



HAL
open science

Analyse de la dispersion acoustique UBF (0-150 Hz) pour la surveillance et la caractérisation du milieu marin

Julien Bonnel

► To cite this version:

Julien Bonnel. Analyse de la dispersion acoustique UBF (0-150 Hz) pour la surveillance et la caractérisation du milieu marin. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2010. Français. NNT: . tel-00522789

HAL Id: tel-00522789

<https://theses.hal.science/tel-00522789>

Submitted on 1 Oct 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITE DE GRENOBLE
INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

N° attribué par la bibliothèque

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'Université de Grenoble
délivrée par l'Institut Polytechnique de Grenoble

Spécialité : Signal, Image, Parole, Télécommunications

préparée au laboratoire Grenoble Image Parole Signal et Automatique

dans le cadre de l'**Ecole Doctorale EEATS**
Electronique, Electrotechnique, Automatique, Télécommunications, Signal

présentée et soutenue publiquement

par

Julien BONNEL

le 20 septembre 2010

Titre :

**ANALYSE DE LA DISPERSION ACOUSTIQUE UBF (0-150 Hz) POUR
LA SURVEILLANCE ET LA CARACTERISATION DU MILIEU MARIN**

Directeurs de thèse : B. NICOLAS et J. I. MARS

JURY

Monsieur	Jean-Louis Lacoume	Président
Monsieur	Cédric Richard	Rapporteur
Monsieur	Jean-Pierre Sessarego	Rapporteur
Monsieur	Dominique Fattaccioli	Examineur
Monsieur	Cédric Gervaise	Examineur
Monsieur	Jérôme I. Mars	Directeur de thèse
Madame	Barbara Nicolas	Co-directrice de thèse

Careful. We don't want to learn from this.

Bill Watterson

Remerciements

Tout d’abord, un grand merci à mes directeurs de thèse, J. Igor Mars et B. Nicolas, qui ont accepté de me supporter durant ces trois années. Leur suivi, leurs conseils, leur disponibilité et leurs virages serrés sur les pistes enneigées ont grandement contribué à faire de ce travail ce qu’il est. Merci à JIM pour ses acronymes, pour ses chemises fleuries et pour ses goûts musicaux d’outre-tombe. Merci à Barbara pour son sens du partage, pour les sorties à l’Alpe d’Huez et pour le champommy.

Je remercie également les membres de mon jury de thèse pour avoir accepté de se pencher sur mes travaux et pour leurs commentaires pertinents :

- J-L Lacoume, pour m’avoir fait l’honneur de présider mon jury et pour ses questions qui font trembler tous les orateurs de la salle Mont-Blanc ;
- C. Richard, pour avoir rapporté mon mémoire et m’avoir transmis une vision plus globale sur mes travaux ;
- J-P Sessarego, pour avoir été rapporteur dans mon jury et pour m’avoir permis de travailler dans la cuve du LMA ;
- D. Fattaccioli, pour avoir suivi mon travail avec passion durant trois ans, pour nos brainstormings toulonnais et pour m’avoir apporté la vision applicative et opérationnelle qui me manquait ;
- C. Gervaise, pour avoir examiné mes travaux de thèse et pour son courage de m’avoir accepté comme futur collègue.

Je tiens également à remercier B. Kuperman pour m’avoir accueilli pendant six mois au MPL. Merci aussi à S. Walker pour nos travaux communs et pour avoir insisté sur certaines facettes cachées de mes travaux. Merci à P. Roux de m’avoir ouvert les portes du LGIT. Merci à tous ceux, du GIPSA-Lab ou d’ailleurs, qui par leur écoute et leurs conseils, m’ont permis de prendre du recul et d’avancer sur mes travaux.

Evidemment, ces trois années de thèse n’auraient pas été les mêmes sans le soutien et la proximité de toutes les personnes pour qui traitement du signal rime avec gardien de phare, et qui se sont étonnées de ne pas me voir aller gratouiller le ventre des dauphins plus souvent. Merci donc à ceux qui m’ont supporté au quotidien pendant ces trois ans. Une pensée particulière pour ceux qui m’ont subi plus souvent que les autres : Gaspar et Ema, PN et PNette Josso, le Dragon Baveur, Alex, Ariston, la regular every day normal crew de San Diego, et évidemment toute ma famille. Je ne remercie pas Baldrik, mais c’est uniquement pour lui faire plaisir. Je tiens aussi à adresser un merci spécial à Claire et à ma Mômman pour leur relecture acharnée, leur soutien sans faille dans tous mes choix et la drôle d’idée qu’elles ont eu de m’accepter dans leur vie.

Table des matières

Introduction	V
Introduction	1
1 Caractérisation des Ondes	7
Introduction	9
1.1 Les ondes acoustiques	9
1.1.1 L'équation d'onde	10
1.1.1.1 Pression acoustique, potentiel vitesse et potentiel de déplacement	10
1.1.1.2 Ajout d'une source	12
1.1.2 Ondes planes	12
1.1.2.1 Cas mono-dimensionnel	12
1.1.2.2 Cas général dans un espace cartésien à trois dimensions	13
1.1.2.3 Impédance acoustique	13
1.1.3 Ondes cylindriques et sphériques	13
1.1.3.1 Ondes cylindriques	14
1.1.3.2 Ondes sphériques	14
1.1.4 Énergie, intensité	15
1.2 L'océan comme milieu acoustique	16
1.2.1 Interactions d'une onde acoustique avec le fond et la surface	16
1.2.1.1 Comportement d'une onde acoustique à une interface fluide-fluide	16
1.2.1.2 Interactions avec la surface	17
1.2.1.3 Interactions avec le fond	18
1.2.2 Atténuation des ondes	18
1.2.2.1 Divergence géométrique	18
1.2.2.2 Amortissement	20
1.2.3 Importance de l'environnement océanographique	21
1.2.3.1 La vitesse du son dans l'océan	21
1.2.3.2 Différents types de propagation	23
1.2.3.3 Grands fonds, petits fonds : deux milieux différents	23
1.3 La propagation modale guidée	24
1.3.1 Introduction à la théorie des modes	24
1.3.2 Cas général	25

1.3.3	Extension aux signaux large bande	29
1.3.4	Guides d'ondes particuliers	29
1.3.4.1	Guide parfait	29
1.3.4.2	Guide de Pekeris	31
1.3.4.3	Un modèle grand fond : le profil de Munk	33
1.3.5	Dispersion	34
1.4	Outil de simulation : MOCTESUMA	36
1.4.1	Propagation verticale	37
1.4.2	Propagation horizontale d'un signal à bande étroite	37
1.4.3	Construction d'un signal temporel	38
1.4.4	Conclusion sur MOCTESUMA	38
1.5	Représentation du signal reçu sur un seul capteur	39
1.5.1	Nécessité d'utiliser le temps-fréquence	39
1.5.1.1	Dispersion intermodale	39
1.5.1.2	Dispersion intramodale	39
1.5.1.3	Dispersion en général	39
1.5.2	Définition des Temps d'Arrivée des Modes et de la Représentation Temps-Fréquence Idéale Modale	40
	Conclusion	43
2	Compensation de la dispersion sur un capteur	45
	Introduction	47
2.1	Le temps-fréquence	48
2.1.1	Présentation	48
2.1.2	Le problème temps-fréquence	48
2.1.3	Décompositions atomiques	49
2.1.3.1	La transformée de Fourier à court terme	49
2.1.3.2	La transformée en ondelettes continue	50
2.1.4	Les distributions d'énergie	51
2.1.4.1	Définition	51
2.1.4.2	Spectrogramme et scalogramme	51
2.1.4.3	La classe de Cohen	54
2.1.4.4	Le spectrogramme en tant que membre de la classe de Cohen	58
2.1.4.5	Réallocation du spectrogramme	59
2.1.5	Lien entre RTFIM et spectrogramme	61
2.2	Warping et propagation guidée	62
2.2.1	Introduction	62
2.2.2	Principe général du warping	63
2.2.3	Warping temporel adapté à la dispersion océanique	64
2.3	Warping fréquentiel	66
2.3.1	Définition	66
2.3.2	Implémentation : discrétisation de l'opérateur de déformation	67
2.3.2.1	Calcul du nouveau pas fréquentiel	69
2.3.2.2	Nombre d'échantillons du signal transformé	69
2.3.2.3	Interpolation	70

2.3.2.4	Warping fréquentiel inverse	72
2.3.3	Généralisation à un guide d'onde quelconque	72
2.3.4	Interprétation physique	72
2.4	Validation expérimentale du warping fréquentiel	73
2.4.1	Généralités sur les expériences en cuve	73
2.4.2	Première série d'expériences : fond acier	74
2.4.2.1	Protocole expérimental	74
2.4.2.2	Expériences et résultats	75
2.4.3	Deuxième série d'expériences : fond sable	78
2.4.3.1	Protocole expérimental	79
2.4.3.2	Expériences et résultats	79
2.4.4	Conclusion sur les expériences en cuve	83
2.5	Estimation du temps de trajet direct en petit fond	83
2.5.1	Méthode	84
2.5.2	Application sur données simulées	84
2.5.3	Application sur les données petites échelles	86
	Conclusion	86
3	Caractérisation de l'environnement et estimation de la distance source/récepteur en petit fond	89
	Introduction	91
3.1	Méthodes existantes	92
3.1.1	Méthode par champs d'onde adaptés : Matched Field Processing (MFP)	92
3.1.1.1	Principe	92
3.1.1.2	Intérêts et faiblesses du MFP	93
3.1.1.3	Applicabilité du MFP dans la configuration d'étude	94
3.1.2	Autres méthodes	94
3.2	Filtrage modal	94
3.2.1	Principe du filtrage temps-fréquence	95
3.2.2	Création des masques temps-fréquence	96
3.2.2.1	Détection du signal	96
3.2.2.2	Application du warping temporel	97
3.2.2.3	Segmentation du spectrogramme du signal déformé	99
3.2.3	Retour dans le domaine temporel initial	101
3.2.4	Récapitulatif sur le filtrage modal	102
3.3	Estimation des fonctions modales sur une antenne verticale	104
3.3.1	Méthode	105
3.3.2	Application sur données simulées	106
3.3.3	Application sur données petites échelles	106
3.3.3.1	Présentation des données	106
3.3.3.2	Résultats	110
3.3.4	Conclusion	110
3.4	Estimation des Temps d'Arrivée des Modes (TAM)	110
3.4.1	Méthode	112

3.4.2	Lien avec les vitesses de groupe	113
3.4.3	Définition des TAM relatifs	113
3.4.4	Application sur données simulées	113
3.4.4.1	Guide parfait non bruité	114
3.4.4.2	Guide de Pekeris bruité	115
3.4.5	Conclusion	116
3.5	Localisation de sources dans le plan $x - y$ en utilisant trois capteurs	116
3.5.1	Méthode	116
3.5.2	Application sur données réelles	118
3.5.2.1	Description des données	118
3.5.2.2	Application de l'algorithme de localisation	120
3.5.3	Discussion et conclusion	120
3.6	Estimation des paramètres géoacoustiques	123
3.6.1	Méthode	124
3.6.2	Analyse de l'algorithme d'inversion	125
3.6.3	Application sur données simulées	126
3.6.4	Application sur données réelles	126
3.6.4.1	Données petites échelles, fond acier (LGIT)	126
3.6.4.2	Données petites échelles, fond sable	130
3.6.4.3	Données Mer du Nord	130
3.6.5	Conclusion	132
	Conclusion	133
4	Localisation de sources en grand fond	135
	Introduction	137
4.1	Le cas du grand fond	138
4.1.1	Introduction à l'environnement grand fond	138
4.1.2	Grand fond et propagation UBF	139
4.1.3	Une ouverture vers de nouvelles méthodes	142
4.2	L'invariant océanique	144
4.2.1	Introduction	144
4.2.2	Définition de l'invariant océanique	145
4.2.3	Calcul de l'invariant océanique	146
4.2.4	Invariant océanique et caractérisation de la propagation	148
4.2.5	Illustration sur données réelles	148
4.2.6	Conclusion sur l'invariant	150
4.3	Discrimination entre sources de surface et sources immergées	150
4.3.1	Introduction	150
4.3.2	Méthode	151
4.3.3	Application sur données MOCTESUMA	151
4.3.4	Conclusion	153
4.4	Estimation de la distance en grand fond	154
4.4.1	Introduction	154
4.4.2	L'invariant en tant que distribution à trois dimensions	155
4.4.3	La méthode de localisation	156

4.4.4	Application sur des données simulées	157
4.4.5	Conclusion	160
	Conclusion	160
	Conclusion et Perspectives	163
	Annexe A : expériences en cuve, influence du fond	167
	Annexe B : données réelles Saint-Laurent	171
	Bibliographie	172

*To achieve great things, two things are needed ;
a plan, and not quite enough time.*

Leonard Bernstein

Introduction

Dans son introduction à l'Encyclopédie [D'Alembert51], D'Alembert compare l'univers à un vaste océan. Depuis, de nombreuses avancées scientifiques ont été réalisées mais pourtant, la comparaison perdure. De nos jours, une allégation populaire dit que la surface de la lune est mieux connue que le fond des océans. L'hypothétique véracité de cette affirmation n'est pas, en soit, d'une importance capitale. Elle traduit cependant une réalité indéniable. Les océans, recouvrant plus des deux tiers de notre planète bleue, sont des milieux relativement méconnus. Alors que l'Homme a su dompter les airs et l'espace, l'étude du milieu sous-marin en est toujours à ses balbutiements. La pression considérable, le manque de lumière, les propriétés corrosives de l'eau salée, et l'impossibilité d'utiliser des moyens de communication classiques font des océans un milieu hostile et difficile d'accès.

Malgré ces difficultés, le milieu marin a toujours passionné les Hommes. Les origines de l'océanographie, ou étude des océans, remontent aux premiers pas de l'humanité lorsque les Hommes ont commencé à observer la mer pour sécuriser la navigation. Les premiers écrits sont apparus durant l'antiquité. Au IV^{ème} siècle avant notre ère, Pytheas serait le premier à avoir fait le lien entre les marées et le mouvement de la lune. Depuis, les intérêts, méthodes et moyens océanographiques se sont diversifiés. L'étude des océans répond maintenant à des objectifs aussi bien scientifiques, économiques, que sécuritaires ou militaires. Elle touche ainsi des domaines variés allant de la compréhension des phénomènes océanographiques à la lutte acoustique sous-marine, en passant par la gestion et le suivi des ressources halieutiques, la localisation d'épaves, etc...

Un phénomène principal conditionne toutes les études océanographiques : il est impossible pour une onde électromagnétique de se propager dans l'eau sur de grandes distances. Or, ce sont ces ondes que nous utilisons quotidiennement dans nos systèmes d'information et de communication : téléphonie mobile, radio, radar, GPS, etc... Toute technologie de communication, d'exploration, et de surveillance utilisée sur terre, dans l'air ou dans l'espace est donc inapplicable en milieu marin. L'utilisation des **ondes acoustiques** comme vecteur d'information est alors une alternative intéressante aux ondes électromagnétiques. Leur étude en milieu marin est dénommée **acoustique sous-marine**.

Depuis le début du XX^{ème} siècle, l'acoustique sous-marine connaît de nombreuses applications concrètes. Elle est utilisée à de multiples fins, dont :

- la caractérisation du milieu marin,
- la détection et la localisation de sources,
- les communications sous-marines.

La caractérisation du milieu marin consiste en l'estimation des quantités physiques qui caractérisent l'océan et son sous-sol. Une méthode simple d'estimation de l'environnement consiste à effectuer des prélèvements *in situ*, mais cela implique des mesures très locales et la mise en place de procédés coûteux. Pour un acousticien, la caractérisation de l'environnement peut être réalisée via l'estimation de grandeurs physiques jouant sur la propagation acoustique : célérité des ondes acoustiques, densité des milieux, profondeur et relief, etc... Elle peut s'effectuer de manière *active* via l'émission d'un signal connu et l'analyse du signal acoustique propagé, ou de manière *passive* via l'écoute et l'analyse du bruit ambiant ou d'éventuelles sources inconnues : mammifères marins, trafic maritime, phénomènes géophysiques, ...

La détection et la localisation concernent les divers sources, obstacles ou cibles présents dans le milieu marin. Comme la caractérisation de l'environnement, elle peut se faire de manière passive ou active. Le cas actif correspond à l'émission d'un signal dont on étudiera l'écho sur une cible : mine, sous-marin, épave, etc. Le cas passif quant à lui correspond à l'écoute d'un bruit rayonné naturellement : on peut ainsi détecter et localiser aussi bien des navires, des sous-marins que des mammifères marins ou des tremblements de terre.

Les ondes acoustiques permettent également la **communication sous-marine** entre divers appareils de mesure et bâtiments : sous-marin, système de mesure autonome, robot sous-marin, navire, etc...

Dans ce mémoire, nous nous concentrerons sur les aspects détection, localisation, et caractérisation du milieu. Pour parvenir à ces objectifs, il est nécessaire d'étudier les océans comme milieu de propagation acoustique. La complexité de ce milieu impose une spécialisation des méthodes proposées qui dépendent principalement de la **configuration de réception**, du **type d'environnement** et de la **gamme de fréquences considérée**.

La **configuration de réception** décrit l'organisation spatiale des hydrophones, les capteurs enregistrant la pression acoustique. Ces derniers peuvent former une antenne linéaire horizontale ou verticale, un réseau à deux ou trois dimensions, ou être utilisés individuellement. Cette configuration est un choix expérimental, parfois dicté par un contexte particulier. De manière générale, plus le nombre de capteurs est grand et plus l'extraction d'information sera aisée. A contrario, un système composé de quelques hydrophones impose des traitements plus poussés, mais il est plus simple à mettre en place et moins coûteux.

Quelque soit leur nombre et leur configuration, les hydrophones sont placés dans un milieu océanique complexe et varié. On distingue classiquement deux grands **types d'environnements marins** : les environnements dits *petits fonds* et les environnements dits *grands fonds*. Cette séparation reflète une différence notable entre les zones littorales, dont la profondeur est de l'ordre de la centaine de mètres, et les zones éloignées des côtes où la profondeur est de l'ordre de plusieurs kilomètres. La description de la propagation acoustique diffère énormément entre ces deux types de milieux.

La propagation acoustique est également affectée par la **bande de fréquences considérée**. Historiquement, les premiers travaux (qui datent du début du XX^{ème} siècle) se sont

intéressés à la propagation acoustique d'ondes haute fréquence : plusieurs dizaines de kilohertz. Avec le perfectionnement des systèmes d'émission/réception, il a été possible de s'intéresser à des domaines plus basse fréquence, et ainsi de profiter de la diversité des sources acoustiques présentes dans l'océan. Cependant, la propagation des ondes est différente selon la bande de fréquences considérée. Par exemple, les basses fréquences pénètrent beaucoup plus dans les sous-sols que les hautes fréquences. Les traitements proposés sont donc souvent adaptés à une bande de fréquences donnée.

Contexte et objectifs scientifiques

Dans ce manuscrit, nous nous focalisons uniquement sur la gamme fréquentielle **Ultra Basse Fréquence** (UBF) allant de 1 à 150 Hz. En effet, l'océan recèle de nombreuses sources UBF, qu'elles soient naturelles (mammifères marins, phénomènes géophysiques...) ou d'origine humaine (sonar, canon à air, bruit rayonné par un navire...). Ces sources créent des ondes UBF qui se propagent sur de grandes distances et pénètrent profondément les sous-sols. La propagation de ces ondes UBF est dispersive : différentes fréquences se propagent à différentes vitesses. Cette dispersion est ambivalente. D'une part, la dispersion déforme les signaux lors de la propagation et rend leur étude plus compliquée. D'autre part, une fois caractérisée, la dispersion permet de remonter aux informations sur le milieu de propagation et sur la source. Les ondes UBF, étudiées avec des outils de traitement du signal adaptés, sont donc d'excellents vecteurs d'information. Elles peuvent être utilisées aussi bien pour des thématiques de localisation de sources que de caractérisation de l'environnement.

L'étude des ondes UBF a fait l'objet de 15 ans de collaboration entre le GIPSA-Lab et la DGA Techniques navales (anciennement CTSN). Ces travaux s'inscrivent notamment dans la continuité de quatre thèses. En 1996, S. Leroux étudie la propagation des ondes UBF et propose notamment une approche expérimentale permettant de décrire l'influence du fond marin [Le Roux92]. Ces travaux sont poursuivis par M. Nardin qui décrit la propagation des ondes UBF en milieu petit fond [Nardin98]. En 2004, B. Nicolas propose les premières méthodes de caractérisation de l'environnement marin petit fond et de localisation de sources [Nicolas04] à partir d'une antenne horizontale. G. Le Touzé poursuit l'étude des UBF en petit fond mais se restreint à l'utilisation d'un unique capteur en réception. En 2007, il propose ainsi des méthodes de localisation de sources UBF mono-capteur [Le Touzé07] (estimation de la profondeur de la source et de la distance source/récepteur). Les sources considérées par G. Le Touzé et B. Nicolas sont impulsionnelles : leur réponse fréquentielle est globalement plate et elles sont courtes en temps.

Dans ce même contexte, **milieu petit fond** et **source impulsionnelle UBF**, nous proposons de compléter le problème de la **localisation de sources** en développant une **estimation de sa direction** à partir d'**un nombre restreint de capteurs** (minimum trois). Nous proposons également de résoudre le problème de la **caractérisation de l'environnement en configuration mono-capteur**, et ainsi de clore l'étude des sources impulsionnelles UBF en milieu petit fond.

De plus, nous souhaitons ouvrir cette étude des ondes UBF vers les **grands fonds**, et proposons des **méthodes de localisation** de sources adaptées à ce type d'environnement

à partir d'une antenne horizontale de récepteurs.

Les travaux présentés mélangent intimement traitement du signal et physique de la propagation. Ils sont applicables dans un contexte opérationnel. Une interprétation physique, si possible expérimentale, est présentée pour les méthodes proposées. Cette étude, comme les précédentes, a été menée en étroite collaboration avec D. Fattaccioli de la DGA Techniques navales.

Organisation de la thèse

Le manuscrit est organisé en quatre chapitres :

1. présentation des notions d'acoustique sous-marine nécessaires à la compréhension,
2. représentation du signal reçu sur un unique capteur en milieu petit fond après propagation,
3. localisation de sources et caractérisation de l'environnement en milieu petit fond,
4. ouverture vers les milieux grands fonds.

De manière plus détaillée, le **premier chapitre** de ce manuscrit présente pas à pas les notions théoriques de propagation acoustique nécessaires à la compréhension du mémoire. Nous présentons tout d'abord des concepts élémentaires et généraux sur les ondes acoustiques. Ensuite, l'océan est décrit en tant que milieu de propagation. Nous insistons notamment sur l'importance de la vitesse du son dans le milieu, et sur la différence entre les milieux petits fonds et grands fonds. Cela permet d'introduire un modèle de propagation adapté au contexte UBF : la propagation modale. Le milieu océanique est alors considéré comme un guide d'onde ; plusieurs guides classiques sont alors présentés : le guide Parfait, le guide de Pekeris et le guide de Munk. Nous introduisons ensuite MOCTE-SUMA, un simulateur développé par Thales Underwater System basé sur la propagation modale que nous utiliserons pour valider les méthodes proposées dans les chapitres suivants. Ce premier chapitre se termine par une étude du signal reçu dans une configuration mono-capteur, après propagation dans un environnement petit fond.

Le **second chapitre** du manuscrit concerne la représentation du signal enregistré sur un unique capteur après propagation en milieu petit fond. Ce chapitre commence par un rappel des méthodes classiques temps-fréquence et introduit plus en détail celles que nous utiliserons par la suite. Nous démontrons que les méthodes classiques ne suffisent pas pour représenter correctement le signal reçu, et présentons des solutions pour améliorer ces représentations. Ces solutions prennent en compte la physique de la propagation et sont basées sur des transformations dites de *warping*. Nous nous servons du warping développé par G. Le Touzé dans sa thèse [Le Touzé07]. Nous proposons également une nouvelle transformation de warping appliquée dans le domaine fréquentiel qui permet une détection aisée du signal reçu. Ce warping fréquentiel est validé expérimentalement sur des données petites échelles récoltées en cuve ultrasonore.

Le **troisième chapitre** propose de nouvelles méthodes de localisation de sources et d'estimation de l'environnement. Après un bref panorama des méthodes existantes, nous montrons que l'étude du signal sur un unique capteur impose l'utilisation de méthodes

de traitement du signal adaptées. Nous proposons alors une méthode de filtrage modal mono-capteur et son application pour estimer les fonctions modales sur une antenne verticale. Nous l'appliquons ensuite pour estimer les Temps d'Arrivée des Modes (TAM) sur un unique capteur. Par la suite, nous utilisons les TAM dans un procédé passif de localisation de sources (estimation de la distance et de la direction) utilisant trois hydrophones. Cette méthode est particulièrement adaptée aux mammifères marins et nous l'appliquons sur des vocalises de baleine franche enregistrées dans la baie de Fundy (Canada). Nous utilisons également les TAM pour proposer une nouvelle méthode mono-capteur d'estimation de l'environnement. Cette méthode est validée sur des simulations, des données expérimentales en cuve ultrasonore, et des données réelles marines.

Le **quatrième chapitre** étudie une possible extension des méthodes petits fonds vers des environnements grands fonds. Il débute par une étude plus poussée de la propagation UBF en grand fond, et nous montrons que les méthodes existantes pour le petit fond n'y sont pas applicables. Dans une seconde partie, nous présentons le concept de l'invariant océanique : une simple constante qui décrit la propagation. L'invariant océanique est une notion couramment utilisée en petit fond, mais rarement en grand fond. En effet, nous démontrons qu'en grand fond, l'invariant varie. Nous proposons alors de le considérer comme une distribution à trois dimensions. Nous appliquons ensuite cette distribution dans deux procédés de localisation de sources requérant une antenne horizontale. Nous proposons alors une méthode de discrimination entre source de surface et source immergée, et une méthode d'estimation de la distance source/antenne. Ces deux méthodes sont validées sur des simulations réalistes réalisées avec MOCTESUMA.

Chapitre 1

Caractérisation des Ondes

Sommaire

Introduction	9
1.1 Les ondes acoustiques	9
1.1.1 L'équation d'onde	10
1.1.2 Ondes planes	12
1.1.3 Ondes cylindriques et sphériques	13
1.1.4 Énergie, intensité	15
1.2 L'océan comme milieu acoustique	16
1.2.1 Interactions d'une onde acoustique avec le fond et la surface . .	16
1.2.2 Atténuation des ondes	18
1.2.3 Importance de l'environnement océanographique	21
1.3 La propagation modale guidée	24
1.3.1 Introduction à la théorie des modes	24
1.3.2 Cas général	25
1.3.3 Extension aux signaux large bande	29
1.3.4 Guides d'ondes particuliers	29
1.3.5 Dispersion	34
1.4 Outil de simulation : MOCTESUMA	36
1.4.1 Propagation verticale	37
1.4.2 Propagation horizontale d'un signal à bande étroite	37
1.4.3 Construction d'un signal temporel	38
1.4.4 Conclusion sur MOCTESUMA	38
1.5 Représentation du signal reçu sur un seul capteur	39
1.5.1 Nécessité d'utiliser le temps-fréquence	39
1.5.2 Définition des Temps d'Arrivée des Modes et de la Représenta- tion Temps-Fréquence Idéale Modale	40
Conclusion	43

Introduction

Les débuts théoriques de l’acoustique remontent à l’antiquité. Pythagore développa une première théorie de l’acoustique musicale. Par l’expérience, il découvrit que la fréquence d’un son créée par une corde vibrante est inversement proportionnelle à la longueur de la corde. L’acoustique se développa ensuite petit à petit. Citons notamment Marin Mersenne, un érudit français du XVII^{ème} siècle qui fut le premier acousticien à s’intéresser à des expériences d’acoustique à grande échelle. Limité par son incapacité à créer un son suffisamment puissant, il s’en remit alors à Dieu et pensa aux anges qui sonneront les trompettes le jour du jugement dernier. D’après ses mesures de la vitesse du son, il conclut en 1644 dans ses *Cogita Physico Mathematica* que le son des trompettes mettrait dix heures à parvenir aux Hommes partout sur terre.

C’est au XIX^{ème} siècle que l’acoustique commença à devenir “sous-marine”. Les pionniers du domaine sont le physicien Colladon et le mathématicien Sturm. En 1826, ils réalisèrent sur le lac Léman la première mesure de la vitesse du son dans l’eau en utilisant une cloche de bronze et un cornet acoustique. Cependant, le grand événement qui marqua les débuts de l’acoustique sous-marine est la première guerre mondiale, durant laquelle de nombreux scientifiques se mobilisèrent pour équiper les différentes marines.

