y.Y. Zhitkovskii, L.A. Volovova , *Sound scattering from the ocean bottom*
5eme Congrès International d'Acoustique, Liège 7-14 Septembre 1965.

- [82] J.X. Zhou & X.Z. Zhang , *Geoacoustic parameters in a stratified sea-bottom from shallow-water acoustic propagation*
J. Acous. Soc. Am. 82 (6) 2068-2074, December 1987.
- [83] H. Boehme, N.P. Chotiros, L.D. Rolleigh, S.P. Pitt, A.L. Garcia, T.G. Goldsberry, R.A. Lamb, *Acoustic backscattering at low grazing angles from the ocean bottom. I. Bottom backscattering strength*
J. Acous. Soc. Am. 77 (6) 962-974, 1985.
- [84] C. M. Mc Kinney, C.S. Clay, M. Sandness *Scattering from corrugated surface: comparison between experiment, HelmholtzKirchhoff theory, and the facet ensemble method*
J. Acous. Soc. Am. 73 (1) 183-194, 1983.

Liste des Figures

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | <i>Schéma de principe de la méthode d'identification. Les courbes $S_i(t, T)$ correspondent à 7 types de fond prédéterminés. Le passage de $p(t, T)$ à $s(t, T)$ se fait par cumul temporel et normalisation.</i> | 11 |
| 1.2 | <i>Principe de fonctionnement d'un écho-sondeur. En haut: émissions successives de signaux courts se propageant dans la tranche d'eau. En bas à gauche: représentation successive de l'amplitude des signaux reçus en fausses couleurs. en bas à droite: représentation de l'enveloppe temporelle d'un signal reçu pour une émission. L'écho du poisson et celui du fond sont représentés.</i> | 13 |
| 1.3 | <i>Schéma de principe du sonar latéral; la bande en bas correspond à la construction progressive de l'image en niveaux de gris.</i> | 14 |
| 1.4 | <i>Exemple d'image construite à partir de signaux de sonar latéral (en haut), son interprétation géologique (en bas) d'après Belderson et al. [6].</i> | 15 |
| 1.5 | <i>Exemple de densités spectrales de puissance calculées à partir de signaux rétrodiffusés par différents types de fonds [60].</i> | 17 |
| 1.6 | <i>Exemple de résultats d'identification en fonction de paramètres calculés à partir de paramètres de forme de la densité cepstrale des signaux de sonar latéral présentés sur la figure précédente [60].</i> | 18 |
| 1.7 | <i>Mécanismes de formation du premier (à gauche) et du second écho (à droite). Les deux paramètres énergétiques E_1 et E_2 sont respectivement tirés du premier et du second écho.</i> | 19 |
| 1.8 | <i>Construction de l'amplitude totale $p(t)$ reçue par le sondeur. $\langle p \rangle$ est certain et s est aléatoire.</i> | 21 |
| 1.9 | <i>Exemple d'enveloppes de la fonction de distribution de $p / \langle p^2 \rangle^{1/2}$ [65].</i> | 22 |
| 2.1 | <i>Coupe de l'évolution de la profondeur des océans.</i> | 25 |
| 2.2 | <i>Exemple de la transition horizontale brusque à gauche et progressive à droite entre deux fonds différents A et B</i> | 27 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.3 | <i>Exemple de courbe granulométriques unimodale (à gauche) et bimodale (à droite). Ce genre de courbes granulométriques peuvent par exemple être obtenus pour des cailloutis envasés ou du sable coquillé.</i> | 29 |
| 2.4 | <i>Classification granulométrique selon Udden & Wentworth et selon Friedman & Sanders [73].</i> | 30 |
| 2.5 | <i>Classification granulométrique selon Sleath [63] (en mm au centre et en μm à droite).</i> | 31 |
| 2.6 | <i>Evolution de la porosité en fonction de la taille des grains d'après Hamilton & Bachman [35].</i> | 35 |
| 2.7 | <i>Evolution de la densité en fonction de la taille des grains d'après Hamilton & Bachman [35].</i> | 35 |
| 2.8 | <i>Evolution de la célérité en fonction de la porosité d'après Hamilton & Bachman [35].</i> | 36 |
| 2.9 | <i>Evolution de la célérité en fonction de la densité d'après Hamilton & Bachman [35].</i> | 37 |
| 2.10 | <i>Atténuation de l'onde de compression (P) (en dB/m) en fonction de la fréquence dans différents sédiments (d'après Hamilton). Ronds noirs: sable (de tous types); carrés noirs: vase et argile; triangle noir: composés mixtes. Mesures basses fréquences: lignes A,B et C.</i> | 43 |