De nos jours, l’acoustique est étudiée en tant que branche de la mécanique des fluides. Une description de l’acoustique en terme de mécanique des fluides, appréciée par les physiciens, élégante et raisonnablement courte, peut-être trouvée dans [Landau87]. L’ouvrage [Kinsler51] en présente une description plus standard, et le livre [Jensen94] sert souvent de référence lorsque l’on s’intéresse au côté implémentation numérique des phénomènes d’acoustique sous-marine.

Le but de ce chapitre est de présenter les notions théoriques de propagation acoustique nécessaires à la compréhension du manuscrit. Il présente tout d’abord des concepts élémentaires et généraux sur les ondes acoustiques. Ensuite, le cas de l’océan en tant que milieu de propagation est étudié. Cela nous amène alors à introduire un modèle de propagation adapté à notre contexte UBF : la propagation modale guidée. Plusieurs guides océaniques classiques seront présentés. La suite du chapitre introduit MOCTESUMA, un simulateur adapté à notre contexte. Nous l’utiliserons pour valider les méthodes proposées dans les chapitres suivant. Ce chapitre se conclut par une étude plus précise du signal reçu sur un unique capteur après propagation dans l’océan.

1.1 Les ondes acoustiques

Cette section constitue un rappel des propriétés générales des ondes acoustiques. Nous introduisons l’équation d’onde et en donnons quelques solutions classiques : les ondes planes, cylindriques et sphériques. Ensuite, nous introduisons les notions d’énergie et d’intensité des ondes.

1.1.1 L'équation d'onde

L'équation d'onde dans un fluide s'obtient en utilisant les équations de l'hydrodynamique et la relation adiabatique entre la pression p_t et la masse volumique ρ_t , et en supposant que ces deux quantités varient peu autour d'un point d'équilibre. On note donc $p_t = p_0 + p$ et $\rho_t = \rho_0 + \rho$ où l'indice t correspond à la variable totale, l'indice 0 correspond à la valeur moyenne (le point d'équilibre) et la variable non indicée correspond aux variations autour du point d'équilibre. La quantité p est appelée pression acoustique, et c'est cette quantité qui nous intéresse. Par abus de langage, nous l'appellerons simplement pression.

Dans tout le manuscrit, nous utiliserons la notation classique Nabla pour les opérateurs de dérivées partielles dans l'espace. Ainsi l'opérateur $\vec{\nabla}$ représente la divergence lorsqu'il est appliqué à un champ de vecteurs et le gradient lorsqu'il est appliqué à un champ scalaire ; l'opérateur ∇^2 représente quant à lui le laplacien d'un champ scalaire.

Dans le cadre d'une approximation linéaire (en ne gardant que les termes d'ordre 1), l'équation de conservation de la masse, la seconde loi de Newton et l'équation d'état adiabatique sont respectivement décrites par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} p, \quad (1.2)$$

$$p = \rho c^2, \quad (1.3)$$

où t est la variable temporelle, c est définie telle que $c^2 \equiv \left[\frac{\partial p}{\partial \rho}\right]_S$ (dérivée partielle prise à entropie S constante) et \vec{v} est la vitesse particulaire. On définit comme particule acoustique un "petit" élément de fluide, suffisamment petit pour être supposé infiniment petit et suffisamment grand pour posséder une masse volumique (ce n'est donc pas une particule au sens quantique). En combinant les équations (1.1), (1.2) et (1.3), on peut obtenir diverses équations d'onde que nous allons maintenant étudier.

1.1.1.1 Pression acoustique, potentiel vitesse et potentiel de déplacement

En considérant que l'échelle des variations temporelles océaniques est bien plus lente que celle des variations dues à la propagation acoustique, on peut alors supposer que ρ_0 et c^2 sont indépendantes du temps.

La pression acoustique

En prenant la dérivée partielle de l'équation (1.1) par rapport au temps et la divergence de l'équation (1.2), puis en utilisant l'équation (1.3) on obtient :

$$\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} p \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (1.4)$$

Si la masse volumique est constante dans l'espace ($\vec{\nabla}\rho_0 = \vec{0}$), on obtient alors l'équation d'onde classique :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (1.5)$$

On remarque alors que la position de c dans l'équation d'onde l'identifie comme étant la vitesse du son dans le fluide.

Le potentiel vitesse

Alternativement, on peut prendre la dérivée partielle par rapport au temps de l'équation (1.2), et la combiner avec les équations (1.3) et (1.1). On obtient alors l'équation d'onde de la vitesse particulière :

$$\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}(\rho_0 c^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial t^2} = \vec{0}. \quad (1.6)$$

Cette équation vectorielle permet un couplage des trois composantes de la vitesse particulière. Elle nécessite les dérivées spatiales de la masse volumique et de la célérité. Elle est rarement utilisée sous cette forme mais peut-être transformée en équation scalaire en introduisant un potentiel vitesse ϕ défini par

$$\vec{v} = \vec{\nabla} \phi. \quad (1.7)$$

Toujours sous l'hypothèse que la masse volumique ρ_0 est constante spatialement, en combinant les équations (1.6) et (1.7), on obtient :

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0. \quad (1.8)$$

Cette équation est identique à l'équation d'onde pour la pression. Ces deux équations sont valides pour une célérité c quelconque mais une masse volumique constante.

Le potentiel de déplacement

On peut aussi définir un potentiel de déplacement $\vec{u} = \vec{\nabla} \psi$. En utilisant la relation entre le déplacement et la vitesse $\vec{v} = \partial \vec{u} / \partial t$, on remarque que le déplacement est aussi gouverné par une équation d'onde simple :

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0. \quad (1.9)$$

Les trois équations d'onde (1.5), (1.8) et (1.9) ne sont valides que pour un milieu ayant une masse volumique constante spatialement. Cependant, des changements discrets de masse volumique peuvent être considérés en utilisant des conditions limites appropriées entre différents milieux de masse volumique constante. Dans un tel cas, la pression, le déplacement et la vitesse restent continus entre les milieux, alors que les potentiels associés peuvent devenir discontinus.

1.1.1.2 Ajout d'une source

Les sons sous-marins sont produits par des sources naturelles (mammifères marins, phénomènes géophysiques...) ou artificielles (bateaux, canons à air...). Ces phénomènes impliquent une variation positive de masse non prise en compte dans l'équation de conservation de la masse (1.1). On peut cependant les inclure facilement en ajoutant un terme aux équations d'onde. On obtient alors des équations d'onde avec second membre.

Par exemple, la pression est décrite par :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = f(\vec{r}, t), \quad (1.10)$$

où $f(\vec{r}, t)$ représente l'action de la source comme une fonction du temps t et de l'espace, \vec{r} étant le vecteur position dans l'espace.

1.1.2 Ondes planes

Pour une bonne compréhension de la propagation acoustique, on étudie les solutions de l'équation d'onde dans un milieu homogène infini (sans frontière) et sans source, dans lequel la masse volumique ρ_t et la vitesse du son c sont constantes. On ne considère que le cas de la pression, mais les résultats s'étendent aux autres équations d'onde.

1.1.2.1 Cas mono-dimensionnel

On cherche la solution de l'équation d'onde à une dimension dans un espace de coordonnées cartésiennes (x, y, z) dirigé par les trois vecteurs de bases $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$. En supposant que la propagation a lieu uniquement dans la direction du vecteur \vec{u}_x , l'équation (1.5) devient :

$$\frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} = 0. \quad (1.11)$$

La solution générale de cette équation est de la forme :

$$p(x, t) = h(t - x/c) + g(t + x/c). \quad (1.12)$$

Cette solution fait apparaître deux ondes différentes, h et g , qui toutes deux se propagent à la vitesse c . Ces ondes sont dites *ondes planes* car leurs fronts d'onde (les surfaces ayant une phase constante) sont des plans orthogonaux à la direction de propagation \vec{u}_x . L'onde h qui se propage dans le sens des x positifs est dite onde plane *progressive*, alors que l'onde g qui se propage dans le sens des x négatifs est appelée onde plane *rétrograde*.

En acoustique, il est utile de considérer une solution harmonique. On étudie alors la propagation d'une unique fréquence f , ou fréquence pure. On suppose donc que la solution de l'équation d'onde est du type $p(x, t) = p(x)e^{i\omega t}$.

En l'intégrant dans l'équation (1.11), la solution est :

$$p(x, t) = Ae^{i(\omega t \pm kx)}, \quad (1.13)$$

avec

- A : l'amplitude complexe de l'onde,
- ω : la pulsation temporelle de l'onde $\omega = 2\pi f$,
- k : le nombre d'onde $k = \omega/c$.

Le nombre d'onde est aussi appelé *pulsation spatiale*. Les variables ω et k jouent le même rôle dans deux domaines différents : ω caractérise le côté ondulatoire de l'onde dans le domaine temporel et k caractérise le côté ondulatoire de l'onde dans le domaine spatial.

Ce cas mono-fréquentiel est intéressant car on peut reconstruire le cas large-bande en sommant les solutions dans le domaine fréquentiel. De plus, il se généralise aisément en trois dimensions, comme nous allons le voir dans la section suivante.

Remarque : la pulsation temporelle ω et le nombre d'onde k sont des notions physiques. En traitement du signal, on utilise plutôt la fréquence temporelle $f = \omega/2\pi$ et la fréquence spatiale $\tilde{k} = k/2\pi$. Notre étude mêlant intimement les deux domaines, nous utiliserons indifféremment ces notions. Cependant, les notations utilisées correspondront à la bonne quantité.

1.1.2.2 Cas général dans un espace cartésien à trois dimensions

La généralisation à trois dimensions est triviale. Il suffit d'exprimer la position par un vecteur $\vec{r} = x\vec{u}_x + y\vec{u}_y + z\vec{u}_z$ et le nombre d'onde par un vecteur $\vec{k} = k_x\vec{u}_x + k_y\vec{u}_y + k_z\vec{u}_z$. La généralisation de l'équation (1.13) s'exprime par :

$$p(\vec{r}, t) = Ae^{i(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (1.14)$$

On remarque que $\vec{k} \cdot \vec{r} = \text{constante}$ est l'équation d'un plan perpendiculaire à la direction de propagation \vec{k} . La solution proposée est donc bien toujours une onde plane.

1.1.2.3 Impédance acoustique

Les ondes planes fournissent une solution à l'équation d'onde du type $p(\vec{r}, t) = p(\vec{r})e^{i\omega t}$. En considérant également une solution harmonique pour la vitesse \vec{v} et en utilisant l'équation (1.2), on obtient (pour une direction donnée) :

$$v = \frac{p}{\rho_0 c}. \quad (1.15)$$

Cette relation est fondamentale. Elle relie la pression et la vitesse via la quantité $\rho_0 c$ que l'on appelle impédance acoustique et qui est caractéristique du milieu de propagation.

1.1.3 Ondes cylindriques et sphériques

L'espace à trois dimensions peut aussi être décrit en coordonnées cylindriques ou sphériques. Etudions la solution de l'équation d'onde dans ces espaces de représentation.

1.1.3.1 Ondes cylindriques

On considère un environnement ayant une symétrie de révolution autour de l'axe Oz . Un point P de l'espace est repéré par ces coordonnées (r, θ, z) comme définies dans la figure 1.1(a). En exprimant l'opérateur laplacien en coordonnées cylindriques, on peut résoudre l'équation d'onde.

Pour la pression, on obtient alors le résultat suivant dans le cas d'une onde monochromatique :

$$p(t, \vec{r}) = \frac{A}{\sqrt{r}} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad (1.16)$$

avec

- A : l'amplitude complexe,
- \vec{k} : le nombre d'onde, orienté selon la direction de propagation. On a $||\vec{k}|| = \omega/c$ et $\vec{k} = \vec{k}_r + \vec{k}_z$ où \vec{k}_r est appelé nombre d'onde horizontal et \vec{k}_z est appelé nombre d'onde vertical,
- \vec{r} : le vecteur distance de la source orienté selon l'axe des distances.

Nous verrons dans la section 1.3 que ce cas est particulièrement intéressant. En effet, à grande distance, le guide d'onde océanique fait apparaître une symétrie cylindrique autour de z , et on considère que les ondes qui s'y propagent sont de type cylindrique.

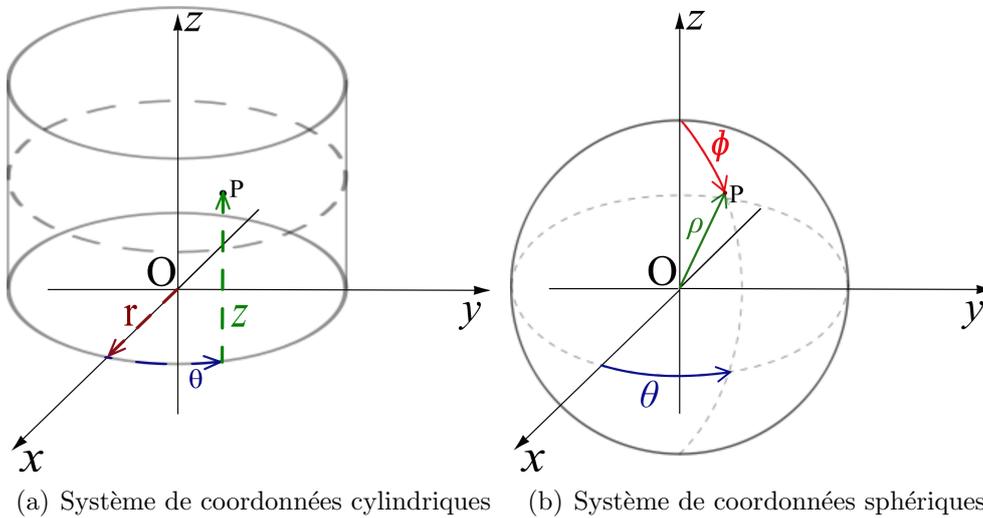


FIG. 1.1 : Différents systèmes des coordonnées.

1.1.3.2 Ondes sphériques

On peut aussi considérer un environnement décrit par des coordonnées sphériques comme présenté dans la figure 1.1(b). La solution dans un tel cas est :

$$p(t, \vec{r}) = \frac{A}{r} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (1.17)$$

Dans un guide d'onde océanique, une telle géométrie est particulièrement adaptée pour décrire le champ de pression à une distance proche de la source. Cela ne sera cependant jamais le cas dans notre étude.

1.1.4 Énergie, intensité

Pour étudier l'aspect énergétique des ondes acoustiques dans un fluide, on effectue le produit scalaire entre la vitesse particulière \vec{v} et la seconde loi de Newton (1.2) :

$$\vec{v} \cdot \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \vec{\nabla} p \quad (1.18a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho_0 v^2 \right) = -\vec{\nabla}(\vec{v}p) + p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (1.18b)$$

En utilisant la conservation de la masse (1.1), on a $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t}$, et l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho_0 v^2 \right) = -\vec{\nabla}(\vec{v}p) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2 \rho_0 c^2} p^2 \right). \quad (1.19)$$

En réorganisant cette équation, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho_0 v^2 + \frac{1}{2 \rho_0 c^2} p^2 \right) + \vec{\nabla}(\vec{v}p) = 0. \quad (1.20)$$

On définit alors l'énergie acoustique par unité de volume :

$$E = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 + \frac{1}{2 \rho_0 c^2} p^2, \quad (1.21)$$

dans laquelle le premier terme correspond à l'énergie cinétique et le deuxième à l'énergie potentielle. On définit également l'intensité acoustique

$$\vec{I} = \vec{v}p. \quad (1.22)$$

Ces définitions sont cohérentes avec les notions habituelles. En effet, en intégrant l'équation (1.20) sur un volume V , puis en utilisant le théorème de Gauss pour transformer l'intégrale volumique sur l'intensité en intégrale surfacique, on obtient le résultat classique de conservation de l'énergie :

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_V E dV + \int \int_S \vec{I} \cdot \vec{n} dS = 0, \quad (1.23)$$

où \vec{n} est un vecteur unitaire normal à la surface S entourant le volume V et dirigé vers l'extérieur de V .

L'intensité I est bien le flux moyen d'énergie à travers une surface unitaire perpendiculaire à la direction de propagation. Dans le cas d'une onde plane monodimensionnelle, on a $v = \frac{p}{\rho_0 c}$, et l'intensité s'exprime en fonction du carré de la pression :

$$I = \frac{p^2}{2 \rho_0 c}. \quad (1.24)$$

Cette notion d'intensité acoustique nous sera particulièrement utile dans le chapitre 4 pour l'étude des grands fonds.

1.2 L'océan comme milieu acoustique

La section précédente a mis en équation le comportement des ondes acoustiques dans un milieu quelconque. Nous allons maintenant étudier l'océan en tant que milieu acoustique et en présenter les principales caractéristiques.

1.2.1 Interactions d'une onde acoustique avec le fond et la surface

L'océan est un milieu acoustique complexe. On le considère souvent comme un guide d'onde horizontal ayant deux frontières : la surface de l'eau et le fond marin. Avant d'étudier en détail la propagation guidée, nous présentons le comportement d'une onde lorsqu'elle change de milieu (i.e. qu'elle interagisse avec la surface ou le fond).

1.2.1.1 Comportement d'une onde acoustique à une interface fluide-fluide

On considère une interface séparant deux fluides homogènes de masse volumique ρ_i et de célérité c_i , comme présenté sur la figure 1.2. Les angles de rasance décrivant la direction de propagation des ondes sont notés θ_i .

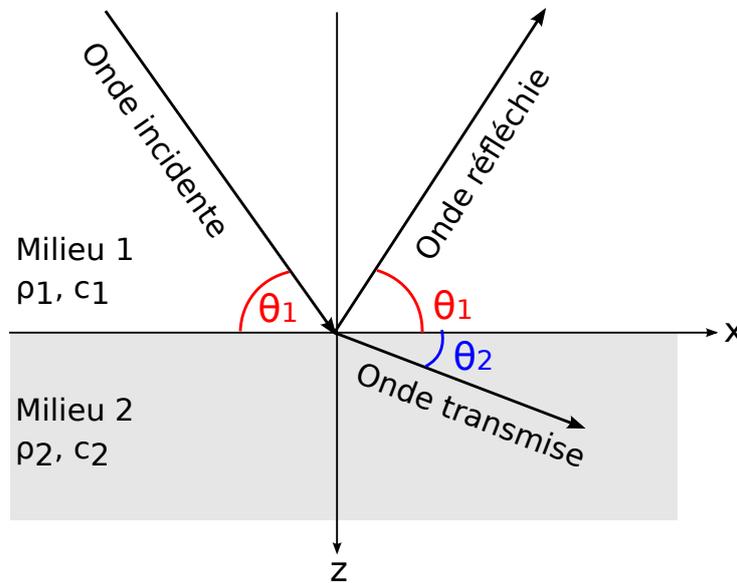


FIG. 1.2 : Réflexion et transmission à une interface fluide-fluide.

Pour simplifier les calculs, on suppose que l'onde incidente est une onde plane monochromatique de pulsation ω et d'amplitude unitaire. Les résultats restent valables pour d'autres types d'onde (cylindriques, sphériques). On note l'amplitude de l'onde réfléchie R , et celle de l'onde transmise T . On peut alors écrire les pressions acoustiques (en omettant

le facteur $e^{i\omega t}$) :

$$p_i = e^{-ik_1(x\cos\theta_1+z\sin\theta_1)}, \quad k_1 = \omega/c_1, \quad (1.25a)$$

$$p_r = Re^{-ik_1(x\cos\theta_1-z\sin\theta_1)}, \quad (1.25b)$$

$$p_t = Te^{-ik_2(x\cos\theta_2+z\sin\theta_2)}, \quad k_2 = \omega/c_2. \quad (1.25c)$$

La pression totale dans le milieu 1 est $p_1 = p_i + p_r$ et la pression dans le milieu 2 est $p_2 = p_t$. Pour déterminer les inconnues R , T et θ_2 , on utilise les conditions limites suivantes : la pression, équation (1.26a), et la vitesse, équation (1.26b), doivent être continues à l'interface $z = 0$. Ces conditions s'expriment par :

$$p_1 = p_2, \quad (1.26a)$$

$$\frac{1}{i\omega\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial z} = \frac{1}{i\omega\rho_2} \frac{\partial p_2}{\partial z}. \quad (1.26b)$$

La condition sur la pression conduit à :

$$1 + R = Te^{-i(k_2\cos\theta_2 - k_1\cos\theta_1)x}. \quad (1.27)$$

La partie gauche de l'équation étant indépendante de x , la partie droite doit l'être aussi. L'argument de l'exponentielle est donc nécessairement nul. Cela implique

$$k_1\cos\theta_1 = k_2\cos\theta_2, \quad (1.28)$$

ce qui conduit à la *loi de Snell-Descartes* pour la réfraction :

$$\frac{\cos\theta_1}{c_1} = \frac{\cos\theta_2}{c_2}. \quad (1.29)$$

En utilisant cette loi conjointement à la condition de continuité pour la vitesse à l'interface, on peut calculer les coefficients R et T . On obtient :

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad T = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}, \quad (1.30)$$

avec $Z_i \equiv \rho_i c_i / \sin\theta_i$ l'impédance effective du milieu i .

1.2.1.2 Interactions avec la surface

La différence de masse volumique entre l'eau (milieu 1) et l'air (milieu 2) est telle que l'on peut supposer que l'air est un fluide de masse volumique nulle ($\rho_2 = 0$). On a alors $T = 0$ et $R = -1$. Aucune énergie n'est transmise de l'eau vers l'air (on parle de réflexion totale). Les ondes réfléchies sont simplement déphasées de π sans atténuation d'amplitude.

1.2.1.3 Interactions avec le fond

La structure du fond affecte les trajets acoustiques qui y interagissent. On considère souvent le fond comme un fluide ayant des propriétés différentes de l'eau. Il peut paraître étrange de modéliser le fond comme un fluide et non comme un solide. Cependant, cela permet de s'affranchir des ondes de cisaillement présentes dans les solides, tout en ayant un résultat proche de la réalité. Dans la majorité des cas, pour l'interface eau/fond marin, la célérité des ondes dans le milieu 2 (le fond) est supérieure à celle du milieu 1 (l'eau). Il existe alors un angle en dessous duquel la réflexion est totale, i.e. $|R| = 1$. On appelle cet angle l'*angle critique*, il est déterminé à partir de la loi de Snell-Descartes :

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{c_1}{c_2}\right). \quad (1.31)$$

Cet angle n'existe pas si la vitesse du second milieu est inférieure à celle du premier. C'est un cas rare mais tout de même possible. Cela arrive par exemple dans la Baie de Fundy au large du Canada (voir section 3.5.2.1). En effet, le fond océanique de la Baie de Fundy possède une première couche mince argileuse gorgée de bulles d'air. L'air emprisonné dans cette couche y réduit fortement la vitesse du son et la rend inférieure à celle de l'eau. Pour la suite, on suppose le cas général $c_2 > c_1$.

Lorsque l'angle de rasance est supérieur à l'angle critique, R est réel mais son module est inférieur à 1. Il y a donc des pertes, une partie de l'onde acoustique est transmise, mais sans déphasage. Lorsque l'angle de rasance est inférieur à l'angle critique, le module de R vaut 1 et sa phase est non nulle. Il y a donc réflexion totale et un déphasage dépendant de θ_1 .

La figure 1.3 illustre ce phénomène pour une interface eau/sable simplifiée. Les valeurs des paramètres utilisées sont $c_1 = 1500$ m/s, $c_2 = 1800$ m/s, $\rho_1 = 100$ kg/m³ et $\rho_2 = 2000$ kg/m³. L'angle critique vaut alors environ $\theta_c = 34^\circ$.

Dans l'océan, le signal émis par une source peut-être décomposé en une somme de rayons d'angle de rasance couvrants toutes les directions. Les rayons dont l'angle de rasance est inférieur à l'angle critique ne sont pas, ou presque pas, atténués et peuvent donc se propager à très grande distance. Par exemple, lors d'une expérience réalisée en 1991 [Munk94], un son sous-marin a été reçu après une propagation de 18000 km. En réalité, le coefficient de réflexion n'est jamais égal à 1. Il faut en effet ajouter l'influence de l'absorption dans le fond, ce que nous verrons dans la partie suivante.

1.2.2 Atténuation des ondes

Nous venons de voir que les interactions avec le fond et la surface atténuent les ondes acoustiques. Deux autres phénomènes participent à l'atténuation des ondes lors de la propagation : la divergence géométrique et l'amortissement.

1.2.2.1 Divergence géométrique

Une onde acoustique émise par une source diverge géométriquement durant sa propagation : elle se répartit sur une surface de plus en plus grande. Durant la propagation,

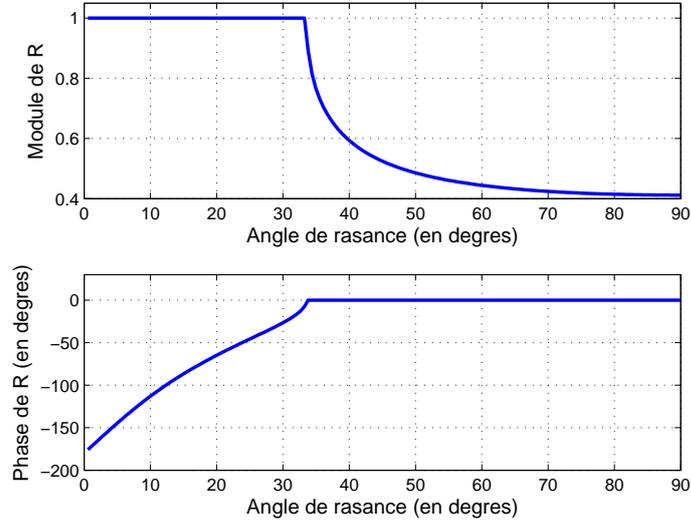


FIG. 1.3 : Coefficient de réflexion pour une interface eau/sable simplifiée : modèle fluide/fluide.

l'énergie totale de l'onde reste la même. L'énergie par unité de surface doit donc diminuer.

Onde sphérique

C'est le cas le plus simple d'une onde issue d'une source ponctuelle et propagée dans un espace infini. L'énergie se répartit sur une sphère de surface $4\pi r^2$ et va donc décroître en $1/r^2$. Or on se rappelle que l'énergie est proportionnelle à la pression au carré. La pression décroît donc en $1/r$.

Onde cylindrique

C'est le type d'ondes qui se propagent dans un guide d'onde. Les rayons sont réfléchis ou réfractés (voir section 1.2.3.2) et se propagent donc horizontalement. On dit qu'ils sont piégés dans le guide d'onde. Il n'y a pas de perte dans la dimension verticale. Dans ce cas, l'énergie se répartit sur un cylindre d'axe vertical passant par la source, et de surface $2\pi rH$ où H est la hauteur du guide d'onde. En supposant H constante, la pression décroît donc en $1/\sqrt{r}$.

Onde plane

Ce type d'onde se rencontre lorsque l'on suppose la source à l'infini. C'est une bonne approximation en champ lointain. L'énergie de l'onde se répartit sur un plan dont la surface ne varie pas au cours de la propagation. La pression ne décroît donc pas en fonction de la distance.

1.2.2.2 Amortissement

Des pertes par amortissement s'ajoutent aux pertes par divergence géométrique. Dans l'eau de mer, l'amortissement est principalement dû à la viscosité de l'eau créant des frottements internes et à la relaxation chimique de certaines molécules présentes dans l'eau (acide borique, sulfate de magnésium) ; mais aussi à la conductivité thermique. Pour caractériser l'amortissement, on définit un coefficient d'atténuation α , donné en dB/km, qui introduit une décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde. Après propagation sur une distance r , une onde d'amplitude initiale A_0 aura une amplitude A telle que :

$$A = A_0 e^{-i\alpha r}. \quad (1.32)$$

Cette atténuation varie en fonction du milieu de propagation et de la fréquence. Le tableau 1.1 présente quelques valeurs de α en fonction de la fréquence [Urick79]. On remarque que cet amortissement croît avec la fréquence. Pour notre étude UBF et des distances de l'ordre de la dizaine de kilomètres, l'amortissement dans l'eau sera considéré négligeable.

Les pertes par amortissement ont aussi lieu dans le fond océanique. Elles dépendent fortement de la nature du fond, mais aussi de la fréquence f . Elles dépendent donc de la longueur d'onde $\lambda = c/f$. Le tableau 1.2 présente le coefficient d'amortissement, la masse volumique et la vitesse du son pour certains types de roches [Jensen94, Lavergne86, Mari98].