| 2.11 | <i>Valeurs mesurées de k_p le "coefficient d'amortissement" pour différents types de sédiments d'après Hamilton . La courbe en trait continu provient des mesures qu'il a lui même effectué et qu'il considère comme étant de référence. Les courbes en pointillés marquent la zone dans laquelle se retrouve le maximum de données.</i> | 44 |
| 2.12 | <i>Fonction de distribution des hauteurs d'interface R_h</i> | 48 |
| 2.13 | <i>Ecart-type local h_0 des hauteurs de l'interface comparé à h correspondant à de plus grandes distances.</i> | 50 |
| 2.14 | <i>Densité spectrale de rugosité d'interface d'après Marsh . Les courbes A et B sont des spectres de la surface de la mer et de surfaces glaciaires, les courbes C, D et E des spectres de terres émergées, et les courbes F,G,H et J de fonds marins.</i> | 53 |
| 3.1 | <i>schéma représentant la géométrie de diffusion par une surface S (a) et par un volume V (b).</i> | 56 |
| 3.2 | <i>Mécanismes de réverbération du fond</i> | 57 |
| 3.3 | <i>Comportement de l'index M_t (en dB) en fonction de la fréquence (en kHz) d'après Urick</i> | 60 |
| 3.4 | <i>Mesure de l'index pour plusieurs fonds en fonction de la rasance $(\frac{\pi}{2} - \phi)$(Urick)</i> | 61 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.5 | <i>Index de réverbération M_t d'après Burstein et Keane sur deux sites. Traits continus: mesures in situ; Traits pointillés: formule de Burstein et Keane; Traits discontinus: Loi de Lambert.</i> | 63 |
| 3.6 | <i>Index de réverbération M_t (McKinney & Anderson modifié) en fonction de l'incidence ($f = 38kHz$ en haut et $f = 200kHz$ en bas).</i> | 65 |
| 3.7 | <i>Index de réverbération M_s, M_v, M_t (revue des caractéristiques types selon la nature des fonds en fonction de l'incidence ϕ). Traits continus: index de réverbération d'interface M_s; Traits pointillés: index de réverbération de volume M_v; Traits discontinus: Index de réverbération total M_t</i> | 68 |
| 3.8 | <i>Différence de marche entre deux rayons parallèles réfléchis par une surface rugueuse.</i> | 70 |
| 3.9 | <i>$P \ll 1$, réflexion quasi spéculaire (lobe de diffusion étroit).</i> | 71 |
| 3.10 | <i>$P \gg 1$ forte diffusion (Lobe de diffusion omnidirectionnel).</i> | 72 |
| 3.11 | <i>Réflexion sur une surface rugueuse, point source virtuel.</i> | 73 |
| 3.12 | <i>Incidence maximale des rayons touchant le fond.</i> | 74 |
| 3.13 | <i>Rayon de courbure faible (à gauche); Rayon de courbure important (à droite).</i> | 76 |
| 3.14 | <i>Vecteur \vec{R} décrivant l'interface</i> | 77 |
| 3.15 | <i>Condition de Bragg: $\Lambda \sin \phi = \lambda/2$</i> | 80 |
| 3.16 | <i>Index de réverbération M_t (en dB) de Kuo en fonction de la rance pour de petite échelle de rugosité (B, γ sont les paramètres du spectre de rugosité de l'interface).</i> | 81 |
| 3.17 | <i>Index de réverbération $M_b = M_t$ (en dB) selon Crowther en fonction de l'incidence comparé aux mesures de Nolle et al., b étant la longueur de corrélation des inhomogénéités.</i> | 83 |
| 3.18 | <i>Index de réverbération $M_t = M_s$ de Zhitkovskii & Volovova en fonction de l'incidence (à gauche) et dépendance de l'index en fonction de la fréquence (à droite) pour trois incidences ($\phi = 14^\circ, \phi = 20^\circ, \phi = 30^\circ$)</i> | 84 |
| 3.19 | <i>Paramètres de calcul du champ de pression diffusé par une interface diffusante en champ lointain</i> | 85 |
| 3.20 | <i>Contribution à la réverbération des points réfléchissant</i> | 87 |
| 3.21 | <i>Exemples d'index de réverbération M_s calculé d'après la méthode de Brekhovskikh & Lysanov en fonction de l'incidence ϕ pour 7 types de fond</i> | 88 |
| 3.22 | <i>Spectre de rugosité composée d'interface $W(K) = BK^{-\gamma}$</i> | 89 |
| 3.23 | <i>Index de réverbération calculé par la méthode de Jackson en fonction de l'incidence ($f = 100kHz$)</i> | 90 |
| 3.24 | <i>Index de réverbération calculé par la méthode de Jackson en fonction de l'incidence ($f = 10kHz$)</i> | 91 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.25 | <i>Géométrie de mesure de la contribution de volume par Nolle et al. (en haut). Le transducteur est schématisé par un rectangle blanc. En fonction de l'incidence, un exemple schématique de trois index de réverbération M_v sont présentés. Inspirés des mesures de Nolle et al. (à 500 kHz), ils correspondent à trois sables ayant des tailles de grains différentes (en bas).</i> | 94 |