Fréquence	10 Hz	100 Hz	1 kHz	10 kHz
α (dB/km)	$4 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	0.07	1

TAB. 1.1 : Coefficients d'amortissement α dans l'eau de mer en fonction de la fréquence.

Type de fond	Densité ρ (g/cm ³)	Vitesse c (m/s)	Amortissement α (dB/ λ)
Sable humide	1.9 - 2.1	1500 - 4000	0.8
Argile saturé	2.0 - 2.4	1100 - 2500	0.2
Calcaire	2.4 - 2.7	3500 - 6000	0.1
Basalte	2.7 - 3.1	5000 - 6000	0.1

TAB. 1.2 : Exemples de masse volumique, de vitesse du son et d'atténuation pour différents types de fond marin.

Pour prendre en compte l'amortissement dans le calcul des coefficients de réflexion et de transmission, on peut définir une vitesse du son complexe c_c dont la partie imaginaire traduit l'amortissement : $c_c = c_r - ic_i$. Dans l'équation de l'onde, le terme de propagation prend alors la forme :

$$\exp(-ikx) = \exp\left(-\frac{i\omega x}{c}\right) = \exp\left[-i\omega x \left(\frac{c_r + ic_i}{c_r^2 + c_i^2}\right)\right]. \quad (1.33)$$

On peut montrer [Jensen94] qu'il faut choisir c_r et c_i tels que c_r soit la vitesse du son dans le sédiment sans atténuation et $c_i \approx \alpha c_r / 54.58$ avec α exprimé en dB/ λ comme dans le tableau 1.2. Dans ce cas, la figure 1.3 change. En effet, le module de R n'est jamais égal à 1 pour $\theta_i < \theta_c$ et il y a toujours au minimum un léger déphasage pour $\theta_i > \theta_c$. On l'illustre sur la figure 1.4 en traçant les valeurs du coefficient de réflexion d'une interface eau/sable pour laquelle on a considéré une atténuation $\alpha = 0.8$ dB/ λ .

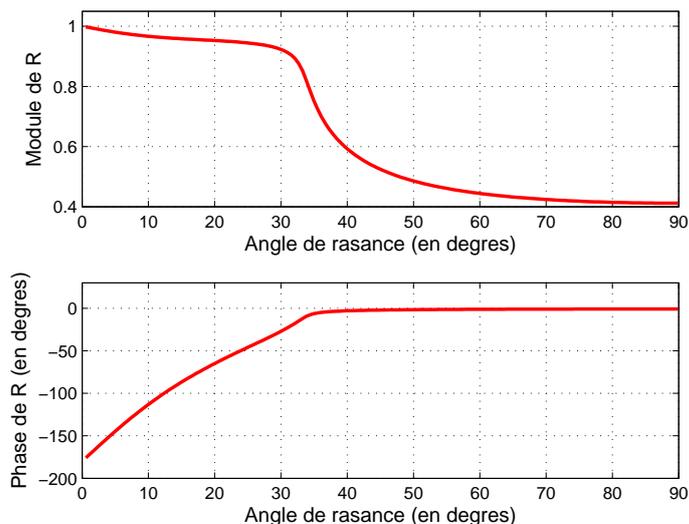


FIG. 1.4 : Coefficient de réflexion pour une interface eau/sable : modèle fluide/fluide et atténuation.

1.2.3 Importance de l'environnement océanographique

La propagation du son dans l'océan dépend principalement de la vitesse du son dans l'eau, qui dépend elle-même de l'environnement océanographique. La combinaison entre une colonne d'eau et un fond permet de définir un jeu de trajets acoustiques génériques décrivant la plupart des phénomènes de propagation dans l'océan.

1.2.3.1 La vitesse du son dans l'océan

La propagation du son dans la colonne d'eau est dictée par la vitesse du son. Cette dernière joue le même rôle que l'indice de réfraction en optique.

Les variations de la vitesse du son c dans l'océan sont relativement faibles. De manière générale, c varie entre 1450 et 1540 m/s. Cependant, de petites variations de c affectent significativement la propagation du son. C'est donc un paramètre qu'il est important de connaître. Il peut-être mesuré directement in situ en utilisant un appareil de mesure approprié, un vélocimètre, ou en utilisant des formules empiriques. Il est classique d'exprimer c en fonction de la température T , de la salinité S et de la profondeur z . La précision d'un vélocimètre moderne est d'environ 0.1 m/s. Il existe des formules empiriques ayant la même précision, mais leur formulation est lourde [Dushaw93].

Pour l'océan, on utilise classiquement la formule suivante [Clay77] :

$$c = 1449.2 + 4.6T - 0.055T^2 + 0.00029T^3 + (1.34 - 0.01T)(S - 35) + 0.016z, \quad (1.34)$$

où T est exprimé en degrés centigrades, S en pour-mille (‰) et z en mètres. On remarque que la vitesse du son est une fonction croissante des trois variables T , S et z . C'est une propriété intéressante pour expliquer l'allure de différents profils de célérité, i.e. la dépendance de la vitesse du son en fonction de la profondeur.

La forme des profils de célérité varie selon les régions du globe, mais aussi avec le temps et les saisons. Les plus grandes fluctuations se trouvent à la surface et sont principalement dues aux variations saisonnières et journalières de température et de salinité. La figure 1.5 présente un profil de célérité classique.

Dans la partie supérieure du profil, il existe une couche de mélange, brassée par les vagues et le vent, où la température est globalement constante. La célérité est alors minimale à la surface et augmente petit à petit avec la profondeur, parallèlement à la pression. Cependant, durant les saisons chaudes (ou les heures les plus chaudes de la journée), le soleil chauffe les eaux de surface. Cela introduit un gradient de température et implique une augmentation de la célérité en surface.

Sous cette couche de mélange se trouve la thermocline principale. La température y diminue avec la profondeur et induit une diminution de la célérité. A partir d'une certaine profondeur, la température se stabilise : on entre alors dans la couche isotherme profonde. La vitesse y suit les variations de la pression, et augmente quasi-linéairement.

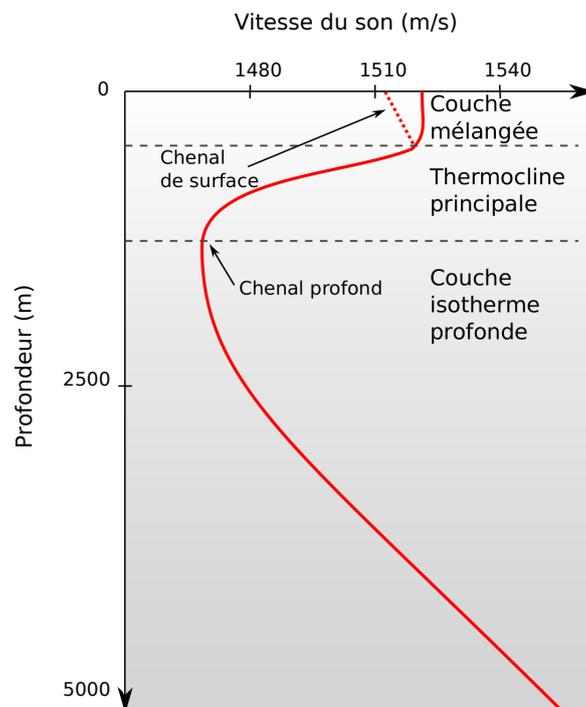


FIG. 1.5 : Profil de célérité classique.

1.2.3.2 Différents types de propagation

La figure 1.6 représente de manière schématique différents types de propagation dans l'océan. Ces différences sont dues aux profils de célérité (tracés en rouge sur la figure). Les flèches noires représentent des chemins acoustiques. La trajectoire de chaque chemin se comprend en utilisant la loi de Snell-Descartes [équation (1.29)] qui relie l'angle θ de l'onde (ou direction de propagation) à la vitesse locale du son c . Une conséquence directe de cette loi est que les trajectoires s'incurvent vers les régions de plus faible vitesse. On dit que le son est "piégé" dans les minima de célérité. Les alentours d'un minimum de célérité sont donc souvent appelés chenal de propagation. Les figures 1.5 et 1.6 présentent toutes deux des profils de célérités classiques à deux chenaux.

- Chemin A : la source se trouve dans la couche de mélange, non loin d'un minimum de célérité. L'angle d'émission est faible et le son est piégé dans le chenal de surface.
- Chemin B : la source se trouve dans le chenal profond. L'angle d'émission est faible et le son reste piégé dans le chenal profond.
- Chemin C : la source se trouve dans le chenal profond. L'angle d'émission est plus grand que pour le chemin B et le son remonte périodiquement rebondir à la surface. On appelle ce type de chemin une propagation avec des zones de convergence. C'est un phénomène périodique ($\simeq 35 - 70$ km) produisant des zones de forte intensité acoustique près de la surface. Le gradient positif de célérité pour les grandes profondeurs fait que le son remonte vers la surface avant de rencontrer le fond.
- Chemin D : la source se trouve dans le chenal profond et l'angle d'émission est très élevé. Les rayons rebondissent alors périodiquement au fond de l'océan puis à la surface.
- Chemin E : la source se trouve dans un milieu dit petit fond. Le son rebondit alors régulièrement sur la surface et sur le fond.

Lorsque le son rebondit sur une interface (fond ou surface), on dit qu'il est réfléchi. Lorsqu'il se courbe naturellement à cause du profil de célérité, on dit qu'il est réfracté. Par exemple, la propagation du chemin B est purement réfractée, alors que la propagation du chemin E est majoritairement réfléchi. L'étude de la propagation en utilisant ces trajets acoustiques est décrite par la théorie des rayons [Jensen94, Tolstoy87]. Cette théorie est basée sur une approximation haute fréquence, dont les détails ne nous intéressent pas dans notre contexte UBF. Cependant, une compréhension physique de ces phénomènes est nécessaire pour notre étude en grand fond (chapitre 4).

1.2.3.3 Grands fonds, petits fonds : deux milieux différents

La figure 1.6 montre que la propagation dépend du type d'environnement. De fait, les méthodes proposées en acoustique sous-marine dépendent :

- de la gamme de fréquence utilisée (notre étude se limitera aux UBF),
- de la configuration d'émission et de réception (simple capteur, antenne horizontale ou verticale...),
- du type d'environnement.

On distingue principalement deux types d'environnements : les environnements *petits fonds* et les environnements *grands fonds*. Les petits fonds correspondent au plateau

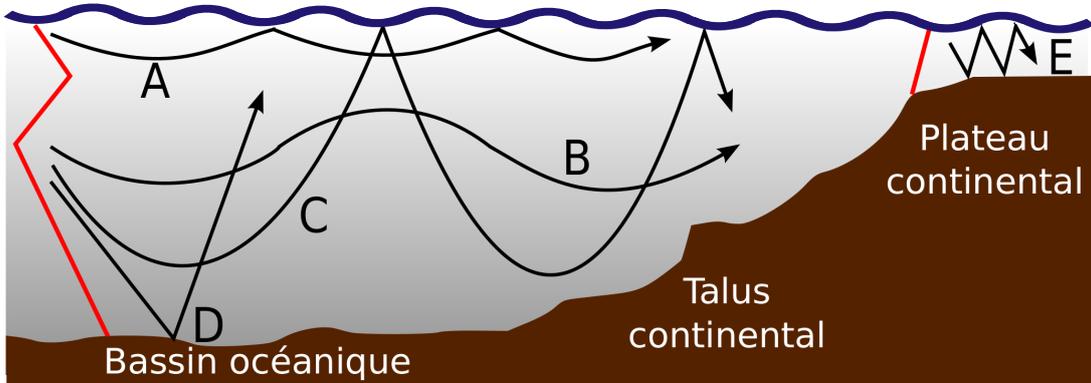


FIG. 1.6 : Représentation de différents chemins de propagation du son dans l'océan
 A : Chenal de surface; B : Chenal profond; C : Zone de convergence; D : Réflexion au fond; E : Petit fond.

continental et les grands fonds au bassin océanique. Le talus continental qui présente de rapides variations de profondeur est un cas particulier que nous n'aborderons pas ici. La distinction entre petits et grands fonds est fixée par le rapport entre la longueur d'onde du signal acoustique λ , la distance source/récepteur R et la profondeur de l'eau D . La démarcation entre les deux est donnée par la relation [Jensen94] :

$$D_l = \sqrt{\lambda R}. \quad (1.35)$$

Si la hauteur d'eau D est supérieure à D_l , l'environnement est dit *grand fond*. Au contraire si D est plus petit que D_l , l'environnement est dit *petit fond*. Comme montré par la figure 1.6, dans le cas petit fond les interactions avec le fond sont prépondérantes et ne peuvent donc être négligées. En revanche dans le cas grand fond, les interactions avec le fond sont beaucoup plus rares. Cette distinction est importante et donnera lieu à deux chapitres différents lors de notre étude.

1.3 La propagation modale guidée

1.3.1 Introduction à la théorie des modes

La propagation du son dans l'océan est modélisée mathématiquement par l'équation d'onde. Ses paramètres et conditions limites décrivent l'environnement océanique. Il existe cinq principaux types de modèles pour décrire la propagation océanique :

- la théorie des rayons [Keller78],
- l'intégration du nombre d'onde [Ewing57, Pekeris45],
- les équations paraboliques [Tappert77, Lee87],
- les méthodes par différences ou éléments finis [Forsythe60, Kuperman89],
- Les modes normaux [Pekeris45, Williams70].

Tous ces modèles prennent en compte la variabilité verticale (en profondeur) de l'environnement océanique. Certains permettent aussi de tenir compte d'une variation horizontale (en distance). Le choix du modèle à utiliser dépend évidemment de la configuration

d'étude (bande de fréquence et type de milieu). Dans notre cas d'étude UBF, le modèle le plus adapté est la propagation modale. Nous justifierons ce choix par la suite.

On considère généralement l'océan comme un guide d'onde possédant deux limites horizontales : la surface de l'eau et une limite virtuelle profonde, plus basse que ce que nous appelons communément le fond. On considère que ce guide d'onde ne varie pas horizontalement. On est donc en présence d'un milieu stratifié fini dans la direction verticale z et infini dans la direction horizontale r . Dans la suite, on travaillera donc toujours en coordonnées cylindriques (r, z) en supposant implicitement une invariance selon la troisième dimension. De plus, l'invariance horizontale du milieu va permettre de résoudre l'équation d'onde grâce à une séparation des variables. La solution à deux dimensions, r et z , sera alors le produit de deux ondes à une dimension. Intuitivement, on peut se douter que la solution sera composée d'ondes stationnaires verticalement et d'ondes propagatives horizontalement. Ce sont les ondes stationnaires en z que l'on appelle *fonctions modales*. Le pluriel dénote du fait que pour décrire le champ acoustique, on a besoin de plusieurs modes. Chaque contribution modale est une onde propagative horizontalement modulée en amplitude par une fonction modale. Le champ total est alors la somme des modes. La figure 1.7 illustre un tel phénomène : la courbe bleue de gauche représente une fonction modale et la courbe bleue de droite traduit la propagation horizontale.

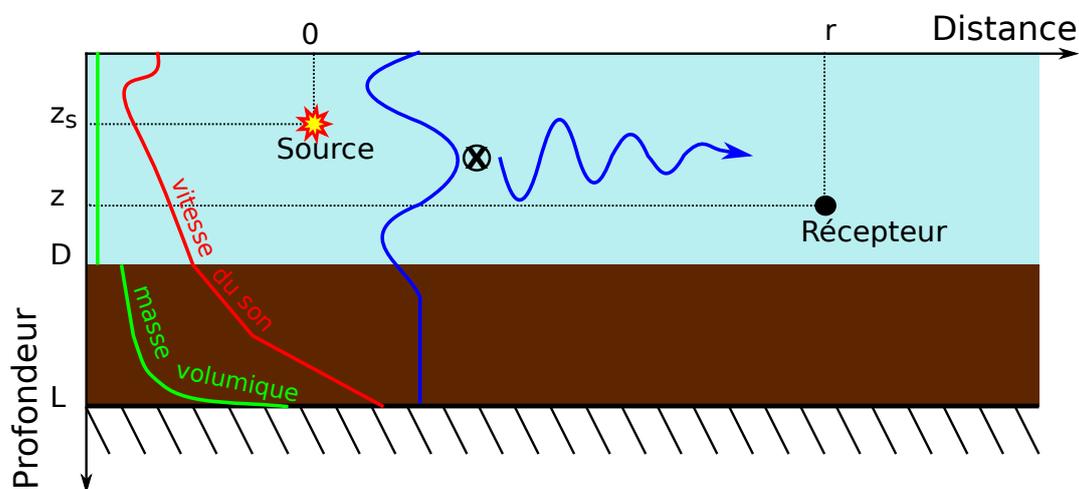


FIG. 1.7 : Illustration de la propagation modale dans un guide d'onde quelconque entre une source impulsionnelle et un unique capteur.

1.3.2 Cas général

On suppose être en présence d'une source ponctuelle, monochromatique de pulsation ω et positionnée en $(0, z_s)$. La vitesse du son c et la masse volumique ρ_t ne dépendent que de la profondeur z . La pression peut se noter $P = p(r, z)e^{i\omega t}$. On fait l'approximation classique que la masse volumique ne varie pas autour de son point d'équilibre. On s'intéresse alors uniquement à la masse volumique moyenne ρ_0 , et à partir de maintenant on supprime définitivement l'indice 0. L'équation d'onde (1.4) exprimée en coordonnées cylindriques,

appliquée à la quantité $p(r, z)$ et à laquelle on a ajouté le terme correspondant à la source devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \rho(z) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho(z)} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\omega^2}{c^2(z)} p = -\frac{\delta(r) \delta(z - z_s)}{2\pi r}. \quad (1.36)$$

En utilisant la technique de séparation de variables, on cherche une solution de la forme $p(r, z) = \Phi(r)\Psi(z)$, qui découple la propagation en une composante horizontale et une composante verticale. En l'intégrant dans l'équation précédente, puis en divisant par $\Phi(r)\Psi(z)$, on obtient alors une nouvelle équation d'onde :

$$\frac{1}{\Phi} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Phi}{dr} \right) \right] + \frac{1}{\Psi} \left[\rho(z) \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho(z)} \frac{d\Psi}{dz} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \Psi \right] = 0. \quad (1.37)$$

Chaque terme entre crochets dépend uniquement d'une seule variable d'espace : r ou z . La seule façon que la somme soit égale à zéro est que chaque terme soit constant. On note a une telle constante. Remarquons que a est inconnue et que rien ne prouve qu'elle soit unique. On note $\Phi_a(r)$ et $\Psi_a(z)$ un couple de fonctions solution de (1.37) associé à une constante a donnée. En égalant le deuxième terme à a , on obtient :

$$\rho(z) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\rho(z)} \frac{d\Psi_a(z)}{dz} \right] + \left[\frac{\omega^2}{c^2(z)} - a \right] \Psi_a(z) = 0. \quad (1.38)$$

Pour résoudre une telle équation, il faut fixer des conditions limites. On suppose alors que l'environnement est un guide d'onde de profondeur L dont la surface $z = 0$ est parfaitement réfléchissante et dont le fond $z = D$ est parfaitement rigide. Nous avons déjà vu que la condition de surface (parfaitement réfléchissante) est classique. La condition sur le fond suppose qu'à une certaine profondeur il existe une couche rigide semi-infinie. Cette condition n'est pas restrictive, puisqu'on peut supposer que la couche rigide se trouve infiniment loin : $L \rightarrow \infty$. C'est par exemple le cas dans le *guide de Pekeris*. Il existe aussi des cas simples où $L = D$: la couche rigide coïncide avec la profondeur de l'eau. C'est le cas pour le *guide parfait*. Nous étudierons ces deux guides en détail dans la prochaine section.

Dans le cas général, on a le jeu de conditions limites suivant :

$$\Psi_a(0) = 0 \quad , \quad \left. \frac{d\Psi_a}{dz} \right|_{z=L} = 0. \quad (1.39)$$

Le système d'équations (1.38) et (1.39) est un problème classique dit problème de Sturm-Liouville dont les propriétés sont connues [Stakgold79] :

- Il existe une suite ordonnée de réels $a_1 > a_2 > a_3 \dots > a_n > \dots \rightarrow -\infty$ solution pour la constante de séparation a . On appelle les a_i *valeurs propres* du problème. Notons que l'ordonnancement des a_i implique qu'il existe un rang N à partir duquel les valeurs propres sont négatives. De plus, pour une pulsation ω donnée, on a $\omega/c_{min} > a_1$, avec c_{min} la valeur minimale du profil de célérité.
- A chaque valeur propre a_i correspond une unique solution Ψ_i dite *fonction propre* du problème. La n -ième fonction propre s'annule exactement n fois dans $[0, L]$.

- Les fonctions propres forment une base orthonormale complète de l'espace des fonctions sur $[0, L]$:

$$\int_0^L \frac{\Psi_m(z)\Psi_n(z)}{\rho(z)} dz = \delta_{mn}, \quad (1.40)$$

où δ_{mn} est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si $m = n$ et vaut 0 sinon.

Les fonctions propres caractérisent la propagation verticale. Leur forme rappelle les modes de vibrations d'une corde vibrante, on les appelle donc fonctions modales. Comme les modes forment une base de l'espace des fonctions en z sur $[0, L]$, on peut réécrire la pression de la manière suivante :

$$p(r, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \Phi_m(r)\Psi_m(z). \quad (1.41)$$

En intégrant l'équation (1.41) dans l'équation (1.36) et en simplifiant le résultat grâce à l'équation (1.38), on obtient :

$$\sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Phi_m(r)}{dr} \right) \Psi_m(z) + a_m \Phi_m(r)\Psi_m(z) \right] = -\frac{\delta(r)\delta(z - z_s)}{2\pi r}. \quad (1.42)$$

On applique ensuite l'opérateur $\int_0^L (\cdot) \frac{\Psi_n(z)}{\rho(z)} dz$ à l'équation précédente. Grâce à la propriété d'orthogonalité donnée par l'équation (1.40), seul le n -ième terme de la somme ne s'annule pas, ce qui donne :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{d\Phi_n(r)}{dr} \right] + a_n \Phi_n(r) = -\frac{\delta(r)\Psi_n(z_s)}{2\pi r \rho(z_s)}. \quad (1.43)$$

Cette équation est une équation différentielle standard dont la solution est connue en terme de fonction de Hankel :

$$\phi_n(r) = \frac{i}{4\rho(z_s)} \Psi_n(z_s) H_0^{(1,2)}(\sqrt{a_n}r). \quad (1.44)$$

Cette équation caractérise la propagation horizontale. Le terme $\sqrt{a_n}$ se trouve en facteur de r dans l'argument de la fonction de Hankel. Il a donc pour unité m^{-1} et est homogène à un nombre d'onde horizontal. On décide alors de le noter $k_{rn} = \sqrt{a_n}$.

De plus, lorsque r est très grand, l'onde acoustique doit s'atténuer. On choisit donc comme solution de l'équation précédente la fonction de Hankel du premier ordre. En conclusion, on obtient la formule suivante pour la pression :

$$p(r, z) = \frac{i}{4\rho(z_s)} \sum_{m=1}^{\infty} \Psi_m(z_s)\Psi_m(z) H_0^{(1)}(k_{rm}r). \quad (1.45)$$

On peut également l'exprimer en utilisant l'approximation asymptotique de la fonction de Hankel, valable pour $rk_{rm} \gg 1$:

$$p(r, z) \simeq \frac{ie^{i\pi/4}}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi}} \sum_{m=1}^{\infty} \Psi_m(z_s)\Psi_m(z) \frac{e^{-irk_{rm}}}{\sqrt{rk_{rm}}}. \quad (1.46)$$

Dans la suite, nous utiliserons toujours cette dernière approximation. Aux distances considérées (toujours plus de quelques kilomètres), nous supposons que l'équation (1.46) est une égalité.

Modes propagatifs et modes évanescents

On a noté (dans la résolution du problème de Sturm-Liouville) qu'à partir d'un certain rang N , les valeurs propres k_{rm}^2 sont négatives. Cela signifie que le nombre d'onde horizontal k_{rm} est imaginaire pur. Le terme de propagation horizontale $e^{irk_{rm}}$ n'est donc plus oscillant mais décroît exponentiellement avec r . Les N premiers modes ayant un nombre d'onde réel sont dits propagatifs. Les modes suivants ayant un nombre d'onde imaginaire sont dits évanescents : ils s'atténuent rapidement avec la distance.

Direction de propagation d'un mode

Il est possible de définir la direction de propagation d'un mode propagatif de la manière suivante : plus son nombre d'onde k_{rm} est grand, plus un mode aura une direction de propagation horizontale. De manière plus précise, on peut aussi définir un nombre d'onde vertical k_{zm} caractérisant la propagation verticale. On a alors

$$\vec{k}_m = k_{rm}\vec{u}_r + k_{zm}\vec{u}_z, \quad (1.47)$$

avec $\|\vec{k}_m\| = k = \omega/c$.

Pour un profil de célérité $c(z)$, cette relation dépend de la profondeur. Cependant, on peut définir l'angle de propagation θ_m du mode m comme la direction du vecteur \vec{k}_m :

$$\theta_m = \pm \arcsin \frac{k_{rm}}{k} = \pm \arccos \frac{k_{zm}}{k} = \pm \arctan \frac{k_{rm}}{k_{zm}}. \quad (1.48)$$

Cet angle de propagation est défini par rapport à l'horizontale ; cette définition est cohérente avec celle des angles de la figure 1.2.

Même si le lien rigoureux entre propagation par rayons et modes est beaucoup plus complexe [Guthrie74b, Tindle74, Guthrie76, Kamel82], cette définition permet une compréhension intuitive des phénomènes de propagation modale. Remarquons d'ores et déjà que plus un mode est élevé, plus sa propagation sera verticale. Ceci est dû aux valeurs des k_{rm} qui sont classés par ordre décroissant.

Remarque concernant le choix du modèle de propagation

Nous avons vu que la propagation guidée implique que les modes ne sont propagatifs qu'à partir de leur fréquence de coupure. En d'autres termes, plus la fréquence diminue, plus le nombre de modes propagatifs est faible. Or de manière générale pour caractériser correctement la propagation à une distance raisonnable de la source (plus d'un kilomètre), on ne tient compte que des modes propagatifs. Le modèle de propagation modale est donc particulièrement adapté à notre cas UBF puisqu'il permettra le calcul d'un nombre limité de modes : pas plus d'une dizaine en milieu petit fond classique pour une fréquence maximale autour de 100 Hz.

1.3.3 Extension aux signaux large bande

Les calculs précédents supposent la présence d'une source monochromatique de pulsation ω . La pression reçue au point (r, z) dépend donc de la pulsation et peut-être notée $p(r, z, \omega)$. Cependant, nous souhaitons pouvoir étudier la propagation de signaux large-bande qui, de par leur diversité fréquentielle, nous permettront d'obtenir plus d'information. Pour cela, on considère le milieu de propagation comme un système linéaire et invariant en temps et en espace. On cherche à obtenir le signal reçu $y(r, z, t)$ en un point de l'espace (r, z) lorsqu'une source située en $(0, z_s)$ émet un signal $x(t)$ quelconque.

La transformée de Fourier (TF) du signal source est :

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt. \quad (1.49)$$

La TF $X(\omega)$ peut s'exprimer comme une somme infinie de signaux monofréquentiels. La pression $p(r, z, \omega)$ représente la fonction de transfert du milieu à la pulsation ω , et le spectre $Y(r, z, \omega)$ du signal reçu s'exprime alors, à la pulsation ω , par :

$$Y(r, z, \omega) = p(r, z, \omega)X(\omega) = QX(\omega) \sum_{m=1}^{\infty} \Psi_m(z_s)\Psi_m(z) \frac{e^{-irk_{rm}}}{\sqrt{rk_{rm}}}, \quad (1.50)$$

avec $Q = \frac{ie^{i\pi/4}}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi}}$ une constante dépendant de la profondeur de la source. On obtient finalement le signal reçu $y(r, z, t)$ par transformée de Fourier inverse de $Y(r, z, \omega)$:

$$y(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} Y(r, z, \omega)e^{i\omega t} d\omega. \quad (1.51)$$

1.3.4 Guides d'ondes particuliers

Le principal problème est de résoudre numériquement le système composé par les équations (1.38) et (1.39). En clair, il faut déterminer les fonctions modales et les nombres d'onde. Tant que le profil de célérité est arbitraire, il est impossible de lever l'indétermination. Par conséquent, on étudie classiquement des guides d'onde particuliers plus simples.

1.3.4.1 Guide parfait

Le guide parfait est le plus simple des guides d'onde. Il se compose d'une colonne d'eau de hauteur D dans laquelle la vitesse c et la masse volumique ρ sont constantes. La surface est parfaitement réfléchissante et le fond est parfaitement rigide. Les conditions limites sont alors :

$$\Psi_m(0) = 0, \quad \left. \frac{d\Psi_m}{dz} \right|_{z=D} = 0. \quad (1.52)$$

En conséquent, la solution de l'équation (1.38) est :

$$\Psi_m(z) = A_m \sin(k_{zm}z) + B_m \cos(k_{zm}z), \quad (1.53a)$$

$$k_{zm} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_{rm}^2}. \quad (1.53b)$$

On lève l'indétermination sur A_m et B_m en étudiant les conditions limites définies par l'équation (1.52). La condition en $z = 0$ impose $B_m = 0$. La condition en $z = D$ impose $A_m = \sqrt{2\rho/D}$ et

$$k_{zm} = \frac{(2m-1)\pi}{2D}. \quad (1.54)$$

Cela permet de remonter au nombre d'onde horizontal :

$$k_{rm} = \sqrt{k^2 - k_{zm}^2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{(2m-1)\pi}{2D}\right)^2}. \quad (1.55)$$

On peut aussi déterminer la forme des fonctions modales :

$$\Psi_m(z) = \sqrt{\frac{2\rho}{D}} \sin(k_{zm}z). \quad (1.56)$$

Fréquence de coupure d'un mode

De l'équation (1.55), on déduit que le nombre d'onde du mode m n'est réel qu'à partir d'une certaine fréquence f_{cm} , qui est la fréquence de coupure du mode m , telle que :

$$f_{cm} = \frac{(2m-1)c}{4D}. \quad (1.57)$$

En effet, si $f < f_{cm}$ alors $k_{rm}(f)$ est imaginaire et le mode est évanescent. On remarque que la fréquence de coupure est une fonction croissante du numéro du mode m . Cela confirme que plus la fréquence est basse, moins le nombre de modes propagatifs est grand. Cela nous avantage, puisque dans notre contexte UBF, nous pourrions caractériser la propagation avec un nombre réduit de modes.

Exemple concret

Nous considérons maintenant l'exemple d'un guide d'onde parfait modélisant de manière simple un environnement marin petit fond. On utilise les paramètres suivants :

- vitesse du son dans l'eau $c = 1500$ m/s,
- masse volumique de l'eau $\rho = 1000$ kg/m³,
- profondeur $D = 100$ m,
- fréquence de la source $f = 100$ Hz.

Dans ce cas, il y a 13 modes propagatifs. Les quatre premiers sont représentés sur la figure 1.8. On voit que le mode n s'annule bien n fois et que les conditions limites sont respectées : la pression est nulle en surface, et la vitesse (la dérivée de la pression) est nulle au fond.

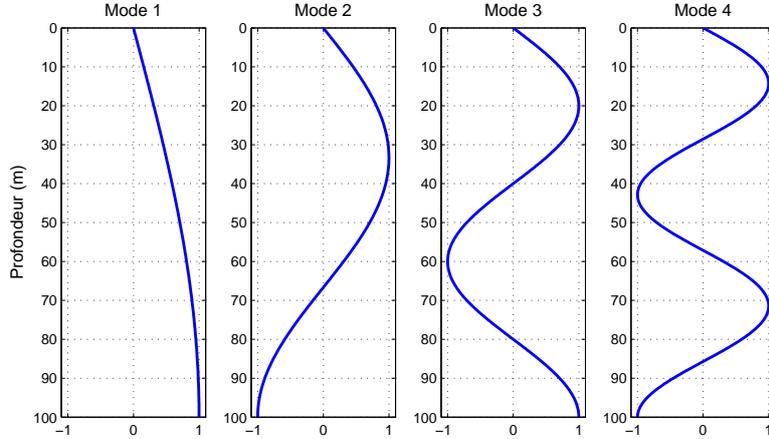


FIG. 1.8 : Quatre premières fonctions modales dans un guide d'onde parfait.

1.3.4.2 Guide de Pekeris

Le guide de Pekeris [Pekeris45] améliore la modélisation de l'environnement marin en faisant intervenir un fond fluide plus réaliste. Le guide de Pekeris est composé d'une colonne d'eau de hauteur D où la vitesse c_1 et la masse volumique ρ_1 sont constantes, et d'un fond fluide semi-infini de vitesse c_2 et masse volumique ρ_2 constantes. Un exemple de guide de Pekeris est illustré sur la figure 1.9. On peut faire le lien avec le guide d'onde quelconque présenté sur la figure 1.7 en supposant que le socle solide est infiniment loin : $L \rightarrow \infty$.

Il est possible de déterminer la forme générale des fonctions modales dans le guide de Pekeris de manière physique. Dans la colonne d'eau (milieu 1), la solution générale est donnée par l'équation (1.53a). Les conditions limites dans le milieu 1 imposent que la pression soit nulle à la surface $z = 0$ et que la pression et la vitesse soient continues à l'interface $z = D$. Comme dans le guide parfait, on a donc :

$$\Psi_m(z) = A_m \sin(k_{1zm}z) \quad \text{pour } z \in]0, D[. \quad (1.58)$$

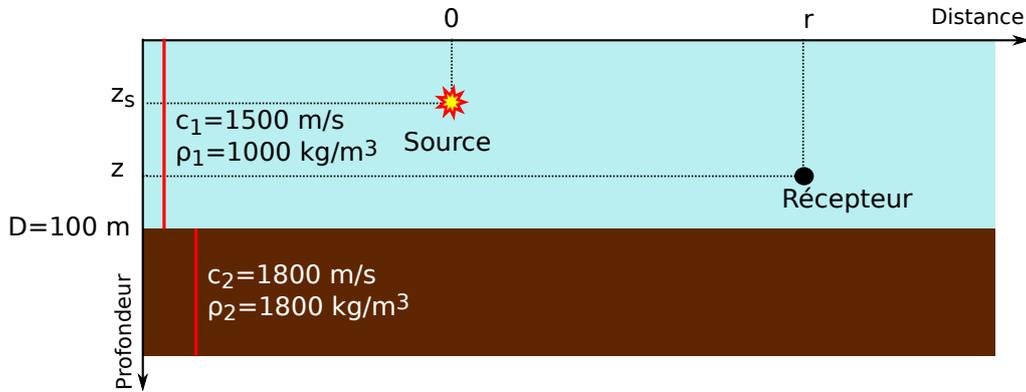
Pour des raisons de conservation d'énergie, la propagation verticale dans le fond doit être évanescence. La solution de l'équation (1.38) dans le milieu 2 est donc de la forme :

$$\Psi_m(z) = C_m e^{-k_{2zm}z} \quad \text{pour } z > D. \quad (1.59)$$

En conclusion, les modes sont sinusoidaux dans la colonne d'eau et décroissent de manière exponentielle dans le fond. Une étude plus approfondie des conditions limites permet de déterminer précisément tous les paramètres [Jensen94, Brekhovskikh03]. On obtient deux résultats fondamentaux :

1. Les fonctions modales dépendent de la fréquence $\Psi_m(\omega, z) = A_m(\omega) \sin(k_{zm}(\omega)z)$
2. Les nombres d'onde propagatifs s'expriment à la pulsation ω par :

$$\tan \left(D \sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2} \right) = -\frac{\rho_2}{\rho_1} \sqrt{\frac{\omega^2/c_1^2 - k_{rm}^2}{k_{rm}^2 - \omega^2/c_2^2}}. \quad (1.60)$$

FIG. 1.9 : *Guide de Pekeris.*

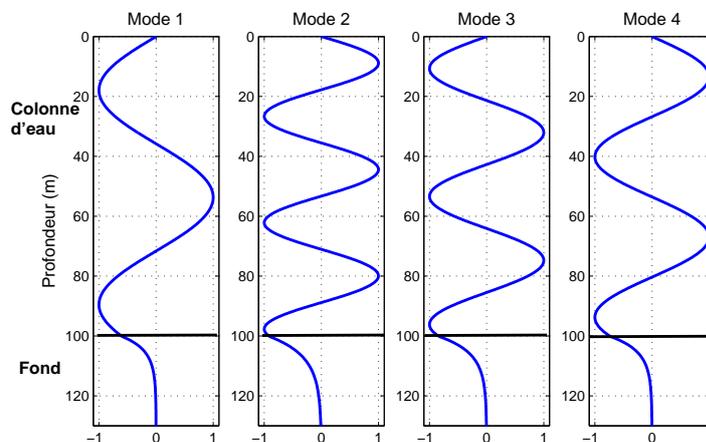
Fréquence de coupure d'un mode

Comme pour le guide parfait, l'équation (1.60) détermine un nombre fini M de modes propagatifs (pour lesquels k_{rm} est réel). Plus la fréquence augmente, plus M augmente. Pour un mode donné, lorsque la fréquence diminue, on atteint une limite f_{cm} à partir de laquelle k_{rm} devient complexe. Cela correspond à l'angle critique et n'arrive que si $c_2 > c_1$. Le mode est alors évanescent, et f_{cm} est la fréquence de coupure du mode m . De l'équation (1.60), on déduit que cette limite est atteinte lorsque $k_{rm} = \omega_{cm}/c$. En le réinjectant dans l'équation, on obtient :

$$f_{cm} = \frac{\omega_{cm}}{2\pi} = \frac{(2m-1)c_1c_2}{4D\sqrt{c_2^2 - c_1^2}}. \quad (1.61)$$

Exemple concret

Nous considérons maintenant l'exemple du guide de Pekeris présenté figure 1.9. Pour une fréquence de 100 Hz, il y a 7 modes propagatifs. Les quatre premières fonctions modales sont présentées figure 1.10.

FIG. 1.10 : *Quatre premières fonctions modales dans un guide de Pekeris.*

Les guides parfait et de Pekeris sont deux modèles classiques de l'environnement petit fond. Dans le cas du guide parfait, le champ de pression est décrit explicitement par une formule analytique. C'est donc sur ce modèle que se baseront nos méthodes de traitement du signal. Le guide de Pekeris est quant à lui plus réaliste mais plus compliqué. Seule une estimation des nombres d'onde est disponible via l'équation (1.60). Cependant, il est représentatif de la majorité des cas petits fonds réels. C'est donc le modèle que nous utiliserons pour construire nos méthodes d'estimation de l'environnement.

Le cas des grands fonds est différent : il n'est plus possible de considérer un profil de célérité constant (cf section 1.2.3.2). Nous allons donc maintenant étudier un cas grand fond classique : le profil de Munk.

1.3.4.3 Un modèle grand fond : le profil de Munk

Le profil de Munk [Munk74] est un profil de célérité idéalisé qui permet une bonne compréhension de la propagation modale en grand fond. Sa forme est donnée par :

$$c(z) = 1500[1 + 0.00737(\tilde{z} - 1 + e^{-\tilde{z}})] \quad , \quad \tilde{z} = \frac{2(z - 1300)}{1300}. \quad (1.62)$$

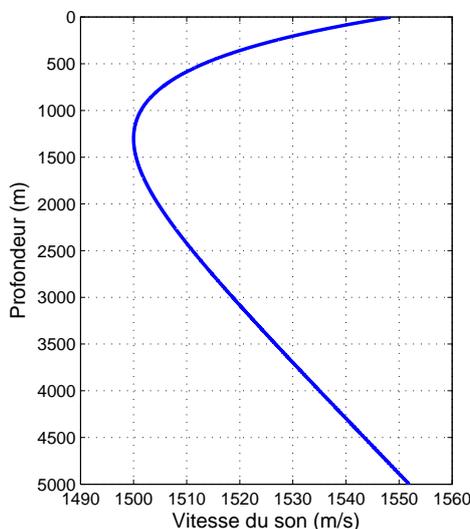


FIG. 1.11 : *Profil de célérité de Munk.*

Pour une colonne d'eau de 5000 m, la figure 1.11 présente le profil en question. On remarque un chenal profond autour de 1300 m. Il n'existe pas de méthode analytique pour obtenir la forme des modes. Nous utilisons donc le simulateur MOCTESUMA présenté dans la section 1.4 pour les calculer (on choisit un fond fluide avec une masse volumique de 1000 kg/m^3 et une célérité de 1600 m/s). Pour une fréquence de 20 Hz , il existe 141 modes propagatifs et la figure 1.12 montre les six premières fonctions modales. On remarque qu'elles ne sont pas parfaitement sinusoïdales mais que le mode N possède toujours N passages par zéro. De plus, les modes sont oscillants autour du minimum de célérité et

décroissent exponentiellement près de la surface et du fond. Comme prédit par la loi de Snell-Descartes, on retrouve le fait que le son est piégé dans le minimum de célérité. Il est aussi intéressant de remarquer que plus le numéro d'un mode est grand, plus il remplit la colonne d'eau (i.e. la taille de sa région oscillante est grande). En effet, nous avons déjà vu qu'un mode élevé a une propagation plus verticale qu'un mode faible. A contrario, les premiers modes ont une propagation quasi-horizontale et restent donc uniquement dans le chenal.

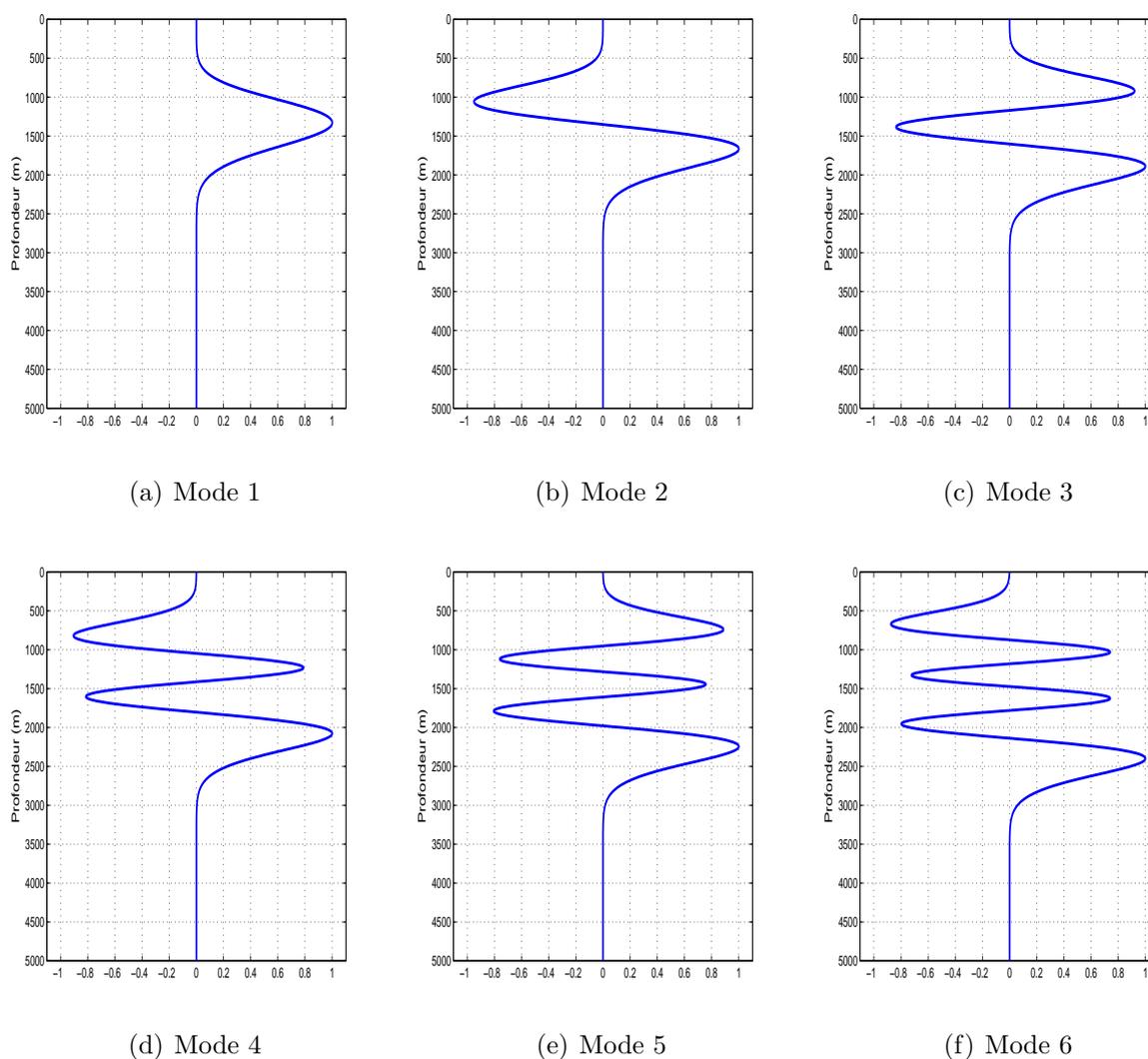


FIG. 1.12 : Six premières fonctions modales dans un guide de Munk.

1.3.5 Dispersion

La dispersion est une notion permettant de traduire le fait que différentes fréquences ne se propagent pas à la même vitesse. C'est le phénomène que nous analyserons et exploiterons dans toutes les méthodes proposées dans ce manuscrit. Dans les limites de

l'acoustique linéaire que nous avons considérées, la vitesse du son ne dépend pas de la fréquence. Dans un espace libre infini, la propagation acoustique n'est donc pas dispersive. Cependant les guides d'ondes, de par leur géométrie, provoquent de la dispersion. En effet, nous avons vu que même dans le cas simple du guide parfait, le nombre d'onde horizontal dépend de la fréquence. De manière générale, on appelle *relation de dispersion* la relation entre k_{rm} et ω . Cela nous amène à introduire les concepts de vitesse de phase et de groupe.

La vitesse de phase v_{pm} d'un mode est la vitesse horizontale d'un front d'onde et est définie par :

$$v_{pm} = \frac{\omega}{k_{rm}}. \quad (1.63)$$

La vitesse de groupe d'un mode v_{gm} est quant à elle la vitesse horizontale à laquelle se propage l'énergie d'un mode m . Pour la définir, on étudie la propagation d'un petit paquet d'onde formé d'une famille d'ondes planes voisines d'une onde centrale de pulsation ω_0 et de nombre d'onde horizontal k_0 . Formellement, le paquet est caractérisé par un potentiel $\phi(k_{rm}, \omega)$ qui est maximum en (k_0, ω_0) et non nul uniquement dans un petit voisinage de ce maximum. La phase des ondes planes monochromatiques constituant le paquet d'onde est :

$$\Phi(k_{rm}, \omega) = \omega t - r k_{rm}. \quad (1.64)$$

On considère que l'énergie du paquet se propage uniquement pour les ondes qui restent en phase, et que les autres interfèrent destructivement. C'est le principe de la *phase stationnaire*. En d'autre terme, la vitesse de groupe est la vitesse de ce qui reste en phase. Localement, autour de (k_0, ω_0) , les ondes qui interfèrent constructivement ont leur phase qui ne varie pas en fonction de k_{rm} et ω :

$$d\Phi(k_{rm}, \omega) = \frac{\partial\Phi(k_{rm}, \omega)}{\partial k_{rm}} dk_{rm} + \frac{\partial\Phi(k_{rm}, \omega)}{\partial \omega} d\omega = 0, \quad (1.65)$$

que l'on peut simplifier en $r dk_{rm} - t d\omega = 0$. Cela détermine la position du paquet d'onde étudié :

$$r = \frac{d\omega}{dk_{rm}} t. \quad (1.66)$$

Sa vitesse est alors :

$$v_{gm} = \frac{d\omega}{dk_{rm}}. \quad (1.67)$$

La vitesse de groupe ainsi définie est donc la vitesse de l'énergie pour une pulsation donnée. Nous verrons dans la section 1.5.2 que cette notion permet de localiser précisément les modes dans le plan temps-fréquence.

Cas des guides parfait et de Pekeris

La figure 1.13 présente les vitesses de phase et de groupe dans les guides parfait et de Pekeris. Les paramètres des guides sont les mêmes que ceux utilisés dans les exemples précédents. Tout d'abord, on remarque que la vitesse de groupe ne dépasse jamais la vitesse la plus rapide du milieu, ce qui est logique puisqu'elle représente la vitesse de propagation de l'énergie. Dans notre exemple, cette vitesse maximale est 1500 m/s dans

le cas du guide parfait, c'est la vitesse dans l'eau car les ondes ne peuvent pas pénétrer le fond. Dans le cas du guide de Pekeris, elle vaut 1800 m/s : c'est la vitesse du son dans le fond. En haute fréquence, les deux guides se comportent de la même manière. La direction de propagation des modes est quasi horizontale et la vitesse de groupe tend vers la vitesse du son dans l'eau. Dans le guide de Pekeris, lorsque les fréquences diminuent, les vitesses de groupe diminuent jusqu'à un minimum appelé *phase d'Airy*. En diminuant encore la fréquence, les vitesses de groupe augmentent jusqu'à atteindre la vitesse du son dans le fond ; lorsque la fréquence atteint la fréquence de coupure : la propagation est alors quasi horizontale. En pratique, il n'y a que très peu d'énergie entre la fréquence de coupure et la phase d'Airy. Nous négligerons donc souvent cette partie des courbes.

La vitesse de phase a un comportement différent. Elle peut être plus grande que la vitesse maximale du milieu. En effet, on s'intéresse ici à la vitesse de phase horizontale : un mode ayant une propagation quasi-verticale a une vitesse de phase apparente quasi-infinie. En petit fond, c'est le cas pour la partie basse fréquence de chaque mode.

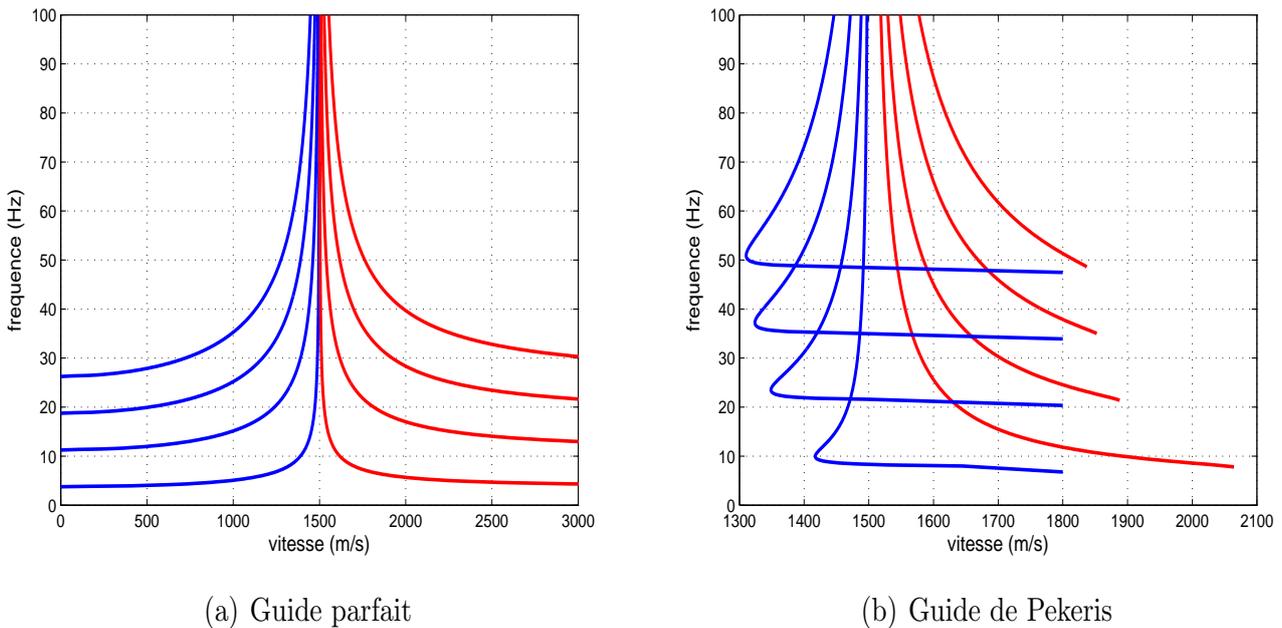


FIG. 1.13 : Vitesses de groupe (bleu) et de phase (rouge) des quatre premiers modes.

1.4 Outil de simulation : MOCTESUMA

Nous avons vu dans la section 1.3 qu'il n'existe pas d'expression analytique des fonctions modales dans un cas général. Pour simuler la propagation, il faut résoudre numériquement l'équation d'onde pour un environnement donné. Dans les cas simples du guide parfait et de Pekeris, ce n'est pas un problème. Lorsque le profil de célérité n'est plus constant comme en grand fond, il faut faire des approximations. Dans ce cas, nous utilisons l'outil de simulation MOCTESUMA [Cristol04, Fattaccioli06] fourni par Thalès

Underwater System dans le cadre d'un projet en collaboration avec la Délégation Générale de l'Armement : le REI "Études en localisation de sources UBF en acoustique sous-marine" [Lopatka09]. MOCTESUMA permet de calculer les différents paramètres modaux (nombres d'onde, fonctions modales, vitesses de groupe, atténuations) et de reconstruire le signal temporel reçu sur une antenne horizontale pour un signal émis large bande. Ce simulateur prend en compte les ondes de cisaillement dans le fond, un mouvement éventuel de la source ou du récepteur et permet également la définition d'un milieu variant en distance. Dans notre cas, nous supposons toujours que source et récepteur sont fixes, et que le milieu ne varie pas horizontalement.

1.4.1 Propagation verticale

L'hypothèse de départ de MOCTESUMA est que l'environnement peut se découper en tranches horizontales dans lesquelles l'indice de réfraction $n^2 = c_0^2/c(z)^2$ varie linéairement et la masse volumique ρ est constante. Dans ce cas, pour une fréquence donnée, la solution modale dans chaque tranche est exacte et est donnée par les fonctions d'Airy [Abramowitz72]. L'unicité de la solution est donnée par les conditions limites. Le système part de la surface où les conditions limites sont connues et détermine les fonctions modales tranche par tranche. La détermination des fonctions modales est donc exacte. Elle est déterminée pas-à-pas de la surface vers le fond en terme de fonctions d'Airy.

1.4.2 Propagation horizontale d'un signal à bande étroite

On étudie d'abord la propagation, pour un seul mode, d'un signal $s(t)$ à bande étroite centré autour de ω_0 . La TF $S(\omega)$ de $s(t)$ peut se noter $S(\omega) = \sigma(\omega - \omega_0)$ où $\sigma(\omega)$ est une fonction à support restreint au voisinage de 0. En calculant la TF inverse de $S(\omega)$, on peut décomposer le signal source en produit d'une modulation de fréquence ω_0 et d'une partie démodulée $s_0(t)$:

$$s(t) = TF^{-1}[\sigma(\omega - \omega_0)] \quad (1.68a)$$

$$= e^{i\omega_0 t} TF^{-1}[\sigma(\omega)] \quad (1.68b)$$

$$= e^{i\omega_0 t} s_0(t) \quad (1.68c)$$

Comme on suppose la source à bande étroite autour de ω_0 , on peut approcher le nombre d'onde horizontal k_r par un développement de Taylor au premier ordre :

$$k_r(\omega) \simeq k_r(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \left. \frac{\partial k_r}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} \quad (1.69)$$

En utilisant cette décomposition et l'expression du signal source donnée par l'équation

(1.68), le signal propagé s'exprime par :

$$y(t, r) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\omega - \omega_0) e^{i(\omega t - k_r r)} d\omega \quad (1.70a)$$

$$y(t, r) \simeq e^{i(\omega_0 t - k_r(\omega_0))} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\omega) e^{i\omega \left(t - r \frac{\partial k_r}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0}\right)} d\omega \quad (1.70b)$$

Le signal propagé apparaît donc comme une onde plane harmonique de fréquence ω_0 et de nombre d'onde $k_r(\omega_0)$, multipliée par une copie retardée du signal démodulé :

$$y(t, r) \simeq e^{i(\omega_0 t - k_r(\omega_0))} s_0 \left(t - r \frac{\partial k_r}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} \right) \quad (1.71)$$

Le signal démodulé se propage donc sans dispersion. Il est simplement retardé avec une vitesse de groupe $v_g = \left(\frac{\partial k_r}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0}\right)^{-1}$. La modulation porteuse se comporte comme une onde plane à laquelle on associe la vitesse de phase $v_p = \omega_0 / k_r(\omega_0)$. Cette méthode pour calculer la propagation horizontale introduit une unique approximation : le développement limité à l'ordre 1 de k_r .