| 3.26 | <i>Description des variables géométriques permettant le calcul de I_v</i> | 97 |
| 3.27 | <i>Description des variables géométriques permettant le calcul de I_v</i> | 101 |
| 3.28 | <i>Evolution de l'index de réverbération de volume d'Ivakin & Lysanov $M_v = 10 \log m_v$ en fonction de l'incidence ϕ pour quatre des 7 types de fond prédéterminés. Les index situés en deçà de -50dB ne sont pas présentés (cf. la remarque sur le choix des degrés d'inhomogénéité au chapitre 2).</i> | 104 |
| 3.29 | <i>Evolution de l'index de réverbération $M_t = 10 \log(m_s + m_v)$ de Brekhovskikh, Ivakin & Lysanov en fonction de l'incidence ϕ pour les 7 types de fond prédéterminés ($f=38 \text{ kHz}$, $a=4\text{cm}$).</i> | 106 |
| 4.1 | <i>Rétrodifusion par un élément d'interface</i> | 108 |
| 4.2 | <i>Géométrie de rétrodiffusion par un élément d'interface dS</i> | 109 |
| 4.3 | <i>Comportement du niveau réverbéré par deux types de fonds en fonction de la directivité et de l'incidence. Description des différents termes de l'expression de I_r. L'index de réverbération $M_t(\phi)$ dépend de la nature du fond (traits pointillés: fond dur et rugueux; trait continu: fond mou et peu rugueux).</i> | 110 |
| 4.4 | <i>Calcul de dS</i> | 111 |
| 4.5 | <i>Calcul de S dans le cas d'une ouverture circulaire</i> | 113 |
| 4.6 | <i>Ouverture circulaire (θ_0, incidence verticale ($\gamma = 0$), impulsion longue</i> | 114 |
| 4.7 | <i>Signal électrique reçu du transducteur par le sondeur (trait pointillés); enveloppe extraite de ce signal (trait continu).</i> | 118 |
| 4.8 | <i>Diagramme de directivité mesuré d'un transducteur de type rectangulaire: fréquence 38 kHz dans un plan transversal. On peut remarquer que le diagramme n'est pas symétrique par rapport à la direction principale, et qu'il ne correspond pas vraiment à la directivité théorique d'une antenne linéaire (loi en $[\sin(x.\theta)/(x.\theta)]^2$).</i> | 119 |
| 4.9 | <i>Ouverture d'angle $\phi(t, l = 0)$ à l'instant t; à $t = 0$, $\phi(0, 0) = 0$, le temps $t = 0$ correspond au début de contribution provenant du fond.</i> | 120 |
| 4.10 | <i>Géométrie de mesure en coupe (en haut) et comportement de la fonction E pour $l = 0$ (en bas).</i> | 121 |
| 4.11 | <i>Courbe de l'évolution de $\phi(t, 0)$ en fonction du temps t.</i> | 122 |
| 4.12 | <i>Evolution de la tache d'insonification en fonction du temps, cas où $t < T$; cas où $t > T$</i> | 124 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.13 | Evolution de l'angle $\xi = \phi(t, l) - \phi(t - T, l)$ en fonction de l'incidence ϕ (avec $T = 0.512$ ms). | 125 |
| 4.14 | Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{I_s(t, T)}$ (contribution de l'interface) sans influence de relief pour 7 types de fonds: impulsion carrée ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms. | 127 |
| 4.15 | Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{I_v(t, T)}$ (contribution du volume) sans influence de relief pour 7 types de fonds (Vase molle, Vase et Sable): impulsion carrée ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms. | 128 |
| 4.16 | Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{I(t, T)}$ sans influence de relief pour 7 types de fonds. Impulsion carrée ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms. | 129 |
| 4.17 | Evolution de la surface d'insonification en fonction de la profondeur fonction de l'incidence ϕ | 132 |
| 4.18 | Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion carrée ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms. | 134 |
| 4.19 | Influence de la rugosité sur la forme d'une enveloppe temporelle; faible rugosité (à gauche) et forte rugosité (à droite). | 135 |
| 4.20 | Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms. | 137 |
| 4.21 | Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 100$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms. | 138 |
| 4.22 | Courbe de l'évolution de l'intensité totale des échos de plusieurs types de fonds en fonction de la hauteur d'eau corrigée par une loi de TVG (Time Varying Gain) (i.e. chaque point est multiplié par H^2). $f = 38$ kHz, ouverture de 13° , atténuation 9,45dB/km. (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. | 139 |
| 4.23 | Série d'enveloppes $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ de avec influence du relief pour 7 types de fonds: (1) Vase molle, (2) Vase, (3) Vase-sable, (4) Sable très fin, (5) Sable, (6) Gravier, (7) Roche. Impulsion sinusoïdale ($T = 1.024$ ms). $H = 100$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 13° , temps en ms. | 141 |
| 4.24 | Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 7 types de fonds. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture de 8° , temps en ms. | 142 |

- 4.25 Série d'enveloppes de $p(t, T) = \sqrt{S(t, T)}$ avec influence du relief pour 3 types de fonds. Impulsion sinusoïdale ($T = 0.512$ ms). $H = 50$ m, $f = 38$ kHz, Ouverture circulaire de 13° . En haut: $\theta = 0^\circ$ (pas de déviation, incidence verticale); En bas: $\theta = 10^\circ$ 143
- 4.26 Exemple de deux situations d'acquisition de signaux en mer donnant exactement la même enveloppe temporelle $S(t)$. A gauche: le transducteur est incliné mais le fond est macroscopiquement plat; A droite: le transducteur est correctement orienté à la verticale mais le fond est pentu. 145
- 4.27 Exemple de deux radiales faites sur un fond pentu. A gauche: radiale perpendiculaire à une isobathe; A droite: radiale parallèle à la même isobathe. 146
- 4.28 Exemple de l'effet provoqué par une bosse ou une cuvette sur l'enveloppe temporelle. L'enveloppe de référence (en pointillés) est obtenue pour un fond relativement plat (en pointillé aussi). 147
- 4.29 Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de vase. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire). . . 149
- 4.30 Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de sable. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire). . . 150
- 4.31 Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de gravier. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire). 151
- 4.32 Série d'échos réels $s_m(t)$ acquis sur un fond de roche. ($f = 38$ kHz, impulsion sinusoïdale $T = 0.512$ ms, ouverture 13° , $H \approx 50$ m, échelle arbitraire). . . 152
- 4.33 Exemple d'une série d'échos de fond $s_m(t)$ tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Hauteur d'eau en mètres. Station 7; Fond de Vase molle; $H = 46$ m. 153
- 4.34 Exemple d'une série d'échos de fond $s_m(t)$ tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Hauteur d'eau en mètres. Station 16; Fond de Sable très fin; $H = 77$ m. . . 154
- 4.35 Exemple d'une série d'échos de fond $s_m(t)$ tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Hauteur d'eau en mètres. Station 19; Fond de Gravier; $H = 68$ m. 155
- 4.36 Exemple d'une série d'échos de fond $s_m(t)$ tels que représentés sur un écran de sondeur de pêche. L'amplitude de l'écho étant représenté en fausses couleurs. Forte amplitude: couleur rouge; faible amplitude: couleur bleue. Station 12; Fond de Roche; $H = 27$ m. Hauteur d'eau en mètres. 156

| | | |
|-----|--|-----|
| 5.1 | <i>Courbes théoriques d'enveloppes temporelles cumulées et normalisées $c_t(t)$ pour les sept types de fonds retenus. Les courbes sont données pour un sondeur d'ouverture 13° et de durée d'impulsion $0.5ms$, avec des hauteurs d'eau de $50 m$.</i> | 162 |
| 5.2 | <i>Courbes théoriques d'enveloppes temporelles cumulées et normalisées $c_t(t)$ pour les sept types de fonds retenus. Les courbes sont données pour un sondeur d'ouverture 13° et de durée d'impulsion $0.5ms$, avec des hauteurs d'eau de $100 m$.</i> | 163 |
| 5.3 | <i>Exemples de signaux expérimentaux (en traits continus) après cumul et normalisation (maximum à 256) de l'enveloppe temporelle, comparés à la courbe théorique $c(t)$ corespondante (en pointillés): en haut: fond de vase molle, hauteur d'eau $43 m$; au centre: fond de sable fin, hauteur d'eau $96 m$; en bas: fond de roche, hauteur d'eau $27 m$. Notons la dispersion différente entre échos successifs selon les fonds: importante pour la roche, faible pour le sable.</i> | 166 |