1.4.3 Construction d'un signal temporel

On dispose maintenant d'un signal source large bande. On le décompose en plusieurs signaux à bande étroite auxquels on applique, mode par mode, le traitement précédent. La reconstruction du signal propagé se fait en sommant les contributions des différents modes. Enfin, le signal temporel complet est reconstruit par analyse de Fourier en combinant les différentes contributions à bande étroite.

1.4.4 Conclusion sur MOCTESUMA

MOCTESUMA simule la propagation océanique de manière précise, que ce soit en petit fond ou en grand fond. Sa force réside en deux points principaux :

- Une fois l'environnement modélisé en plusieurs couches horizontales (opération laissée libre à l'utilisateur), MOCTESUMA fournit une solution exacte pour les fonctions modales. C'est un avantage par rapport aux algorithmes classiques par différences finies qui échantillonnent les fonctions modales en fonction de la profondeur. En effet, comme ces fonctions oscillent par nature, un mauvais échantillonnage peut faire rater certaines oscillations. De plus, cette méthode permet de traiter en une seule fois de grands secteurs à variations lentes de célérité, fréquents en milieu océanique.
- La seule approximation apparaît dans la propagation horizontale où on effectue un développement de Taylor à l'ordre 1 du nombre d'onde horizontal. Cependant, cette grandeur varie naturellement peu dans une petite bande de fréquence, et le calcul permet donc une bonne modélisation de la propagation océanique.

Ce simulateur répond donc parfaitement à nos besoins. Il nous permet une simulation réaliste de la propagation même lorsque l'environnement est compliqué, comme c'est le cas en grand fond. Nous nous en servons particulièrement pour l'étude des grands fonds lors du chapitre 4. De plus, notre contexte UBF implique que le nombre de modes à calculer n'est pas trop grand. Le temps de calcul des simulations est alors raisonnable : de quelques heures à quelques jours selon l'environnement sur un ordinateur classique.

1.5 Représentation du signal reçu sur un seul capteur

1.5.1 Nécessité d'utiliser le temps-fréquence

Après avoir présenté la propagation modale et l'outil de simulation, nous présentons ici, pour le contexte de l'étude, la caractérisation des signaux reçus sur un seul ou très peu de capteurs. Le spectre du signal reçu par un capteur est donné par l'équation (1.50). Ayant vu que le nombre d'onde horizontal k_{rm} dépend de la fréquence, nous allons donc enregistrer sur ce capteur un signal à plusieurs composantes non stationnaires. Comme nous souhaitons être capable de séparer les modes (i.e. les composantes du signal), il semble judicieux d'utiliser des représentations temps-fréquence pour étudier nos signaux sous-marins.

1.5.1.1 Dispersion intermodale

Pour une fréquence donnée, deux modes ont des vitesses de groupe différentes. Supposons que l'on émette une fréquence f_0 pendant un laps de temps très court. Cette fréquence excite deux modes ayant des vitesses de groupe respectives $v_{g1}(f_0)$ et $v_{g2}(f_0)$. Après propagation sur une distance r , ces deux modes sont séparés en temps de $r(\frac{1}{v_{g1}(f_0)} - \frac{1}{v_{g2}(f_0)})$. Ce phénomène s'appelle la dispersion intermodale. Il tend à séparer les modes entre eux et nous est donc favorable. Remarquons d'ors et déjà que plus la distance est grande, plus les modes sont séparés. De plus en petit fond, la séparation entre deux modes augmente lorsque la fréquence diminue.

1.5.1.2 Dispersion intramodale

Pour un même mode, deux fréquences ont des vitesses de groupe différentes $v_{gm}(f_1)$ et $v_{gm}(f_2)$. Si ce mode est excité sur une large bande de fréquence, il va se déformer lors de la propagation. Ce phénomène s'appelle dispersion intramodale. La figure 1.14 illustre ce phénomène. Dans ce cas, on a $v_{gm}(f_1) > v_{gm}(f_2)$. De manière générale, la dispersion intramodale tend à étaler les signaux en temps et nous est défavorable pour séparer les modes.

1.5.1.3 Dispersion en général

Dans le cas des signaux sous-marins, les deux types de dispersion ont lieu en même temps. Deux modes séparés par la dispersion intermodale peuvent donc se chevaucher à nouveau à cause de la dispersion intramodale. Dans cette étude, nous travaillons à des

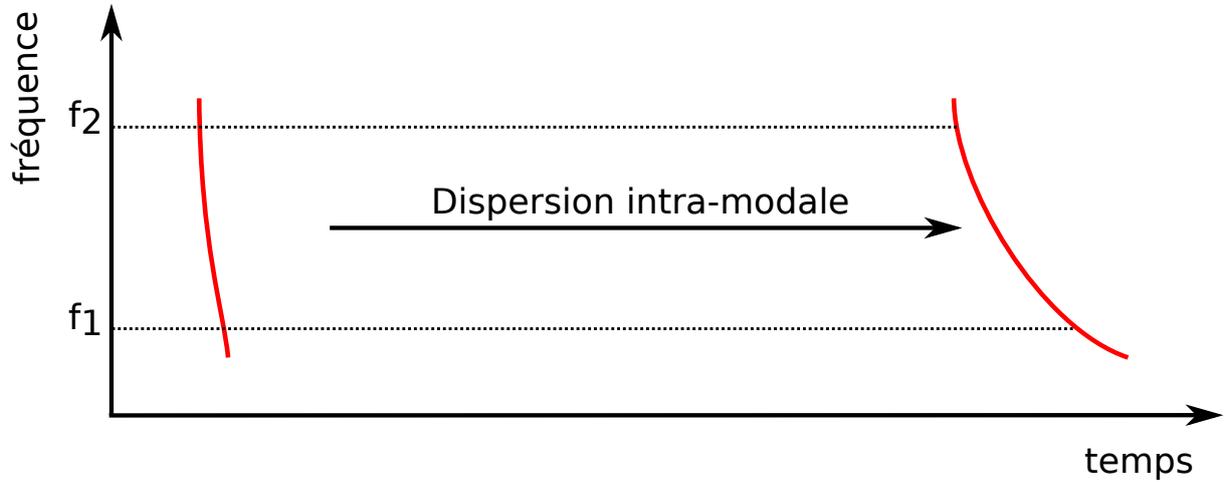


FIG. 1.14 : Illustration de la dispersion intramodale pour un unique mode.

distances de l'ordre de la dizaine de kilomètres pour lesquelles ce phénomène apparaît : les modes ne sont pas séparés en temps. De plus ils partagent une bande de fréquence commune car il existe une fréquence de coupure basse mais pas de fréquence de coupure haute. Il est donc nécessaire d'étudier les signaux reçus en temps-fréquence. La figure 1.15 présente le signal reçu dans un guide parfait (profondeur 100 m, vitesse du son 1500 m/s) après une propagation sur 5 km lorsque la source est parfaitement impulsionnelle. Les modes ne sont séparés ni en temps ni en fréquence. Par contre on peut les distinguer sur le spectrogramme (voir la section 2.1 pour des détails sur les représentations temps-fréquence).

1.5.2 Définition des Temps d'Arrivée des Modes et de la Représentation Temps-Fréquence Idéale Modale

Remarque préliminaire : dans cette section, pour toute fonction quelconque h dépendant notamment de la pulsation ω , on note $h'(\omega)$ la dérivée de h par rapport à ω .

La Distribution Temps-Fréquence Idéale (DTFI) est présentée dans [Stankovic94]. Son but est de localiser de manière discrète les différentes composantes d'un signal non stationnaire dans le plan temps-fréquence. Il est intéressant de voir comment elle s'applique dans le cas des modes. Considérons d'abord le cas d'un seul mode. Le spectre d'un mode peut se noter simplement :

$$M(\omega) = B_m(\omega)e^{i\Phi_m(\omega)}, \quad (1.72)$$

où d'après l'équation (1.50), $B_m(\omega)$ s'exprime en fonction de l'environnement et des fonctions modales, et varie lentement par rapport à la phase $\Phi_m(\omega) = -rk_{rm}(\omega)$. Le signal temporel $m(t)$ est obtenu par TF inverse de $M(\omega)$:

$$m(t) = \int_{-\infty}^{\infty} B_m(\omega)e^{i(\Phi_m(\omega)+\omega t)}d\omega \quad (1.73)$$

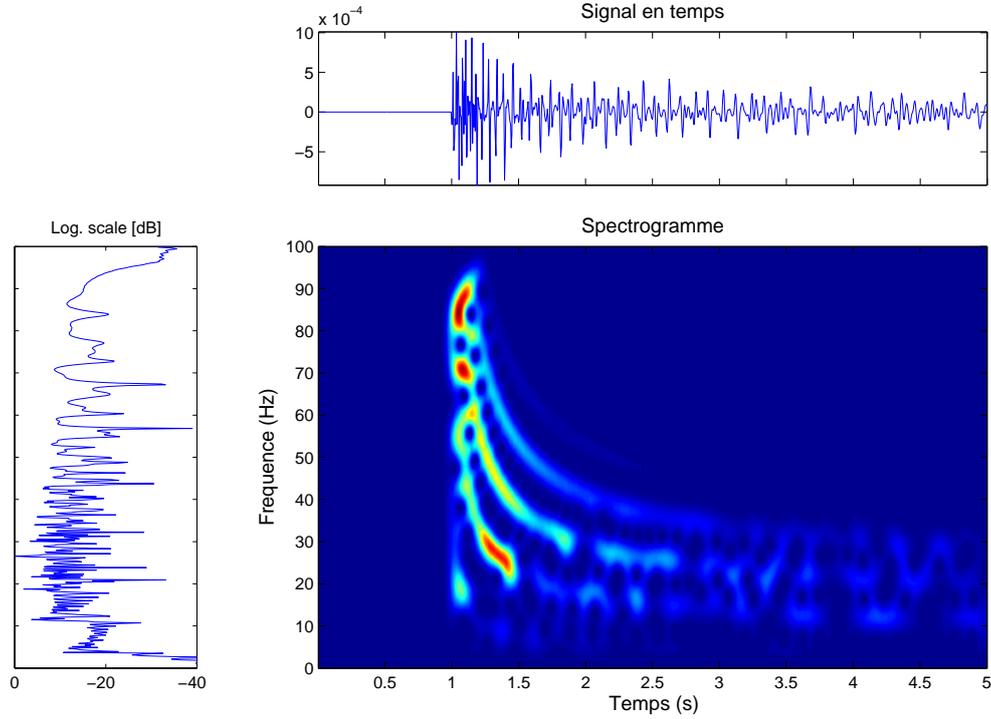


FIG. 1.15 : Différentes représentations du signal reçu dans un guide parfait : domaines temporel (en haut), fréquentiel (à gauche) et temps-fréquence (au centre).

On note $\varphi(\omega) = \Phi_m(\omega) + \omega t$ la phase de l'intégrande. Dans l'intégrale (1.73), seuls les voisinages des points tels que $\varphi'(\omega) = 0$ ont une contribution significative. En effet, l'intégration des oscillations rapides fournit une contribution négligeable car ces oscillations sont localement suffisamment symétriques pour s'annuler mutuellement. Seules les oscillations lentes, créant des disymétries marquées entre les arches positives et négatives, contribuent alors dans le calcul de l'intégrale. En effectuant l'approximation de la phase stationnaire, i.e. en ne considérant que les pulsations ω_0 telles que $\varphi'(\omega_0) = 0$, on peut approximer le signal temporel par : [Papoulis84, Guillemin90] :

$$m(t) \approx M(\omega_0) e^{j\omega_0 t} \sqrt{2\pi j / \Phi_m''(\omega_0)}. \quad (1.74)$$

Le calcul des points stationnaires ω_0 s'obtient par :

$$\varphi'(\omega_0) = 0 \Rightarrow t = -\Phi_m'(\omega_0). \quad (1.75)$$

L'équation (1.74) montre que le signal temporel ne dépend fréquemment que des points stationnaires ω_0 . L'équation (1.75) montre que l'instant d'arrivée de la pulsation ω_0 du mode m est $t_m(\omega_0) = -\Phi_m'(\omega_0)$.

De manière générale, on définit $t_m(\omega)$ comme étant le temps d'arrivée de la pulsation ω pour le mode m . En utilisant le fait que $\Phi_m(\omega) = -k_{rm}(\omega)r$, on trouve que les Temps d'Arrivées des Modes (TAM) sont liés aux vitesses de groupe v_{gm} par la relation suivante :

$$t_m(\omega) = r \frac{dk_{rm}}{d\omega} = \frac{r}{v_{gm}(\omega)}. \quad (1.76)$$

Remarque : les TAM ainsi définis lient de manière physique une pulsation et son temps d'arrivée. Cette notion existe en traitement du signal sous le nom de *retard de groupe*, et est souvent notée $\tau_g(\omega)$. Pour un mode m donné, les TAM sont les retards de groupe : $t_m(\omega) = \tau_g(\omega)$.

La Distribution Temps-Fréquence Idéale du mode m est définie telle que la densité spectrale $|M(\omega)|^2$ soit localisée uniquement au niveau des TAM [Stankovic94] :

$$DTFI_m(t, \omega) = |M(\omega)|^2 \delta[t - t'_m(\omega)] \quad (1.77)$$

où la fonction δ vaut 1 lorsque son argument est nul et vaut 0 sinon. On s'intéresse uniquement à la localisation temps-fréquence des modes et non à la valeur de l'énergie. On peut donc définir la Représentation Temps-Fréquence Idéale Modale (RTFIM) du mode m à partir de quantités ayant une signification physique et en supprimant le terme $|M(\omega)|^2$ correspondant à leur amplitude :

$$RTFIM_m(t, \omega) = \delta\left[t - \frac{r}{v_{gm}(\omega)}\right] \quad (1.78)$$

Ce résultat est valide pour tous les modes. La RTFIM du signal complet est alors la superposition des RTFIM de chaque mode. On peut le formaliser de la manière suivante :

$$RTFIM(t, \omega) = \sum_m \delta\left[t - \frac{r}{v_{gm}(\omega)}\right] \quad (1.79)$$

La figure 1.16 présente la RTFIM pour les guides parfait et de Pekeris pour une distance source/récepteur de 5 km. Elle présente bien les lieux d'existence des modes dans le plan temps-fréquence.

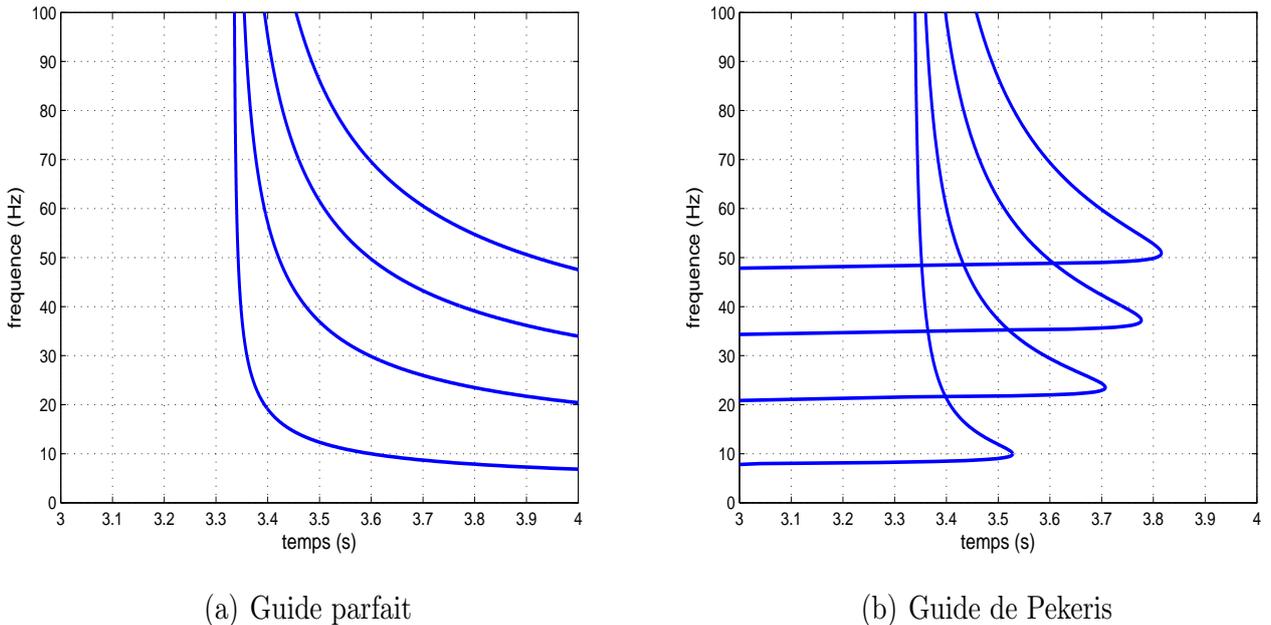


FIG. 1.16 : Représentation Temps-Fréquence Idéale Modale.

Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté les bases nécessaires à la compréhension des méthodes développées dans la suite de ce mémoire. Nous avons d'abord exposé les concepts élémentaires d'acoustique, puis les avons appliqués au milieu océanique pour en déduire les propriétés d'une onde acoustique dans l'océan. Cela nous a permis de distinguer deux milieux distincts : les petits et les grands fonds. Nous y avons décrit la propagation dans certains guides particuliers. Ces guides nous serviront de modèle pour construire nos algorithmes de traitement du signal et d'estimation de l'environnement décrits dans les chapitres 2 et 3.

Ce premier chapitre a également permis d'introduire le logiciel de simulation que nous utiliserons pour valider nos méthodes de localisation de sources en grand fond du chapitre 4. Enfin, nous avons montré l'importance de la dispersion en milieu océanique et montré la nécessité d'utiliser les représentations temps-fréquence pour analyser nos signaux. Le chapitre suivant présentera des méthodes de compensation de la dispersion pour une meilleure représentation et analyse des signaux enregistrés en petit fond.

Chapitre 2

Compensation de la dispersion sur un capteur

Sommaire

Introduction	47
2.1 Le temps-fréquence	48
2.1.1 Présentation	48
2.1.2 Le problème temps-fréquence	48
2.1.3 Décompositions atomiques	49
2.1.4 Les distributions d'énergie	51
2.1.5 Lien entre RTFIM et spectrogramme	61
2.2 Warming et propagation guidée	62
2.2.1 Introduction	62
2.2.2 Principe général du warming	63
2.2.3 Warming temporel adapté à la dispersion océanique	64
2.3 Warming fréquentiel	66
2.3.1 Définition	66
2.3.2 Implémentation : discrétisation de l'opérateur de déformation	67
2.3.3 Généralisation à un guide d'onde quelconque	72
2.3.4 Interprétation physique	72
2.4 Validation expérimentale du warming fréquentiel	73
2.4.1 Généralités sur les expériences en cuve	73
2.4.2 Première série d'expériences : fond acier	74
2.4.3 Deuxième série d'expériences : fond sable	78
2.4.4 Conclusion sur les expériences en cuve	83
2.5 Estimation du temps de trajet direct en petit fond	83
2.5.1 Méthode	84
2.5.2 Application sur données simulées	84
2.5.3 Application sur les données petites échelles	86
Conclusion	86

Introduction

Le second chapitre de ce mémoire concerne la représentation des signaux enregistrés après propagation. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la propagation UBF est dispersive et transforme les signaux émis. En s'appuyant sur notre connaissance de la propagation, ce chapitre propose des outils de traitement du signal pour représenter au mieux les signaux reçus, en particulier dans le cas de l'utilisation d'un unique capteur dans le contexte d'un environnement petit fond.

La première partie de ce chapitre constitue un rappel des méthodes classiques temps-fréquence. Un rapide tour d'horizon de ces méthodes nous permet d'introduire et de présenter plus en détail celles que nous utiliserons, tout en justifiant nos choix. En faisant le lien avec les représentations temps-fréquence idéales présentées à la fin du chapitre précédent, nous montrons que les méthodes temps-fréquence classiques ne suffisent pas pour représenter correctement le signal reçu.

Le seconde partie de ce chapitre présente des solutions pour améliorer la représentation du signal reçu sur un unique capteur. Nous nous intéressons principalement à un type de transformation qui permet de prendre en compte la physique de la propagation : les transformations dites de *warping*. Nous en présentons notamment une version développée par Le Touzé et al. [Le Touzé09] qui déforme l'axe temporel et concentre chaque mode autour d'une fréquence pure.

Dans une troisième partie, nous proposons un nouveau type de *warping* appliqué dans le domaine fréquentiel. Comme son pendant temporel, il s'appuie sur la physique de la propagation pour transformer le signal. En déformant l'axe fréquentiel, ce *warping* compense la dispersion intramodale et permet de transformer un mode donné en Dirac. Nous présentons d'abord ses aspects théoriques dans le domaine continu, puis son application aux signaux discrets. Enfin, nous expliquons plus en détail son interprétation physique.

La quatrième partie de ce chapitre se consacre à une validation expérimentale du *warping* fréquentiel. Cette validation s'appuie sur les résultats de deux séries d'expériences petites échelles réalisées en cuve ultrasonore au Marine Physical Laboratory en collaboration avec S. Walker, et au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille en collaboration avec J.P. Sessarego. Ces deux expériences sont réalisées dans des cuves remplies d'eau et permettent la réalisation d'un guide d'onde entre la surface de l'eau et un fond synthétique.

- la première expérience est assez simple : le fond est une barre en acier ;
- la deuxième expérience est plus réaliste : le fond est une couche de sable.

La dernière partie de ce chapitre présente une application directe du *warping* fréquentiel : l'estimation du temps de trajet direct d'un signal propagé. Cette méthode est basée sur le concept même du *warping* fréquentiel qui concentre un mode donné à un temps précis. Plusieurs validations de cette méthode sont proposées : tout d'abord sur des simulations, puis sur les données petites échelles enregistrées en cuve ultrasonore.

2.1 Le temps-fréquence

2.1.1 Présentation

Les signaux acoustiques enregistrés sur des hydrophones sont enregistrés dans le domaine temporel. La Transformée de Fourier (TF) est l'outil qui permet de passer dans le domaine fréquentiel. Les domaines temporel et fréquentiel permettent deux représentations duales de la même information :

- le domaine temporel fournit de manière immédiate des informations sur l'évolution de l'amplitude du signal au cours du temps. Il permet une datation des événements, mais ne fait pas apparaître directement la répartition fréquentielle de l'énergie.
- le domaine fréquentiel, quant à lui, fournit de manière immédiate des informations sur la distribution spectrale du signal : la distribution de l'énergie sur les diverses fréquences. En revanche, il ne fournit aucune information de datation.

Les signaux physiques que nous étudions sont dits non stationnaires : leurs propriétés varient au cours du temps, y compris leurs propriétés fréquentielles. On se retrouve donc face à un dilemme. Quel domaine de représentation choisir, puisque ni le domaine fréquentiel ni le domaine temporel ne permettent une représentation conjointe de l'information temporelle et fréquentielle ? L'*analyse temps-fréquence* [Flandrin93, Stankovic94] permet de remédier à ce problème. En effet, les représentations temps-fréquence donnent une distribution temporelle du contenu fréquentiel d'un signal (ou a contrario une distribution fréquentielle du contenu temporel d'un signal). A titre d'exemple, la musique est un signal non stationnaire par excellence, et les partitions musicales sont les premiers exemples de représentations temps-fréquence.

2.1.2 Le problème temps-fréquence

Il existe différentes méthodes temps-fréquence. Toutes présentent divers avantages et inconvénients, et il n'en existe pas une globalement meilleure que les autres. En effet, toutes souffrent d'une limitation intrinsèque : il est impossible de localiser précisément un signal conjointement en temps et en fréquence. On appelle ce phénomène l'*incertitude d'Heisenberg-Gabor* (ou incertitude temps-fréquence) [Gabor46, Folland97]. Il se traduit mathématiquement par l'inégalité

$$\Delta t \Delta f \geq \frac{1}{4\pi}, \quad (2.1)$$

où Δt est la durée du signal et Δf sa bande passante. Ainsi, on ne peut obtenir une fréquence pure (un Dirac en fréquence) si le signal n'est pas de durée infinie $\Delta f = 0 \Rightarrow \Delta t = \infty$. Réciproquement, un signal parfaitement impulsionnel (un Dirac en temps) possède nécessairement une bande de fréquence infinie $\Delta t = 0 \Rightarrow \Delta f = \infty$. Ce principe d'incertitude rappelle celui de la mécanique quantique [Wigner32]. Nous allons maintenant voir qu'il affecte les différentes représentations temps-fréquence. De manière non exhaustive, on peut séparer ces représentations en deux classes principales : les *décompositions atomiques*, également appelées *représentations linéaires*, et les *distributions d'énergie*.

Toutes les figures de ce manuscrit qui illustrent des représentations temps-fréquence sont, sauf mention contraire, tracées en échelle linéaire. Leur variation d'amplitude, présentée sur la figure 2.1, va du bleu (amplitude la plus faible) au rouge (amplitude la plus forte) en passant par le cyan, le jaune et l'orange. Les valeurs relatives de l'amplitude correspondant à cette échelle de couleur peuvent varier selon les figures. Par soucis de concision, nous ne précisons pas ces valeurs puisqu'elles sont pour nous sans importance particulière.

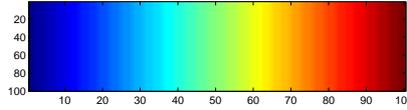


FIG. 2.1 : Echelle de couleur utilisée pour les représentations temps-fréquence : de l'amplitude la plus faible en bleu à l'amplitude la plus forte en rouge.

2.1.3 Décompositions atomiques

Les deux principales décompositions atomiques sont la transformée de Fourier à court terme et la transformée en ondelettes continue. Ces transformations sont linéaires, ce qui justifie leur seconde dénomination en tant que représentation linéaire.

2.1.3.1 La transformée de Fourier à court terme

Pour introduire une dépendance temporelle dans la TF, une méthode simple et intuitive consiste à fenêtrer un signal temporel $x(\tau)$ autour d'un temps particulier t et d'y calculer sa TF. En le faisant pour tous les temps, on construit la *Transformée de Fourier à Court Terme* (TFCT) du signal x [Allen77] :

$$TFCT_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h^*(\tau - t)e^{-i2\pi f\tau} d\tau, \quad (2.2)$$

où t et τ représentent la dépendance temporelle des signaux et f leur dépendance fréquentielle, $h(t)$ est une fenêtre d'analyse localisée autour de $t = 0$, et $*$ est l'opérateur de conjugaison des nombres complexes. Le fenêtrage autour du point d'analyse $\tau = t$ fait de la TFCT est une densité spectrale locale dépendant du temps t . Si la fenêtre h est d'énergie finie, on peut inverser la TFCT par :

$$x(t) = \frac{1}{E_h} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} TFCT_x(\tau, \xi)h(t - \tau)e^{i2\pi t\xi} d\tau d\xi, \quad (2.3)$$

avec $E_h = \int_{-\infty}^{\infty} |h(t)|^2 dt$. Cette relation montre que le signal x peut être décomposé en une somme pondérée de fonctions élémentaires, ou atomes :

$$h_{t,f}(\tau) = h(\tau - t)e^{i2\pi f\tau}. \quad (2.4)$$

Chaque atome est obtenu de la fenêtre initiale $h(t)$ par translation dans le temps et translation en fréquence (ou modulation), et l'ensemble des atomes forme un pavage régulier du plan temps-fréquence (voir figure 2.2(a)). Ces atomes étant soumis à l'incertitude temps-fréquence, ils possèdent un étalement dans le plan temps-fréquence. Par conséquent, la TFCT présente un étalement des termes utiles du signal.

On peut aussi définir la TFCT en utilisant $X(f)$, la TF de $x(t)$:

$$TFCT_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\xi)H^*(\xi - f)e^{i2\pi(\xi - f)t}d\xi. \quad (2.5)$$

où $H^*(f)$ est le conjugué de la TF de $h(t)$. Comme nos signaux acoustiques sont définis dans le domaine fréquentiel, cette dernière définition nous sera particulièrement utile.

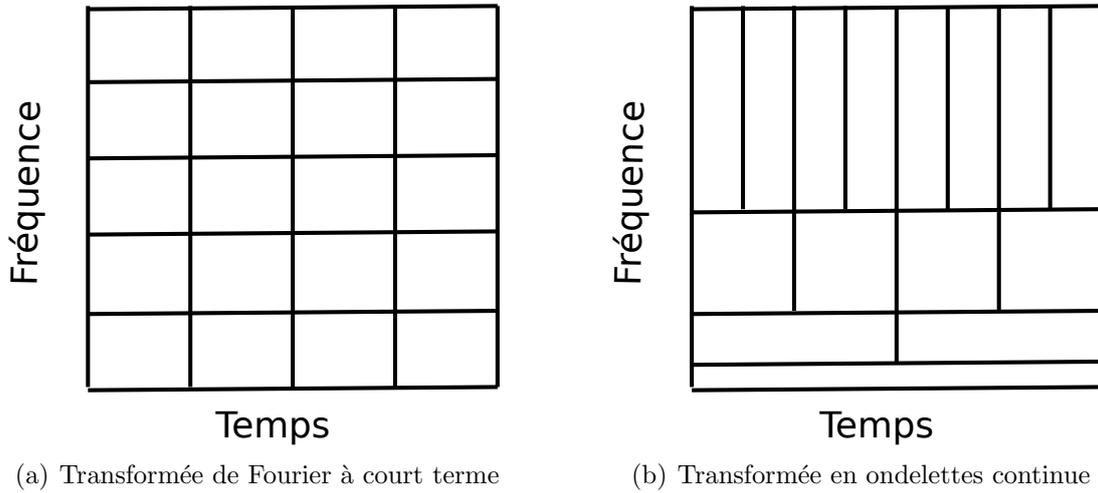


FIG. 2.2 : Pavages de décomposition.

2.1.3.2 La transformée en ondelettes continue

L'idée de la Transformée en Ondelettes Continue (TOC) est de projeter le signal à étudier $x(t)$ sur une famille de fonctions à moyenne nulle et à support limité : des *ondelettes* [Meyer92]. Chaque ondelette se déduit d'une fonction élémentaire $\Psi(\tau)$, l'*ondelette mère*, par translation et dilatation de cette dernière :

$$TO_x(t, a) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)\Psi_{t,a}^*(\tau)d\tau, \quad (2.6)$$

où t et τ représentent la dépendance temporelle des signaux et a leur échelle. La fonction $\Psi_{t,a}(\tau) = |a|^{-1/2}\Psi(\frac{\tau-t}{a})$ est l'ondelette déduite de $\Psi(\tau)$ par une translation temporelle autour du temps t et une mise à l'échelle d'un facteur a . Par définition, la TOC est plus une transformation temps-échelle que temps-fréquence. Cependant, pour une ondelette mère

localisée autour d'une fréquence f_0 (échelle $a = 1$), une interprétation temps-fréquence est possible grâce à la formule $f = f_0/a$.

La principale différence avec la TFCT est que la TOC ne segmente pas le plan temps-fréquence de la même façon. En effet, quand le facteur d'échelle a change, la durée et la largeur fréquentielle de l'ondelette changent de concert, tout en respectant l'incertitude temps-fréquence. La figure 2.2(b) présente le pavage temps-fréquence pour TOC. Aussi bien dans le cas de la TFCT que dans celui de la TOC, les atomes ont une aire minimale définie par l'incertitude temps-fréquence. Cependant, la forme des atomes change selon l'échelle dans le cas de la TOC.

2.1.4 Les distributions d'énergie

2.1.4.1 Définition

Le but des distributions d'énergie n'est plus de décomposer le signal sur une base d'atomes mais de distribuer son énergie le long des variables fréquentielle et temporelle. On sait que l'énergie E_x d'un signal est donnée par le module carré du signal $x(t)$ ou de sa TF $X(f)$:

$$E_x = \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |X(f)|^2 df. \quad (2.7)$$

On peut donc interpréter $|x(t)|^2$ et $|X(f)|^2$ comme des densités d'énergie, en temps ou en fréquence. Il est alors naturel de chercher une densité $\rho_x(t, f)$ dans le domaine joint temps-fréquence, telle que

$$E_x = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_x(t, f) dt df. \quad (2.8)$$

Nous allons maintenant présenter le spectrogramme et le scalogramme, deux distributions temps-fréquence particulières. Elles se déduisent des représentations atomiques précédemment présentées.

2.1.4.2 Spectrogramme et scalogramme

Définition du spectrogramme

Le spectrogramme S_x d'un signal x est défini comme le module carré de sa TFCT :

$$S_x(t, f) = |TFCT_x(t, f)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) h^*(\tau - t) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \right|^2. \quad (2.9)$$

Le spectrogramme est donc une distribution réelle et positive. En supposant la fenêtre d'analyse h d'énergie unitaire, le spectrogramme conserve bien l'énergie du signal. On peut ainsi interpréter $S_x(t, f)$ comme une mesure de l'énergie du signal contenue au point (t, f) .

Propriétés du spectrogramme

- *Covariance en temps et en fréquence* : le spectrogramme conserve les translations temporelles et fréquentielles. De manière générale, on dit qu'une distribution d'énergie $\rho_y(t, f)$ est covariante en temps et en fréquence si elle respecte les propriétés suivantes :

$$y(t) = x(t - t_0) \Rightarrow \rho_y(t, f) = \rho_x(t - t_0, f), \quad (2.10a)$$

$$y(t) = x(t)e^{i2\pi f_0 t} \Rightarrow \rho_y(t, f) = \rho_x(t, f - f_0). \quad (2.10b)$$

Le spectrogramme fait parti des distributions temps-fréquence bilinéaires qui sont covariantes par translation en temps et en fréquence. Cette classe s'appelle la classe de Cohen [Hlawatsch92a]. Nous la développerons plus en détail dans la suite.

- *Résolution temps-fréquence* : le spectrogramme étant défini comme le module carré de la TFCT, il possède les mêmes limites de résolution temps-fréquence que cette dernière. En particulier, il présente un étalement dans le plan temps-fréquence des structures du signal. C'est le principal inconvénient de cette représentation.
- *Structure d'interférence* : en temps que représentation quadratique, le spectrogramme de la somme de deux signaux n'est pas la somme des deux spectrogrammes individuels. Il existe un terme d'interférence, c'est le principe de superposition quadratique. En effet, si un signal $y(t) = x_1(t) + x_2(t)$ est la somme de deux signaux x_1 et x_2 , alors

$$S_y(t, f) = S_{x_1}(t, f) + S_{x_2}(t, f) + 2\mathcal{R}[S_{x_1x_2}(t, f)], \quad (2.11)$$

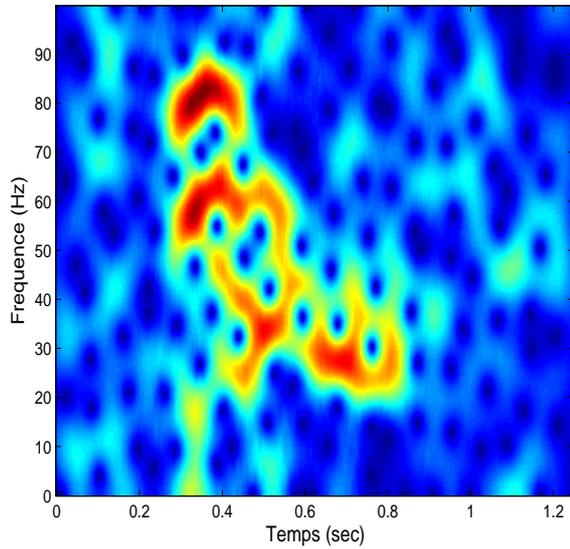
où $S_{x_1x_2}(t, f) = TFCT_{x_1}(t, f)TFCT_{x_2}^*(t, f)$ est le spectrogramme croisé de x_1 et x_2 et $\mathcal{R}[S_{x_1x_2}(t, f)]$ sa partie réelle. Ainsi le spectrogramme, comme toutes les représentations quadratiques, présente des termes d'interférence. Cependant, on peut montrer [Hlawatsch91] que ces interférences sont restreintes aux régions du plan temps-fréquence où existent déjà les spectrogrammes $S_{x_1}(t, f)$ et $S_{x_2}(t, f)$. En conclusion, si les composantes $x_1(t)$ et $x_2(t)$ sont suffisamment distantes pour que leur spectrogramme ne se chevauche pas, les termes d'interférence sont nuls. C'est l'avantage majeur du spectrogramme.

La figure 2.3 présente les spectrogrammes de données simulées et expérimentales correspondant à la propagation d'ondes UBF en milieu petit fond. La figure 2.3(a) présente des données simulées dans un guide de Pekeris avec un Rapport Signal à Bruit (RSB) de 5 dB et la figure 2.3(b) présente des données réelles enregistrées en Mer du Nord. Il n'y a pas d'interférence entre les modes, mais chaque mode est étalé dans le plan temps-fréquence et il n'est pas évident de les discerner les uns des autres.

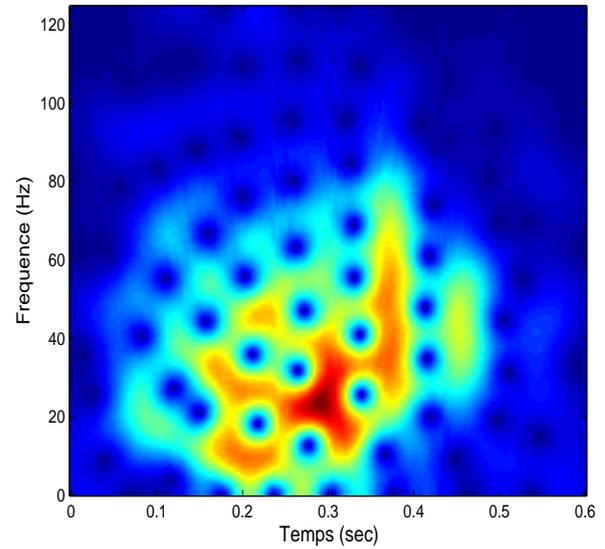
Définition du scalogramme

De manière analogue au spectrogramme, on peut définir le scalogramme T_x d'un signal x comme étant le module carré de la TOC :

$$T_x(t, f) = |TO_x(t, a)|^2. \quad (2.12)$$

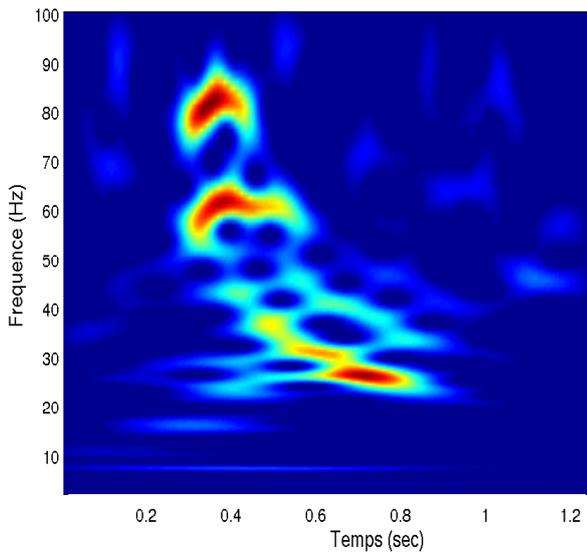


(a) Guide de Pekeris (RSB=5 dB)

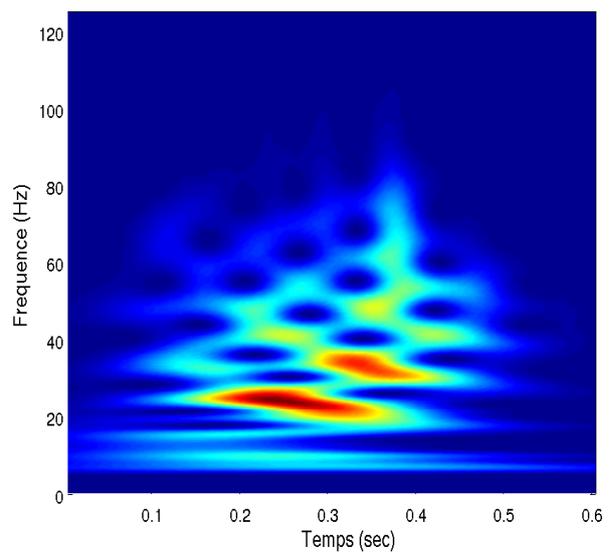


(b) Données Mer du Nord

FIG. 2.3 : Spectrogrammes de données sous-marines UBF.



(a) Guide de Pekeris (RSB=5 dB)



(b) Données Mer du Nord

FIG. 2.4 : Scalogrammes de données sous-marines UBF.

Tout comme le spectrogramme, le scalogramme conserve l'énergie du signal

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_x(t, a) dt \frac{da}{a^2} = E_x. \quad (2.13)$$

La résolution temps-fréquence du scalogramme est la même que celle de la TOC, elle est dictée par l'étalement des atomes de décomposition. Classiquement, on choisit comme atomes une base *dyadique* : les facteurs d'échelle sont multipliés par 2 à chaque changement d'échelle et l'ondelette associée devient deux fois plus courte en temps. C'est le cas sur la figure 2.2(b) où le pavage reflète ce phénomène. Ce type de représentation est adapté pour certains signaux qui requièrent intrinsèquement un besoin de changement d'échelle. Ce n'est pas le cas de nos signaux d'acoustique sous-marine. En effet, les scalogrammes présentés sur la figure 2.4 sont issus des mêmes données que celles utilisées pour la figure 2.3, et n'apportent pas de réelle amélioration pour la séparation des modes.

2.1.4.3 La classe de Cohen

Le spectrogramme et le scalogramme sont deux distributions d'énergie temps-fréquence classiques. Il existe cependant de nombreuses autres façons de définir des distributions ayant les propriétés requises de conservation de l'énergie. On peut donc imposer des contraintes supplémentaires à la distribution $\rho_x(t, f)$ pour qu'elle satisfasse d'autres propriétés désirables. On souhaite souvent obtenir des distributions qui, comme le spectrogramme, sont covariantes. En imposant cette condition, i.e. en imposant aux distributions de respecter l'équation (2.10), on définit la classe de Cohen.

Le spectrogramme que nous avons précédemment présenté appartient à la classe de Cohen car il est bilinéaire et est covariant en temps et en fréquence. Nous allons maintenant présenter la *distribution de Wigner-Ville*, une des distributions temps-fréquence de la classe de Cohen les plus classiques.

La distribution de Wigner Ville

La distribution de Wigner-Ville (DVW) d'un signal $x(t)$ est définie par [Wigner32, Ville48] :

$$W_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t + \tau/2) x^*(t - \tau/2) e^{-i2\pi f\tau} d\tau. \quad (2.14)$$

Alternativement, on peut la définir en utilisant la TF $X(f)$ de $x(t)$:

$$W_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f + \xi/2) X^*(f - \xi/2) e^{i2\pi\xi t} d\xi. \quad (2.15)$$

L'équation (2.14) peut-être vue comme la TF d'une autocorrélation locale [Mark70] du signal autour du temps t . Elle possède de nombreuses propriétés désirables [Flandrin93] parmi lesquelles :

- *Conservation de l'énergie* : la DWV conserve l'énergie et respecte donc l'équation (2.8).
- *Covariance par translation* : la DWV appartient à la classe de Cohen, elle est donc covariante par translation en temps et en fréquence. C'est la propriété (2.10).
- *Propriétés marginales* : la densité spectrale d'énergie et la puissance instantanée s'obtiennent à partir de la DWV grâce aux propriétés marginales :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho_x(t, f) dt = |X(f)|^2 \quad (2.16a)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho_x(t, f) df = |x(t)|^2. \quad (2.16b)$$

Ainsi, lorsqu'on intègre la distribution d'énergie temps-fréquence selon le temps (respectivement la fréquence), on obtient la distribution spectrale (respectivement temporelle) d'énergie.

- *Valeurs réelles* : la DWV est toujours réelle.
- *Localisation parfaite des modulations linéaires de fréquence* : si on considère une modulation linéaire de fréquence $x(t) = \exp[j2\pi(f_0 + 2\beta t)t]$, alors sa DWV est parfaitement localisée dans le plan temps-fréquence :

$$W_x(t, f) = \delta(f - (f_0 + \beta t)). \quad (2.17)$$

- *Unitarité* : la DWV est une transformation unitaire. Elle conserve le produit scalaire du domaine temporel vers le domaine temps-fréquence [Flandrin93]

Cependant, la DWV présente aussi deux inconvénients majeurs. Les valeurs de la distributions sont réelles mais peuvent être négatives. Cela pose un problème pour l'interprétation de la DWV en temps que distribution de l'énergie du signal. De plus la DWV, en tant que distribution quadratique, présente des termes d'interférence donnés par une relation identique à la relation (2.11). La DWV croisée est alors :

$$W_{x_1 x_2}(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(t + \tau/2) x_2^*(t - \tau/2) e^{-i2\pi f \tau} d\tau. \quad (2.18)$$

Dans le cas de la DWV, ces interférences inter-structures ne sont jamais nulles, et viennent se positionner à mi-distance entre x_1 et x_2 . Ce phénomène crée également des interférences intra-structure dans le cas d'une structure non linéaire. Ces deux types d'interférences sont des phénomènes oscillatoires dont les propriétés dépendent de la distance entre les structures et de leur forme. Ils sont gênants car ils peuvent venir se superposer à une autre partie utile du signal.

Dans le cas de nos signaux UBF sous-marins, les modes ont des structures non-linéaires dans le plan temps-fréquence. La DWV d'un unique mode est donc perturbée par des interférences intra-structures. De plus en UBF, un canal de propagation classique implique plusieurs modes. Des interférences inter-structures (entre modes) s'ajoutent donc aux

interférences intra-structures. Ce phénomène est illustré sur la figure 2.5 qui montre des données simulées dans un canal de Pekeris non bruité. Dans un premier temps, seule la propagation du mode 2 est simulée et sa DWV est présentée figure 2.5(a) pour illustrer le phénomène d'interférences intra-structure. Dans un deuxième temps, la DWV du signal complet comprenant 5 modes est calculée. Le résultat se trouve sur la figure 2.5(b) et illustre le double phénomène d'interférences inter et intra-structures. Les modes y sont difficilement discernables. Ce type de représentation n'est donc pas adapté pour les signaux acoustiques UBF propagés en petit fond, et nous ne présenterons pas d'illustration sur des signaux bruités pour lesquels la DWV ne présente aucun intérêt.

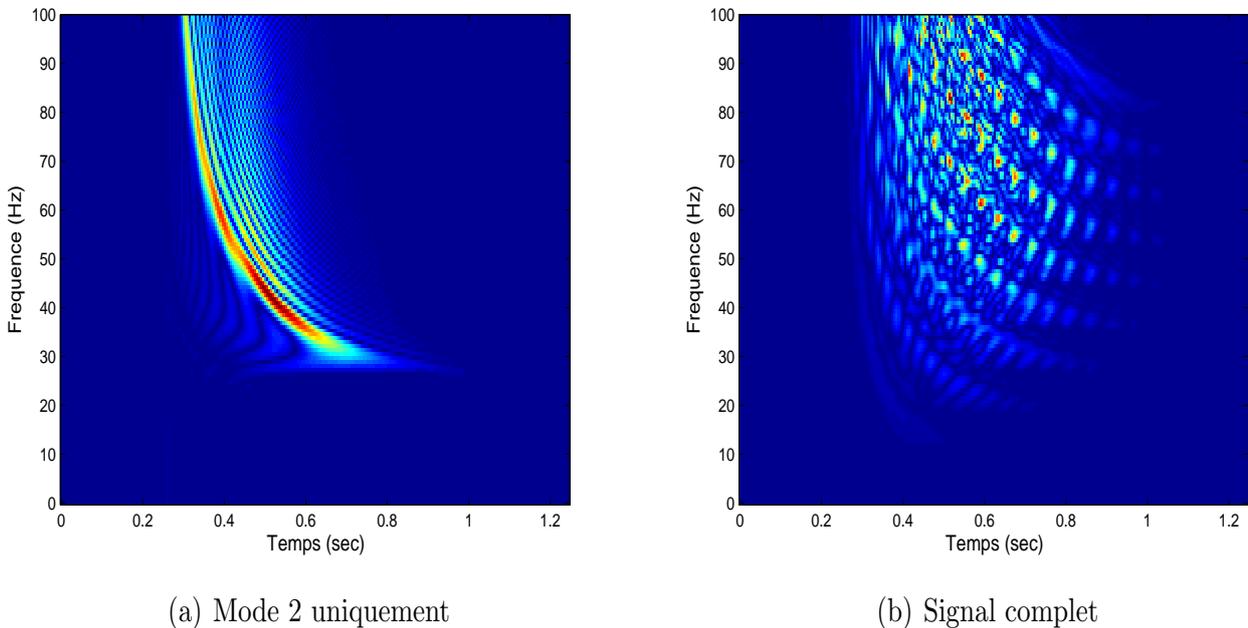


FIG. 2.5 : *Distribution de Wigner Ville pour un guide de Pekeris non bruité.*

Il y a donc un compromis à faire entre la quantité d'interférences et le nombre de propriétés avantageuses des transformations. La DWV et le spectrogramme correspondent aux deux extrêmes :

- e spectrogramme élimine toutes les interférences, mais possède peu d'autres propriétés intéressantes. Notamment, sa résolution temps-fréquence est pauvre, même pour une unique structure simple ;
- la DWV est la distribution de la classe de Cohen qui possède le plus de propriétés intéressantes. Notamment, elle localise parfaitement les structures linéaires. En contre partie, elle fait apparaître de nombreuses interférences intra et inter-structures, et n'est donc pas adaptée pour l'étude de la propagation sous-marine en UBF.

Pseudo distribution de Wigner Ville

Le calcul de la DWV, donné par l'équation (2.14), requiert la connaissance de l'auto-corrélation locale $x(t + \tau/2)x^*(t - \tau/2)$ pour $\tau = -\infty$ à $\tau = +\infty$, ce qui est un problème en pratique. On apodise souvent cette autocorrélation et on obtient alors une nouvelle

distribution, dite pseudo distribution de Wigner Ville (PDWV) :

$$PW_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau)x(t + \tau/2)x^*(t - \tau/2)e^{-i2\pi f\tau} d\tau. \quad (2.19)$$

Cela revient à lisser la DWV en fréquence, En effet, si $h(\tau)$ est factorisable selon $h(\tau) = h^*(\tau/2)h(-\tau/2)$ alors :

$$PW_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f - \xi)W_x(t, \xi)d\xi, \quad (2.20)$$

où $H(f)$ est la TF de $h(t)$. La PDWV est donc une analyse à court terme, ce qui la rapproche du spectrogramme, tout en gardant l'esprit de la DWV. Ainsi, de par leur caractère oscillant, les interférences sont atténuées dans la PDWV par rapport à la DWV. On illustre ce phénomène sur la figure 2.6 : une comparaison avec la figure 2.5 montre que certaines interférences ont disparu au détriment d'un certain étalement des structures propres. On est donc dans un cas intermédiaire entre le spectrogramme et la DWV. Il en existe de nombreux autres qui font partie de la classe de Cohen. Nous allons maintenant donner quelques détails généraux sur cette classe.

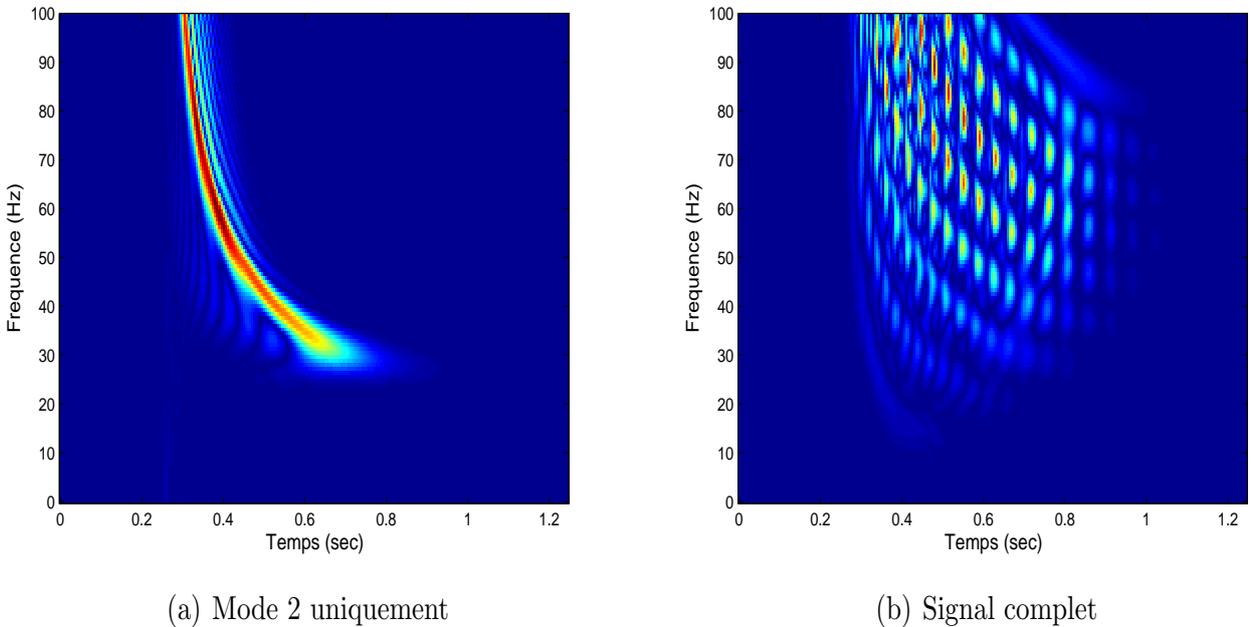


FIG. 2.6 : *Pseudo Distribution de Wigner Ville pour un guide de Pekeris non bruité.*

Généralité sur la classe de Cohen

Parmi toutes les propriétés des distributions temps-fréquences, la covariance en temps et en fréquence est une des plus importantes. Elle garantit que si le signal est retardé en

temps ou modulé en fréquence, sa distribution temps-fréquence est translatée de la bonne quantité dans le plan temps-fréquence. On peut montrer que la classe des distributions temps-fréquence qui respecte cette propriété de covariance, la classe de Cohen, possède l'expression générale suivante :

$$C_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi\xi(s-t)} h(\xi, \tau) x(s + \tau/2) x^*(s - \tau/2) e^{-i2\pi f\tau} d\xi ds d\tau, \quad (2.21)$$

où $h(\xi, \tau)$ est une fonction à deux dimensions appelée *fonction de paramétrisation*. Elles peuvent aussi être décrites par

$$C_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(s - t, \xi - f) W_x(s, \xi) ds d\xi, \quad (2.22)$$

où $H(s - t, \xi - f)$ est la TF 2D de la fonction de paramétrisation h .

Lorsque $H(t, f) = \delta(t)\delta(f)$, la fonction de paramétrisation est unitaire $h(\xi, \tau) = 1$ et la distribution correspondante est la DWV. Lorsque H est une fonction de lissage, l'équation (2.22) permet de considérer C_x comme une version lissée de la DWV. En conséquence, une telle distribution atténue les interférences.

Cette représentation unifiée possède plusieurs avantages :

- en jouant sur la fonction de paramétrisation, on peut obtenir la plupart des distributions temps-fréquence,
- une contrainte spécifique sur la distribution peut souvent se convertir en une contrainte sur la fonction de paramétrisation,
- en étudiant la fonction de paramétrisation, il est possible de connaître a priori les différentes propriétés d'un type de distribution.

2.1.4.4 Le spectrogramme en tant que membre de la classe de Cohen

L'équation (2.22) permet d'exprimer le spectrogramme comme appartenant à la classe de Cohen :

$$S_x(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_h(s - t, \xi - f) W_x(s, \xi) ds d\xi. \quad (2.23)$$

Le spectrogramme est donc bien une version lissée de la DWV pour lequel la fonction de paramétrisation est la DWV de la fenêtre glissante h utilisée dans le calcul de la TFCT. Cette nouvelle formulation nous permet une nouvelle interprétation de la résolution temps-fréquence du spectrogramme : si on choisit une fonction d'analyse h courte (en temps), la fonction de lissage correspondante sera étroite en temps et large en fréquence, permettant une bonne résolution en temps et une mauvaise résolution en fréquence ; et vice-versa.

Pour notre étude, trois critères sont importants :

- nous souhaitons avoir le moins possible d'interférences, qu'elles soient intra ou inter-structures ;

- nous souhaitons travailler avec une représentation énergétique pour avoir une interprétation physique du plan temps-fréquence ;
- nous souhaitons pouvoir réaliser un filtrage dans le plan temps-fréquence.

Le spectrogramme est donc un candidat idéal pour notre étude. En effet, il ne présente aucune interférence. De plus, il est basé sur le calcul d'une représentation atomique : la TFCT. Les représentations atomiques sont, de par leur nature, adaptées au filtrage temps-fréquence. Pour filtrer une structure, il suffit de sélectionner les atomes d'intérêt et d'annuler les autres (voir la section 3.2.1 pour plus de détails).