| 5.4 | <i>Structure d'une enveloppe temporelle d'écho de fond.</i> | 167 |
| 5.5 | <i>Synoptique du système de traitement des échos et d'identification du fond.</i> | 169 |
| 5.6 | <i>Schéma descriptif du système d'identification utilisé lors de la campagne ETAP 91.</i> | 170 |
| 5.7 | <i>Exemple de l'effet du mouvement du bateau sur la forme des enveloppes cumulées calculées de Vase molle, de Vase, de Vase-sable et de Sable très fin. $H = 50m$; $T = 0.512ms$; Directivité à symétrie circulaire : 13°. Courbe continue: déviation par rapport à la verticale nulle; Courbe pointillée: déviation de 5°; Courbe en traits discontinus: déviation de 10°. Ces courbes sont à rapprocher des variations observées en figure 5.3 entre échos successifs enregistrés in situ.</i> | 171 |
| 5.8 | <i>Exemple de l'effet du mouvement du bateau sur la forme des enveloppes cumulées calculées de Sable, de Gravier et de Roche. $H = 50m$; $T = 0.512ms$; Directivité à symétrie circulaire : 13°. Courbe continue: déviation par rapport à la verticale nulle; Courbe pointillée: déviation de 5°; Courbe en traits discontinus: déviation de 10°. Ces courbes sont à rapprocher des variations observées en figure 5.3 entre échos successifs enregistrés in situ.</i> | 172 |
| 5.9 | <i>Moyenne des histogrammes des réponses du système d'identification pour chacune des sept classes de fonds.</i> | 182 |

Liste des Tableaux

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | <i>Valeurs de célérité c_1 et de densité ρ_1 choisies comparée à celles de Hamilton (en italique)</i> | 38 |
| 2.2 | <i>Choix des valeurs de l'écart-type des fluctuations volumiques des sédiments μ pour les sept classes prédéfinies. L'erreur d'estimation d'une valeur de μ pour la roche est moins importance car la réverbération de volume restera négligeable.</i> | 42 |
| 2.3 | <i>Choix des valeurs de l'atténuation de l'onde de compression $\beta_{dB/\lambda}$ pour les sept classes prédéfinies.</i> | 45 |
| 2.4 | <i>Choix des valeurs de l'écart-type des pentes δ pour les sept classes prédéfinies.</i> | 49 |
| 2.5 | <i>Choix des valeurs de l'écart-type des hauteurs h_0 pour les sept classes prédéfinies.</i> | 50 |
| 2.6 | <i>Bilan du choix des paramètres géo-acoustiques caractéristiques pour les sept classes prédéfinies.</i> | 54 |
| 5.1 | <i>Liste des stations de mesures 1 à 10; la dénomination des classes correspond aux sept classes prédéfinies (de Vase molle (1) à Roche (7)). M : mer agitée, mouvements du bateau; V : variation de la réponse car dérive du bateau sur des fonds changeants; B : bulles; E: discrémiation entre Vase molle et Roche par le niveau énergétique. Les signes "+" et "-" expriment la tendance de la valeur moyenne (décimale) de l'histogramme des réponses; exemple:4.72 = 4⁺.</i> | 175 |
| 5.2 | <i>Liste des stations de mesures 11 à 20; la dénomination des classes correspond aux sept classes prédéfinies (de Vase molle (1) à Roche (7)). M : mer agitée, houle; V : variation de la réponse car dérive du bateau sur des fonds changeants; B : bulles; E: discrémiation entre Vase molle et Roche par le niveau énergétique. Les signes "+" et "-" expriment la tendance de la valeur moyenne (décimale) de l'histogramme des réponses; exemple:4.72 = 4⁺. . .</i> | 176 |

- 5.3 *Liste des stations de mesures 21 à 31; la dénomination des classes correspond aux sept classes prédéfinies (de Vase molle (1) à Roche (7)). M : mer agitée, houle; V : variation de la réponse car dérive du bateau sur des fonds changeants; B : bulles; E: discrémiation entre Vase molle et Roche par le niveau énergétique. Les signes "+" et "-" expriment la tendance de la valeur moyenne (décimale) de l'histogramme des réponses; exemple:4.72 = 4⁺. . . 177*
- 5.4 *Séries d'histogrammes de réponses obtenus pour chacune des stations. . . . 178*
- 5.5 *Séries d'histogrammes de réponses obtenus pour chacune des stations. . . . 179*
- 5.6 *Séries d'histogrammes de réponses obtenus pour chacune des stations. . . . 180*