Nous désirons également une bonne localisation temps-fréquence des modes. Pour cela, nous allons utiliser une méthode dite de *réallocation* du spectrogramme [Auger95]. Avant de la présenter, remarquons qu'il existe de nombreuses autres méthodes de représentations temps-fréquence (classe affine, méthodes paramétriques, etc...) [Cohen89, Hlawatsch92a, Flandrin93] que nous n'avons pas mentionnées ici par souci de concision.

2.1.4.5 Réallocation du spectrogramme

Le but de la réallocation est d'améliorer la résolution des représentations temps-fréquence sans pour autant ajouter d'interférence. Cette notion est assez ancienne et a été introduite pour le spectrogramme dès 1976 [Kodera76, Kodera78]. Plus récemment, elle a été généralisée à un grand nombre de représentations temps-fréquence bilinéaires [Auger95]. Nous ne présenterons ici que son application pour la réallocation du spectrogramme. Pour d'autres représentations, les principes de base restent les mêmes.

L'équation (2.23) présente le spectrogramme comme une convolution 2D entre la DWV du signal et la DWV de la fenêtre d'analyse. La valeur du spectrogramme au point (t, f) est calculée en moyennant la DWV du signal au voisinage de (t, f) , ce voisinage étant défini par la DWV de la fenêtre d'analyse $W_h(s - t, \xi - f)$. Quelque soit la distribution locale de l'énergie dans ce voisinage, la valeur moyenne calculée est toujours attribuée au centre géométrique du voisinage : le point (t, f) . L'idée de la réallocation est d'affecter la valeur moyenne calculée au centre de gravité du voisinage plutôt qu'à son centre géométrique. Ainsi, le spectrogramme réalloué tient mieux compte de la distribution locale de l'énergie dans le signal que le spectrogramme.

Pour calculer le spectrogramme réalloué, on déplace la valeur du spectrogramme calculée au point (t, f) vers un autre point (\hat{t}, \hat{f}) . Ce nouveau point (\hat{t}, \hat{f}) est le centre de gravité de la distribution d'énergie du signal autour de (t, f) :

$$\hat{t}(t, f) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s W_h(s - t, \xi - f) W_x(s, \xi)}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_h(s - t, \xi - f) W_x(s, \xi)}, \quad (2.24)$$

$$\hat{f}(t, f) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi W_h(s - t, \xi - f) W_x(s, \xi)}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_h(s - t, \xi - f) W_x(s, \xi)}. \quad (2.25)$$

La valeur du spectrogramme réalloué S_x^r au point (t', f') est alors la somme de toutes les valeurs réallouées à ce point :

$$S_x^r(t', f') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_x(t, f) \delta(t' - \hat{t}(t, f)) \delta(f' - \hat{f}(t, f)) dt df. \quad (2.26)$$

Le spectrogramme réalloué tient compte de la phase de la TFCT et non plus uniquement de son module comme le faisait le spectrogramme classique. De plus, le spectrogramme réalloué est covariant en temps et en fréquence, il conserve l'énergie si la fenêtre d'analyse est d'énergie unitaire, il est positif et comme la DWV, il localise parfaitement les modulations linéaires de fréquence et ne fait apparaître que très peu d'interférences. La figure 2.7 présente des spectrogrammes réalloués pour un guide de Pekeris non bruité. La figure 2.7(a) présente le spectrogramme réalloué d'un unique mode. Ce mode est presque parfaitement localisé dans le plan temps-fréquence et il n'y a aucune interférence. La figure 2.7(b) présente le spectrogramme réalloué du signal complet comportant 5 modes. On remarque sur cette représentation qu'il y a de l'énergie qui ne correspond à aucun mode et qui provient d'interférences entre les modes. Ce phénomène serait amplifié pour un signal bruité ou réel. Nous utiliserons donc le spectrogramme réalloué, mais uniquement après avoir réussi à isoler un mode, et ce afin d'éviter les interférences entre les modes.

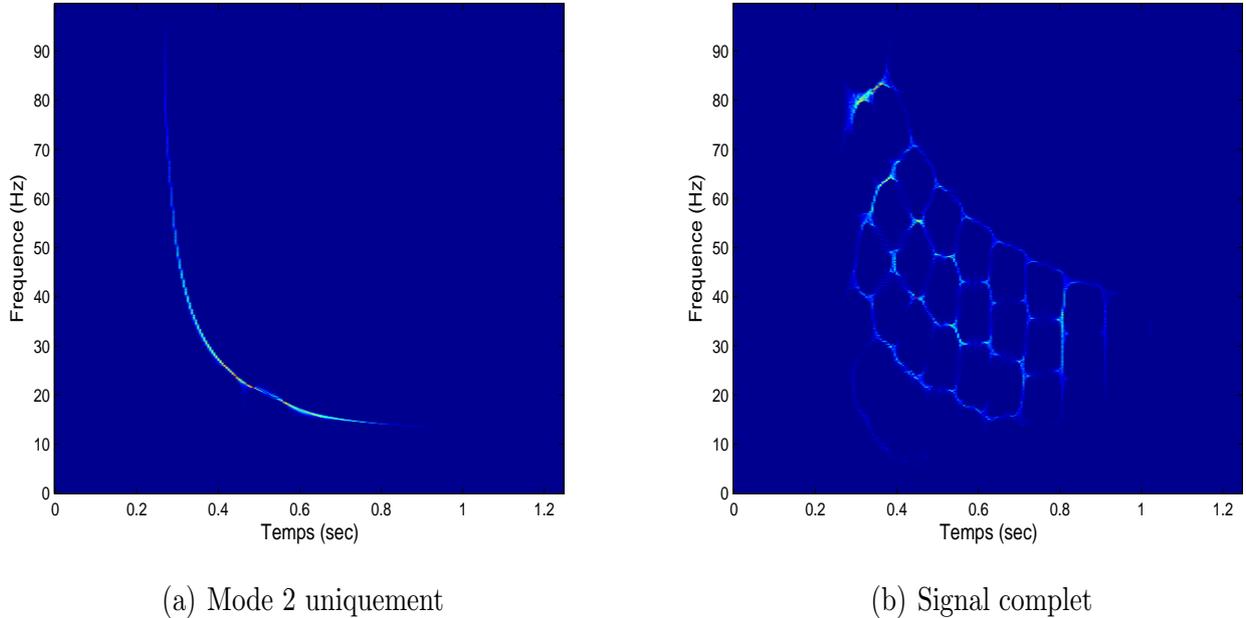


FIG. 2.7 : Spectrogramme réalloué pour un guide de Pekeris non bruité.

En conclusion, aucune représentation temps-fréquence, aussi avancée qu'elle soit, ne permet d'obtenir la RTFIM présentée à la fin du chapitre précédent. Dans la suite de ce manuscrit, pour étudier un signal UBF, nous suivrons la démarche suivante :

1. Représentation du signal complet en utilisant le spectrogramme. Comme expliqué dans la section 2.1.4.4, cela permet d'éviter les interférences et nous permettra de réaliser le filtrage des modes.
2. Représentation d'un unique mode en utilisant le spectrogramme réalloué.

Le filtrage des modes (étape 1) est une opération délicate détaillée dans la suite du manuscrit. Nous allons tout d'abord nous intéresser au lien entre la RTFIM et le spectrogramme pour montrer que cette opération n'est pas triviale.

2.1.5 Lien entre RTFIM et spectrogramme

Dans cette section, nous choisissons de travailler en terme de pulsation ω plutôt qu'en terme de fréquence f . Cela simplifie les équations et les résultats sont évidemment équivalents.

D'après l'équation (2.5), la TFCT d'un signal $m(t)$ peut-être définie en utilisant sa TF $M(\omega)$ et celle de la fenêtre d'analyse $H(\omega)$:

$$TFCT(t, \omega) = \frac{e^{i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} M(\theta + \omega) H^*(\theta) e^{j\theta t} d\theta, \quad (2.27)$$

En considérant que $M(\omega)$ est la TF d'un mode définie par l'équation (1.72) : $M(\omega) = B_m(\omega) \exp(i\Phi_m(\omega))$, on peut supposer que $B_m(\omega)$ varie lentement par rapport à la phase $\Phi_m(\omega)$ et donc varie peu au sein de la fenêtre d'analyse $H(\omega)$. On peut alors écrire :

$$B(\theta + \omega) H^*(\theta) \approx B(\omega) H^*(\theta). \quad (2.28)$$

En d'autres termes, on considère que les variations de l'amplitude modale ne sont pas significatives dans la fenêtre d'analyse. On a alors :

$$TFCT(\omega, t) = \frac{e^{i\omega t}}{2\pi} B_m(\omega) \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Phi_m(\theta + \omega)} H^*(\theta) e^{j\theta t} d\theta \quad (2.29)$$

On développe $\Phi_m(\omega + \theta)$ en série de Taylor à l'ordre 1 :

$$\Phi_m(\omega + \theta) = \Phi_m(\omega) + \theta \Phi'_m(\omega), \quad (2.30)$$

On utilise l'équation (1.75) qui relie les TAM aux retards de groupe : $t_m(\omega) = -\Phi'_m(\omega)$, et on l'introduit dans l'équation (2.29) :

$$TFCT(\omega, t) = \frac{e^{j\omega t}}{2\pi} B_m(\omega) e^{i\Phi_m(\omega)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\theta t_m(\omega)} H^*(\theta) e^{j\theta t} d\theta. \quad (2.31)$$

Notons que dans cette équation, la fenêtre d'analyse $H^*(\theta)$ possède un support étroit autour de 0. L'intégration sur θ est alors bornée à ce support. L'hypothèse $\theta \ll \omega$,

implicitement imposée par l'équation (2.30), est donc respectée. On note alors TF_θ^{-1} l'opérateur de transformée de Fourier inverse pour la variable θ , on obtient :

$$TFCT(\omega, t) = e^{j\omega t} M(\omega) TF_\theta^{-1} [e^{-i\theta t_m(\omega)} H^*(\theta)] \quad (2.32a)$$

$$= e^{j\omega t} M(\omega) TF_\theta^{-1} [e^{-i\theta t_m(\omega)}] * TF_\theta^{-1} [H^*(\theta)] \quad (2.32b)$$

$$= e^{j\omega t} M(\omega) \delta[t - t_m(\omega)] * h(t) \quad (2.32c)$$

$$= e^{j\omega t} M(\omega) h[t - t_m(\omega)] \quad (2.32d)$$

où $*$ représente la convolution temporelle. Si N modes se propagent, on a alors :

$$TFCT(\omega, t) = e^{j\omega t} \sum_{m=1}^N B_m(\omega) e^{i\Phi_m(\omega)} h[t - t_m(\omega)] \quad (2.33)$$

Le spectrogramme qui est le module carré de la TFCT est donné par :

$$S_x(t, f) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N B_m(\omega) B_n^*(\omega) e^{i(\Phi_m(\omega) - \Phi_n(\omega))} h[t - t_m(\omega)] h^*[t - t_n(\omega)] \quad (2.34)$$

On suppose que les valeurs de $h(t)$ sont toutes nulles pour $t > W_h/2$, avec W_h est la largeur de $h(t)$. Si pour tout couple de modes m et n et pour toute fréquence ω on a $|t_m(\omega) - t_n(\omega)| > W_h$, alors

$$S_x(t, f) = \sum_{m=1}^M B_m^2(\omega) h^2[t - t_m(\omega)] \quad (2.35)$$

En clair, si l'écart entre les TAM est supérieur à l'étalement temps-fréquence de la fenêtre d'analyse, les modes sont séparés en temps-fréquence. Le spectrogramme est alors la RTFIM dont chaque courbe modale est élargie par la fenêtre d'analyse. Clairement, plus la distance source/récepteur augmente et plus la fréquence diminue, plus on a de chance que les modes soient séparés. Cependant, cette séparation est souvent insuffisante. Nous allons donc maintenant présenter des outils permettant de l'augmenter.

2.2 Warping et propagation guidée

2.2.1 Introduction

Aux distances d'étude que nous proposons (de l'ordre de la dizaine de kilomètres), la structure non linéaire des modes couplée à une dispersion inter-modale trop faible ne permet pas une bonne séparation des modes. Pour étudier correctement le signal reçu, il existe deux solutions principales :

- transformer le signal pour compenser la dispersion et rendre linéaire les structures qui ne l'étaient pas,
- adapter les outils de représentation aux structures non linéaires.

Ces deux techniques nécessitent l'utilisation d'opérateurs de transformation qui vont permettre de contourner le problème de la non-linéarité. Pour ne pas altérer les signaux transformés, on choisit d'utiliser et de développer des opérateurs unitaires qui conservent l'énergie et les produits scalaires. De plus, on choisit de n'utiliser que des transformations inversibles. Ces opérateurs sont souvent basés sur des opérateurs de déformation, dits de *warping*, qui déforment l'un des axes du signal : temporel ou fréquentiel.

Ce type de méthode existe depuis le début des années 1990. Altes et al. [Altes90] ont été les premiers à proposer des outils d'analyse temps-fréquence adaptés à une loi non-linéaire. Une classe complète adaptée aux signaux hyperboliques a été présentée dans [Papandreou93, Hlawatsch97]. Ces techniques ont été généralisées grâce au principe d'équivalence unitaire dans [Baraniuk95]. Il a alors été montré que transformer le signal ou adapter les outils de représentation sont deux techniques équivalentes.

Plus récemment, des méthodes adaptatives ont été présentées. Elles peuvent être générales [Papandreou02] ou adaptées au cas de la dispersion [Hong05]. Cependant, ces dernières sont récursives et demandent donc de lourds algorithmes de calcul. Nous choisissons ici une autre démarche qui tire avantage de notre connaissance du milieu océanique. Nous allons utiliser et développer des opérateurs de warping basés sur un modèle de la propagation simple, mais suffisamment robustes pour fonctionner en contexte réel. Pour une meilleure compréhension de la physique sous-jacente, nous choisissons ici de présenter le warping en tant que transformation du signal, et non son équivalent en terme de transformation des représentations temps-fréquence.

2.2.2 Principe général du warping

Comme nous l'avons dit précédemment, le principe du warping est de transformer le signal en déformant l'axe temporel ou fréquentiel. Mathématiquement parlant, le warping est avant tout un changement de variable. En effet, considérons une fonction g de la variable x . La version déformée $\mathbf{W}_h g$ de g est donnée par :

$$\mathbf{W}_h g(x) = \sqrt{\left| \frac{dh(x)}{dx} \right|} g[h(x)], \quad (2.36)$$

où h est la fonction de déformation. La variable x est remplacée par $h(x)$ et le terme $\sqrt{\left| \frac{dh(x)}{dx} \right|}$ permet de conserver l'énergie. On appelle \mathbf{W}_h l'opérateur de warping. La fonction h doit être dérivable. Si de plus elle est bijective, sa réciproque h^{-1} existe et le warping est inversible. L'opérateur de warping inverse est alors $\mathbf{W}_{h^{-1}}$ et on a :

$$\mathbf{W}_{h^{-1}} \mathbf{W}_h g(x) = \mathbf{W}_h \mathbf{W}_{h^{-1}} g(x) = g(x). \quad (2.37)$$

Dans notre cas, la fonction g sera un signal dans le domaine temporel ou fréquentiel ; la variable x sera alors respectivement le temps t ou la fréquence f .

Pour illustrer ces propos, on considère un signal simple monocomposante $x(t) = e^{i\phi(t)}$ auquel on applique un warping temporel. La quantité $\phi(t)$ est la phase instantanée du

signal et se déduit de la fréquence instantanée $\nu(t)$ par $\phi(t) = 2\pi \int \nu(t)dt$. Le but du warping temporel est de rendre $\phi(t)$ linéaire. Considérons le cas d'une fréquence instantanée exponentielle $\nu(t) = \nu_0 e^t$. La phase instantanée vaut alors $\phi(t) = 2\pi\nu_0 e^t$. Pour la rendre linéaire, on utilise la fonction de déformation $h(t) = \ln(t)$. L'application de cet opérateur sur le signal donne :

$$\mathbf{W}_h x(t) = \sqrt{|h'(t)|} x[h(t)] = \sqrt{\frac{1}{|t|}} e^{i2\pi\nu_0 t}. \quad (2.38)$$

La phase du signal déformé est linéaire en temps : le signal déformé est en l'occurrence la fréquence pure ν_0 modulée en amplitude. Il peut être représenté aisément en utilisant des outils classiques temps-fréquence.

2.2.3 Warping temporel adapté à la dispersion océanique

Le but de ce warping est de rendre linéaire la phase instantanée des signaux propagés en milieu petit fond. Nous allons pour cela utiliser une méthode de warping temporel initialement proposée par G. Le Touzé [Le Touzé07]. Nous allons ici simplement en rappeler les grandes lignes pour permettre une bonne compréhension de son fonctionnement.

Pour construire un warping adapté à la propagation, il faut tout d'abord choisir un modèle de guide d'onde sur lequel baser la déformation des signaux. Nous choisissons ici comme modèle le guide parfait présenté dans le chapitre précédent. En effet, ce modèle simple permet l'implémentation d'un warping inversible et reste suffisamment proche de la réalité pour permettre l'utilisation du warping temporel sur des signaux propagés dans des environnement réels plus complexes.

De manière générale, les TAM sont donnés par l'équation (1.76), et les vitesses de groupe par l'équation (1.67). Dans le cas du guide parfait, une expression explicite des nombres d'onde est fournie par l'équation (1.55). Les TAM dans le guide parfait sont alors :

$$t_m^{parf}(f) = \frac{r}{c\sqrt{1 - \frac{f_{cm}^2}{f^2}}}, \quad (2.39)$$

où r est la distance source/récepteur, c la vitesse du son dans l'eau, et f_{cm} la fréquence de coupure du mode m donnée par l'équation (1.57). On remarque que cette relation n'est valable que pour les fréquences supérieures à la fréquence de coupure.

Sous l'hypothèse de la phase stationnaire, les retards de groupe et les fréquences instantanées coïncident [Flandrin93]. On peut donc exprimer les fréquences instantanées dans le guide parfait en inversant la relation entre la fréquence et le temps de l'équation précédente : $t_m(f) \rightarrow f_m(t)$. On obtient alors la fréquence instantanée f_m du mode m

$$f_m^{parf}(t) = \frac{(2m-1)ct}{4D\sqrt{t^2 - \frac{r^2}{c^2}}}. \quad (2.40)$$

Cette relation n'est valable que pour $t > r/c$. On notera dorénavant $t_\infty = r/c$ et on l'appellera *temps de trajet direct*. Le temps t_∞ correspond au temps de propagation d'une

fréquence infinie : $t_\infty = t_m^{parf}(\infty)$. Comme dans le guide parfait ce sont les hautes fréquences qui se propagent le plus vite, t_∞ est bien le temps tel que le début du signal propagé arrive sur le récepteur.

A partir de l'équation (2.40), on déduit l'expression de la fréquence instantanée dans un guide parfait :

$$\Phi_m^{parf}(t) = 2\pi \int_0^t f_m^{parf}(t') dt' = 2\pi f_{cm} \xi(t), \quad (2.41)$$

avec $\xi(t) = \sqrt{t^2 - \frac{r^2}{c^2}}$ la fonction dispersive générale. Cette relation n'est évidemment valable que pour $t > t_\infty$. Le signal de pression, dans le domaine temporel, s'écrit alors :

$$p^{parf}(t) = \sum_m b_m(t) e^{i2\pi f_{cm} \xi(t)}, \quad t > t_\infty, \quad (2.42)$$

où $b_m(t)$ traduit l'évolution de l'enveloppe du mode m .

Le but du warping temporel étant de rendre la phase de $p^{parf}(t)$ linéaire, la fonction de transformation $h(t)$ est :

$$h(t) = \xi^{-1}(t) = \sqrt{t^2 + \frac{r^2}{c^2}}. \quad (2.43)$$

Il est intéressant de remarquer que la fonction de warping $h(t)$ ne dépend pas du numéro du mode. Cela veut dire que tous les modes seront déformés en même temps. C'est un résultat particulier propre à la nature du guide parfait. Ainsi, le résultat du warping temporel est :

$$\mathbf{W}_h p^{parf}(t) = \sum_m c_m(t) e^{i2\pi f_{cm} t}, \quad (2.44)$$

où $c_m(t) = \sqrt{h'(t)} b_m[h(t)]$ est l'évolution de l'enveloppe du mode m déformé. La phase du mode m déformé est maintenant $2\pi f_{cm} t$ et le mode m déformé est donc une sinusoïde de fréquence f_{cm} . La figure 2.8 illustre le principe du warping temporel. Les détails de son implémentation sont donnés dans [Le Touzé07].

La fonction de warping ainsi définie est bijective. Son inverse, $h^{-1}(t) = \xi(t)$ permet de revenir du signal déformé au signal original. Cette propriété va nous permettre d'effectuer le *filtrage modal* présenté section 3.2.

Remarque importante

Les équations présentées dans cette section sont pour la plupart valables uniquement pour $t > t_\infty$. Cela constitue une condition de causalité importante. En d'autres termes, avant de déformer temporellement le signal, il faut s'assurer de ne considérer que les temps supérieurs au temps de trajet direct. C'est dans ce but que nous introduisons maintenant un nouveau type de warping développé dans le cadre de cette thèse [Bonnell09b, Bonnell09a]. Son originalité est de ne pas être appliqué dans le domaine temporel, mais sur la TF du signal. Nous l'appelons donc *warping fréquentiel*.

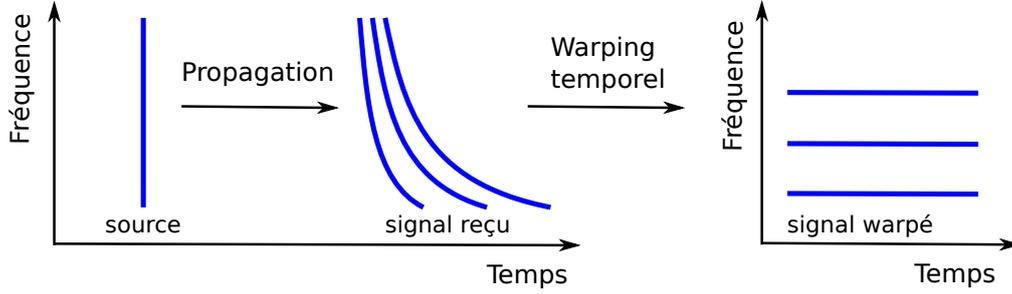


FIG. 2.8 : Principe du warping temporel.

2.3 Warping fréquentiel

2.3.1 Définition

Le but du warping fréquentiel est de rendre linéaire la phase de la TF d'un mode, et donc de transformer ce mode en Dirac dans le domaine temporel. Le warping fréquentiel est donc basé sur l'expression de la TF du signal propagé (1.50). Dans le cas du guide parfait, les fonctions modales et les nombres d'ondes sont donnés par les équations (1.56) et (1.55). La TF du signal reçu, pour une source impulsionnelle, vaut :

$$P^{parf}(f) = \sum_m B_m(f) e^{-i2\pi \frac{r}{c} \sqrt{f^2 - f_{cm}^2}}, \quad (2.45)$$

avec $B_m(f) = Q\Psi_m(z_s)\Psi_m(z)/(rk_{rm})$ et $f > f_{cm}$ pour chaque terme de la somme.

On définit alors la fonction de déformation $h_m(f)$:

$$h_m(f) = \sqrt{f^2 + f_{cm}^2} \quad (2.46)$$

Cette fonction de déformation dépend de l'indice m du mode : seul le mode m sera correctement déformé. De plus, elle n'est valable que pour les fréquences supérieures à la fréquence de coupure f_{cm} .

Dans un guide parfait, le résultat du warping fréquentiel pour le mode m est :

$$\mathbf{W}_{h_m} P^{parf}(f) = C_m(f) e^{-j2\pi \frac{r}{c} f} + \sum_{i \neq m} C_i(f) e^{-j2\pi \frac{r}{c} \sqrt{f^2 + f_{cm}^2 - f_{ci}^2}}, \quad (2.47)$$

où $C_m(f) = \sqrt{h'_m(f)} C_m[h_m(f)]$. La phase du mode m déformé est linéaire en fréquence et vaut $2\pi \frac{r}{c} f$. Le mode m est donc un Dirac au temps $t = r/c = t_\infty$: toute son énergie est concentrée en un point du domaine temporel. Les autres modes sont également déformés, mais leur phase n'est pas linéaire en fréquence : ce ne sont pas des Diracs et leur énergie est répartie dans le temps. Comme nous le verrons dans la section 2.5 le mode déformé est donc facilement détectable. La figure 2.9 illustre le principe du warping fréquentiel.

Comme le warping fréquentiel opère dans le domaine fréquentiel, il ne nécessite pas une détection temporelle précise du signal. Il peut être appliqué sur la TF d'un long signal

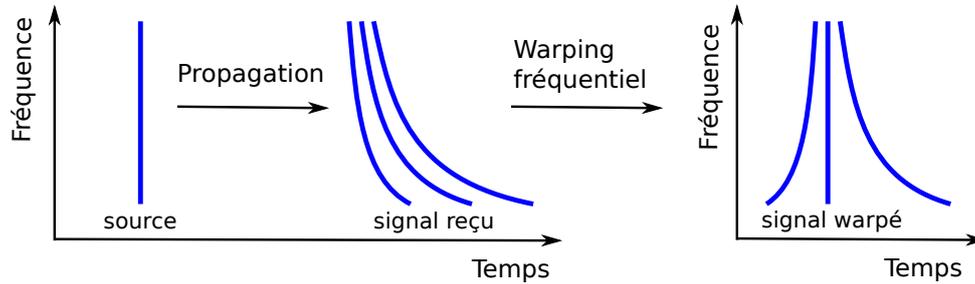


FIG. 2.9 : Principe du warping fréquentiel adapté au deuxième mode.

temporel contenant, à un moment ou à un autre, les arrivées modales. Cette propriété sera utilisée dans la section 2.5, où le warping fréquentiel qui permet une détection précise de t_∞ , est utilisé en pré-traitement du warping temporel. De plus, si une source émet plusieurs fois le même signal impulsionnel et que le canal de transmission varie peu, il est possible d'appliquer une seule fois le warping fréquentiel sur le signal reçu. Le mode étudié sera déformé en une fois pour toutes les arrivées.

Exemple dans le guide parfait

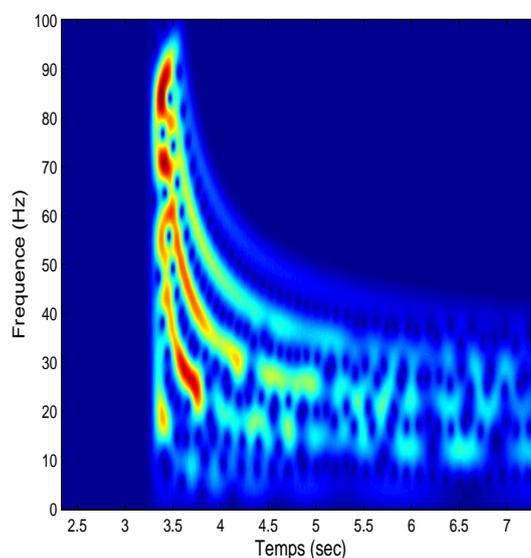
La figure 2.10 illustre les warpings temporel et fréquentiel sur des données simulées. La figure 2.10(a) présente le spectrogramme du signal reçu après propagation dans un guide parfait de paramètres $c = 1500$ m/s, $D = 100$ m, $r = 5$ km. La figure 2.10(b) présente le signal reçu après warping temporel et la figure 2.10(c) présente le signal reçu après warping fréquentiel adapté au mode 2. Comme les opérateurs de warping ont été définis sur un modèle correspondant exactement à la propagation (guide parfait de paramètres $c = 1500$ m/s, $D = 100$ m et $r = 5$ km), les résultats des deux warpings sont optimaux. Après warping temporel (figure 2.10(b)), les modes sont horizontaux dans le plan temps-fréquence : ce sont des fréquences pures. Après warping fréquentiel (figure 2.10(c)), le mode 2 est vertical dans le plan temps-fréquence : c'est un Dirac. Comme nous le verrons dans la suite, ces opérations de warping sont suffisamment robustes pour être appliquées en utilisant le modèle parfait avec des paramètres canoniques même lorsque l'environnement est inconnu et plus compliqué.

La définition que nous venons de donner du warping fréquentiel est valide pour des signaux continus. Les signaux que nous utilisons concrètement sont des signaux numériques et donc discrets. Nous allons maintenant présenter la discrétisation de l'opération de warping. Elle permet son implémentation informatique et donc son utilisation.

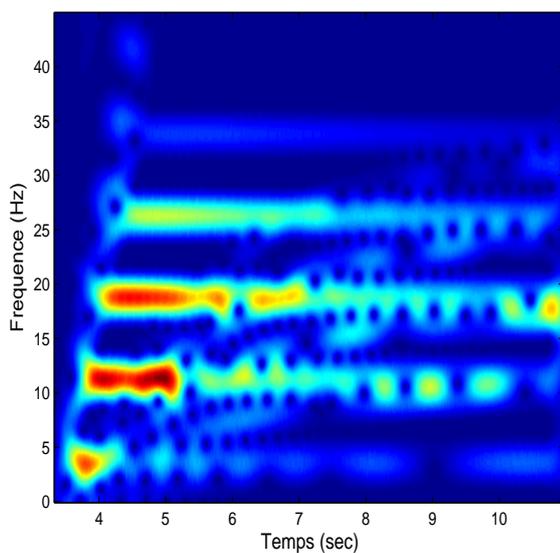
2.3.2 Implémentation : discrétisation de l'opérateur de déformation

On considère un signal continu $s(t)$ dans le domaine temporel noté T , la procédure complète correspondant au warping fréquentiel est la suivante :

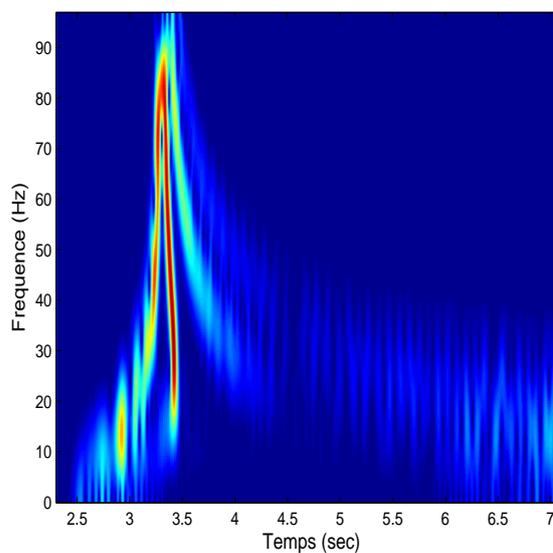
1. on calcule la TF $S(f)$ de $s(t)$ pour passer dans le domaine fréquentiel noté F .



(a) Signal reçu dans un guide parfait



(b) Signal après warping temporel



(c) Signal après warping fréquentiel le long du mode 2

FIG. 2.10 : Illustration des warpings temporel et fréquentiel sur des données simulées.

2. on déforme $S(f)$ avec la fonction de déformation h_m . On obtient le signal $S_w(f)$ dans le domaine fréquentiel déformé \bar{F} .
3. on calcule la TF inverse de $S_w(f)$ pour obtenir le signal $s_w(t)$ dans le domaine temporel déformé \bar{T} .

Seule l'étape 2 correspondant à la déformation du signal fréquentiel pose problème lorsqu'on s'intéresse au cas des signaux discrets. En effet, les calculs de TF et TF inverse

peuvent être effectués avec l'algorithme classique de *Fast Fourier Transform* [Brigham88]. La déformation, quant à elle, s'apparente principalement à un ré-échantillonnage non-uniforme [Feichtinger93].

L'implémentation du warping fréquentiel requiert le maniement de signaux discrets et de signaux continus. Pour faciliter la compréhension, nous choisissons la convention suivante : un signal discret sera présenté avec des crochets alors qu'un signal continu sera présenté avec des parenthèses. Par exemple, $s[k]$ est la valeur du $k^{\text{ème}}$ échantillon du signal s , alors que $h(t)$ est la valeur du signal h au temps continu t .

On considère un signal discret $s[k]$ de longueur N échantillonné à la fréquence f_e . Les échantillons de $s[k]$ dans T sont aux temps k/f_e , avec k allant de 1 à N . Par souci de simplicité, on suppose que $S[n]$, la TF de $s[k]$, est également de longueur N . Les échantillons de $S[n]$ dans F sont aux fréquences $n f_e/N$, avec n allant de 1 à N .

2.3.2.1 Calcul du nouveau pas fréquentiel

On veut appliquer le warping fréquentiel adapté au mode m au signal fréquentiel $S[n]$. La fonction de déformation continue $h_m(f)$ est donnée par l'équation (2.46). Le $n^{\text{ème}}$ échantillon de $S[n]$, à la fréquence $f_n = n f_e/N$ dans F , se retrouve dans le domaine fréquentiel déformé \bar{F} à la fréquence \bar{f}_n , avec $\bar{f}_n = h_m^{-1}(f_n)$.

Cependant, l'écart $\overline{\Delta f}_n = \bar{f}_n - \bar{f}_{n-1}$ n'est pas régulier : la fonction $h_m^{-1}(f) = \sqrt{f^2 - f_{cm}^2}$ a une dérivée positive et décroissante (pour les fréquences supérieures à la fréquence de coupure). Autrement dit, les écarts $\overline{\Delta f}_n$ entre les coordonnées transformées des échantillons du domaine d'origine F diminuent lorsque n augmente. Le plus petit écart est donc $\overline{\Delta f}_N$. On le choisit comme pas fréquentiel du domaine transformé \bar{F} :

$$\overline{\Delta f} = \min_n \overline{\Delta f}_n = \overline{\Delta f}_N = h_m^{-1}\left(\frac{f_e}{2}\right) - h_m^{-1}\left(\frac{f_e}{2} - \frac{f_e}{N}\right). \quad (2.48)$$

2.3.2.2 Nombre d'échantillons du signal transformé

Le nombre d'échantillons du signal transformé $S_w[p]$ se déduit de l'ensemble de définition du signal initial $s[k]$. En supposant que $s[k]$ respecte le théorème de Shannon [Shannon48], sa fréquence maximale est $f_e/2$ et son ensemble de définition D est

$$D = [0 \quad f_e/2[. \quad (2.49)$$

Comme $h_m^{-1}(f)$ est monotone croissante, le dernier échantillon de $S_w[p]$ correspond à la fréquence $h_m^{-1}(f_e/2)$. De plus, $h_m^{-1}(f)$ n'est définie que pour les fréquences supérieures à la fréquence de coupure. Le domaine de définition \bar{D} du signal transformé est alors

$$\bar{D} = [h_m^{-1}(f_{cm}) \quad h_m^{-1}(f_e/2)] = [0 \quad h_m^{-1}(f_e/2)]. \quad (2.50)$$

Pour pouvoir repasser dans le domaine temporel déformé tout en respectant le théorème de Shannon, on étend le domaine de définition de $S_w[p]$ à

$$\bar{D} = [0 \quad 2h_m^{-1}(f_e/2)], \quad (2.51)$$

et on impose à $S_w[p]$ d'être nul pour les fréquences $f \in]h_m^{-1}(f_e/2) \ 2h_m^{-1}(f_e/2)]$. Ainsi, le signal reconstruit est *analytique* [Flandrin93]. Le nombre M d'échantillons de $S_w[p]$ est alors

$$M = \text{floor} \left[2 h_m^{-1}(f_e/2)/\overline{\Delta f} \right] + 1, \quad (2.52)$$

où *floor* désigne l'entier naturel inférieur le plus proche. Le signal transformé $S_w[p]$ est donc tel que p va de 1 à M , et son p^{eme} échantillon se trouve à la fréquence $p\overline{\Delta f}$ dans \overline{F} . La fréquence d'échantillonnage dans le domaine temporel déformé \overline{T} est alors $\overline{f}_e = M\overline{\Delta f}$.

2.3.2.3 Interpolation

Comme la déformation de l'axe fréquentiel est non-uniforme, les échantillons du signal déformé ne correspondent pas à ceux du signal de départ. Il faut donc effectuer une interpolation pour attribuer une valeur aux M échantillons du signal déformé. La valeur du signal déformé $S_w[p]$ au niveau de l'échantillon numéro p_1 se déduit par interpolation linéaire des valeurs des deux échantillons n_1 et $n_1 + 1$ du signal $S[n]$. Ces échantillons n_1 et $n_1 + 1$ sont les plus proches échantillons qui lui correspondent. La figure 2.11 montre la correspondance entre p_1 et n_1 . Mathématiquement, elle est définie par :

$$n_1 \frac{f_e}{N} < h_m(p_1 \overline{\Delta f}) < (n_1 + 1) \frac{f_e}{N}. \quad (2.53)$$

On calcule alors n_1 de la manière suivante :

$$n_1 = \text{floor} \left[\frac{h_m(p_1 \overline{\Delta f})}{f_e/N} \right]. \quad (2.54)$$

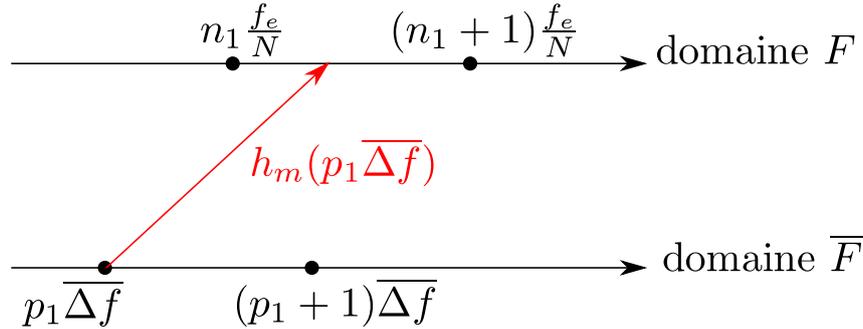


FIG. 2.11 : Principe de l'interpolation, correspondance entre les échantillons des signaux déformé et initial.

Pour construire correctement le signal déformé, il faut également prendre en compte les facteurs de conservation d'énergie. Il y a deux facteurs à calculer.

1. Le facteur $\sqrt{h'_m(f)}$ de l'équation (2.36). Il compense énergétiquement la déformation de l'axe fréquentiel. Il peut-être calculé explicitement en utilisant la formulation de $h_m(f)$ donnée par l'équation (2.46). La dérivée de $h_m(f)$ par rapport à la fréquence vaut alors

$$h'_m(f) = \frac{f}{\sqrt{f^2 + f_{cm}^2}}. \quad (2.55)$$

2. Un facteur dû à l'échantillonnage. Pour conserver l'énergie entre le signal initial et le signal déformé, il faut qu'ils aient la même fréquence d'échantillonnage. Comme ce n'est pas le cas, il faut le compenser par un facteur multiplicatif. Pour une représentation fréquentielle de type distribution d'énergie, ce facteur est $(f_e/\bar{f}_e)^{1/2}$.

On obtient ainsi un facteur α de conservation de l'énergie. Pour l'échantillon numéro p_1 , il vaut

$$\alpha[p_1] = \left(\mathcal{B} \frac{p_1 \bar{\Delta f}}{\sqrt{(p_1 \bar{\Delta f})^2 + f_{cm}^2}} \right)^{1/2}, \quad (2.56)$$

avec $\mathcal{B} = f_e/\bar{f}_e$

En conclusion, la valeur du signal $S_w[p]$ pour l'échantillon p_1 est donnée par l'interpolation du signal $S[n]$ aux échantillons n_1 et $n_1 + 1$ pondérée par les facteurs de conservation de l'énergie :

$$S_w[p_1] = \alpha[p_1] \left(\left(1 + n_1 - \frac{h_m(p_1 \bar{\Delta f})}{f_e/N} \right) S[n_1] + \left(\frac{h_m(p_1 \bar{\Delta f})}{f_e/N} - n_1 \right) S[n_1 + 1] \right). \quad (2.57)$$

Pour faciliter la compréhension des différents facteurs de cette équation, une représentation graphique de l'interpolation est donnée sur la figure 2.12.

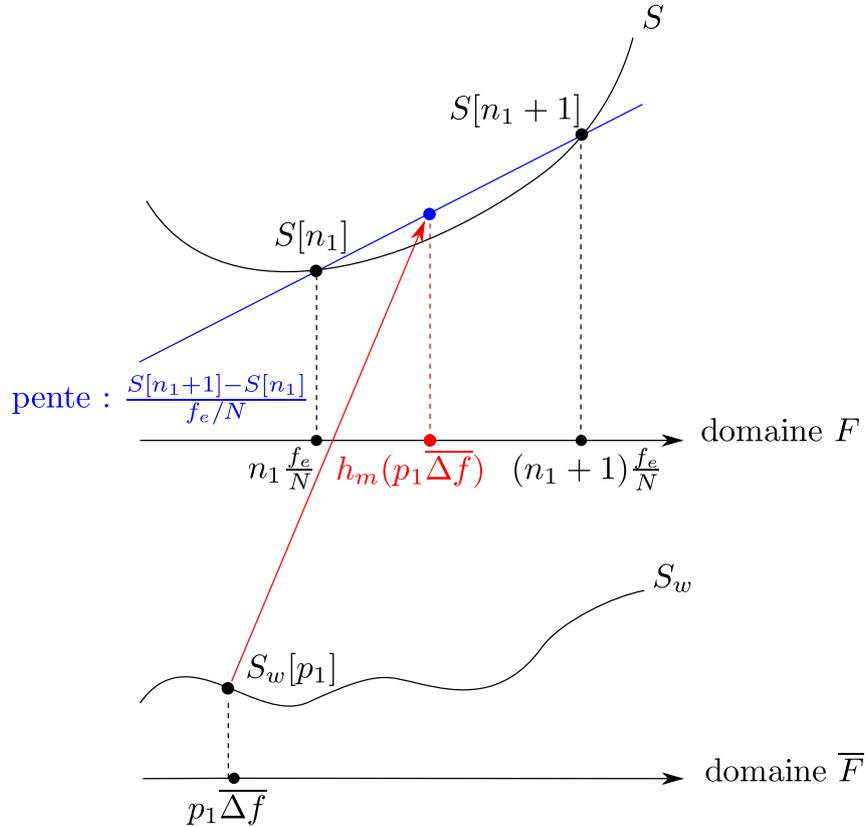


FIG. 2.12 : Principe de l'interpolation, calcul de l'échantillon numéro p_1 du signal déformé.

2.3.2.4 Warping fréquentiel inverse

Le warping fréquentiel inverse peut s'implémenter selon la même méthode que la transformation directe. Il suffit d'inverser le rôle de $h_m(f)$ et $h_m^{-1}(f)$. Par conséquent, nous ne détaillons pas plus son implémentation.

2.3.3 Généralisation à un guide d'onde quelconque

Il est possible de généraliser le warping fréquentiel à un guide d'onde quelconque. En effet, considérons un guide quelconque décrit par l'équation (1.46). En exprimant uniquement le terme de phase et en regroupant les termes d'amplitude, le signal de pression se résume à :

$$P(\omega) = \sum_{m=1}^M A_m(\omega) e^{-ir k_{rm}(\omega)}, \quad (2.58)$$

où M est le nombre de modes propagatifs, A_m regroupe les différents termes contribuant à l'amplitude du mode m , r est la distance source/récepteur et k_{rm} est le nombre d'onde horizontal du mode m . Pour une déformation adaptée au mode n , il faut utiliser la fonction de warping $h_n(\omega) = k_{rn}^{-1}(\omega)$. Le signal total déformé est alors :

$$\mathbf{W}_{h_n} P(\omega) = A_n[k_{rn}^{-1}(\omega)] e^{-ir\omega} + \sum_{m \neq n} A_m[k_{rn}^{-1}(\omega)] e^{-ir k_{rm}[k_{rn}^{-1}(\omega)]}. \quad (2.59)$$

Le mode n est bien un Dirac. Cependant, sa position temporelle dans le signal déformé n'a pas de signification physique comme dans le cas du warping basé sur le guide parfait. De plus, l'implémentation de ce warping généralisé nécessite la connaissance de $k_{rn}^{-1}(\omega)$, fonction réciproque du nombre d'onde horizontal $k_{rn}(\omega)$. Pour un guide d'onde quelconque, on ne possède qu'une estimation numérique des nombres d'onde. Il faut donc s'assurer que la fonction réciproque existe. Le cas échéant, il faut l'estimer numériquement, en utilisant par exemple des critères géométriques : lorsqu'on trace leurs réalisations, $k_{rn}^{-1}(\omega)$ et $k_{rn}(\omega)$ sont symétriques par rapport à la première bissectrice. En effet, de manière générale, lorsque deux fonction sont réciproques l'une de l'autre alors leur représentations graphiques dans un plan muni d'un repère orthonormal sont symétriques par rapport à la première bissectrice.

Ce warping généralisé, plus compliqué à mettre en œuvre, présente un intérêt pratique beaucoup plus limité. Il introduit cependant des concepts intéressants, notamment dans leurs interprétations physiques. Nous verrons dans la section 2.4.3 qu'il est possible de s'en inspirer simplement pour des applications pratiques.

2.3.4 Interprétation physique

Le warping fréquentiel constitue une déformation de l'axe fréquentiel. Cette déformation compense la dispersion intramodale pour un mode donné. En effet, supposons qu'une source émette un Dirac. Après propagation dispersive, les modes se sont étalés dans le temps et le warping fréquentiel permet de retransformer un mode en Dirac. Le

warping fréquentiel est un traitement post-réception mais peut-être imaginé en temps que transformation de la source.

Imaginons la déformation de l'axe fréquentiel comme une transformation de la source. La source déformée émet alors une modulation de fréquence qui sera *rétrodispersée*, i.e. qui deviendra un Dirac après propagation dispersive. Ce principe de rétrodispersion est illustré sur la figure 2.13. La fréquence instantanée de la source déformée dépend de l'environnement et de l'indice du mode m à déformer. Plus précisément, si $x(t)$ est le mode m après propagation, la source doit émettre $x(-t)$. C'est le principe du retournement temporel [Zeldovich85, Fink92, Kuperman98], appliqué à un unique récepteur et à une propagation dispersive. Ici, seul un mode est retourné, et il est le seul à se focaliser en temps et en distance sur le récepteur. Nous allons maintenant proposer une validation expérimentale du warping fréquentiel et de son équivalence avec la rétrodispersion.

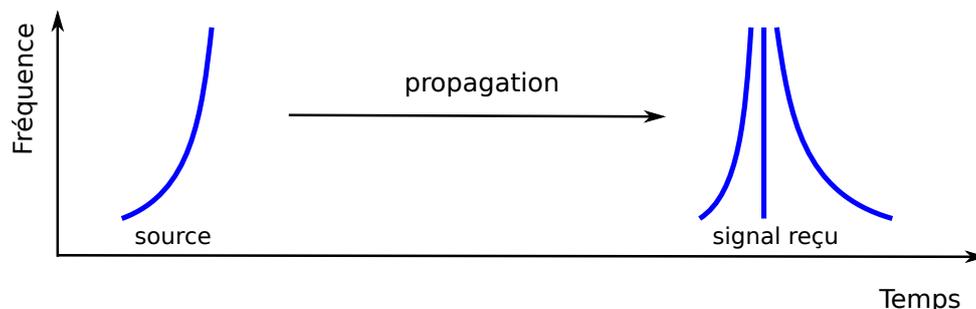


FIG. 2.13 : Principe de la rétrodispersion du deuxième mode.

2.4 Validation expérimentale du warping fréquentiel

Pour illustrer les principes du warping fréquentiel et son lien avec la rétrodispersion, nous avons réalisé une série d'expériences en cuve ultrasonore. Les expériences de rétrodispersion existent dans divers domaines de la physique aussi bien en optique [Koch85] qu'en océanographie physique [Rapp90]. En acoustique sous-marine, le principe plus général du retournement temporel a été validé en mer [Kuperman98, Edelmann02], et également en cuve [Roux97]. A notre connaissance, il n'avait encore jamais été réalisé dans un contexte modal en retournant un seul mode.

2.4.1 Généralités sur les expériences en cuve

Les expériences en cuve permettent une reproduction contrôlable et à petite échelle de l'environnement marin. En effet, pour changer l'échelle d'une expérience acoustique, il suffit de conserver le rapport distance / longueur d'onde. Ainsi, pour passer de l'échelle océanique à l'échelle de la cuve, on divise les distances (profondeur du guide d'onde, distance source/récepteur) par un facteur N et on multiplie les fréquences par ce même facteur.

2.4.2 Première série d'expériences : fond acier

2.4.2.1 Protocole expérimental

La cuve utilisée est celle du Marine Physical Laboratory (MPL, Scripps Institution of Oceanography, San Diego), où six mois de cette thèse ont été réalisés en collaboration avec S. Walker et W.A. Kuperman. Dans la suite, nous ferons référence à ces données sous le nom de données “petites échelles, fond acier (MPL)”. La cuve est un parallélépipède rectangle en plexiglass dont la longueur et la largeur font respectivement 1.5 m \times 1 m. Le guide d'onde est formé entre la surface de l'eau et une barre d'acier inoxydable modélisant le fond de l'océan. La cuve et le système d'acquisition sont présentés figure 2.14.



FIG. 2.14 : Cuve ultrasonore du Marine Physical Laboratory (MPL, San Diego).



FIG. 2.15 : Barette d'émission (à gauche) et récepteur (à droite) utilisés pour la collecte des données petites échelles, fond acier (cuve MPL).

L'épaisseur de la barre d'acier est telle que le guide d'onde peut-être considéré comme un guide de Pekeris avec les paramètres suivants :

- colonne d'eau : vitesse du son : $c_1 = 1487 \text{ m.s}^{-1}$, densité : $\rho_1 = 1$, profondeur : $D = 1 \text{ cm}$;
- fond : vitesse du son $c_2 = 3100 \text{ m.s}^{-1}$, densité $\rho_2 = 7.9$ (voir l'annexe A pour les détails concernant la modélisation du fond en acier par un fluide) ;
- source de fréquence centrale 1.5 MHz et de largeur de bande 2 MHz.

L'émetteur et le récepteur sont présentés sur la figure 2.15, et leur taille peut être comparée à celle du quarter de 25 cents (dollar US). Le récepteur est suffisamment petit pour être considéré comme ponctuel et omnidirectionnel. Il ne perturbe pas le champ acoustique. La barette d'émission contient deux hydrophones, de forme mince verticalement et allongée horizontalement. Le champ est donc omnidirectionnel verticalement, ce qui est suffisant pour notre configuration d'étude dans le plan distance - profondeur. L'émetteur et le récepteur sont tous les deux utilisés dans leur bande de fréquence nominale où leur réponse est globalement plate.

Pour reproduire une configuration d'expérience en mer classique, la source est proche de la surface et le récepteur est posé sur le fond. Source et récepteur sont séparés d'une distance $r \simeq 90 \text{ cm}$. La fréquence d'échantillonnage en émission et en réception est de 10 MHz.

Ce protocole expérimental correspond à une expérience classique sous-marine en UBF avec un facteur d'échelle $N = 10^4$, ce qui correspond aux paramètres suivants :

- profondeur d'eau : 100 m,
- distance source/récepteur : 9 km,
- source de fréquence centrale 150 Hz et de largeur de bande 200 Hz.

Les autres paramètres environnementaux (vitesse du son, densité) ne varient pas avec le changement d'échelle.

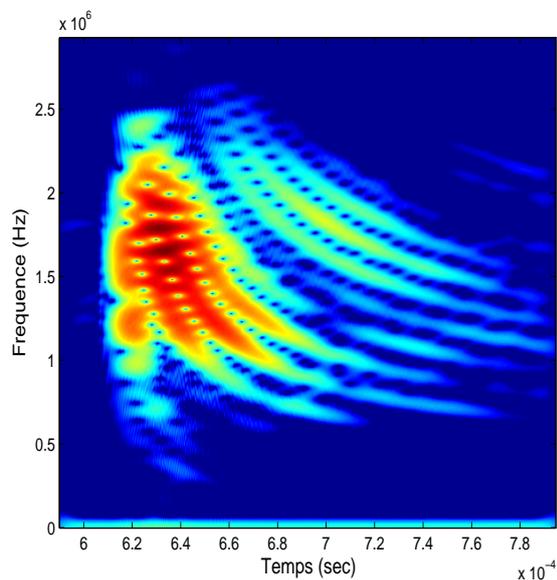
2.4.2.2 Expériences et résultats

Pour valider expérimentalement le warping fréquentiel, deux expériences sont réalisées. Les figures présentées dans cette section présentent toutes des spectrogrammes tracés en dB, avec un seuil à 5 dB de la valeur maximale. Les axes temporel et fréquentiel sont gradués selon l'échelle de la cuve.

Première expérience : source impulsionnelle

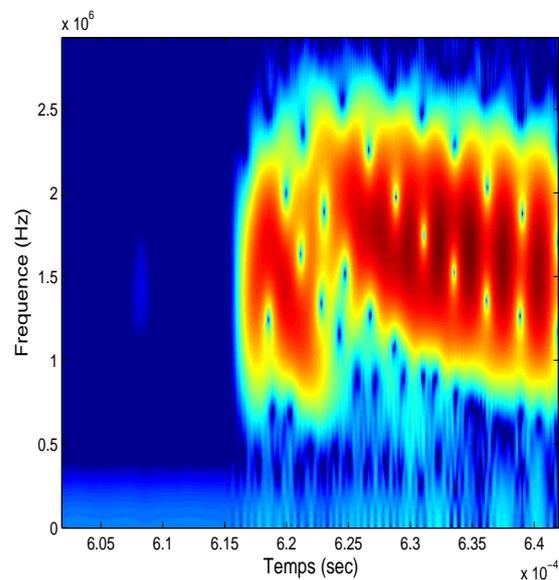
La source émet une impulsion de fréquence centrale 1.5 MHz et de largeur de bande 2 MHz. La figure 2.16(a) présente le spectrogramme du signal reçu. Le spectrogramme est calculé avec une fenêtre d'analyse relativement longue pour voir la forme générale des modes. Le spectrogramme montré figure 2.16(b) a été calculé avec une fenêtre d'analyse cinq fois plus courte et présente un zoom sur les premiers modes. Les deux figures montrent la forme caractéristique des modes.

En utilisant notre a priori sur l'environnement et un modèle de guide Parfait, nous appliquons un warping fréquentiel adapté au deuxième mode. On aurait pu choisir de



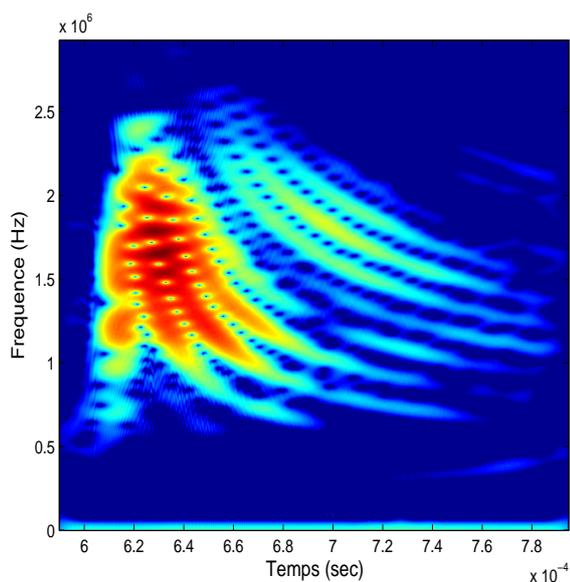
nn

(a) Signal reçu, fenêtre d'analyse longue

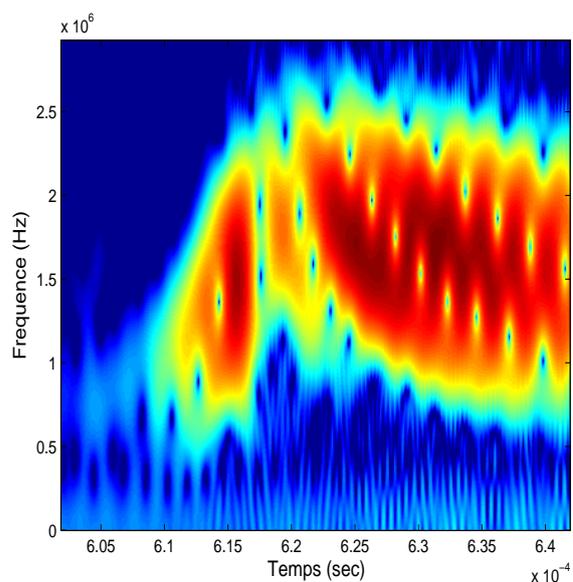


(b) Zoom sur les premiers modes, fenêtre d'analyse courte

FIG. 2.16 : Spectrogramme du signal enregistré lorsque la source est impulsionnelle (cuve MPL).

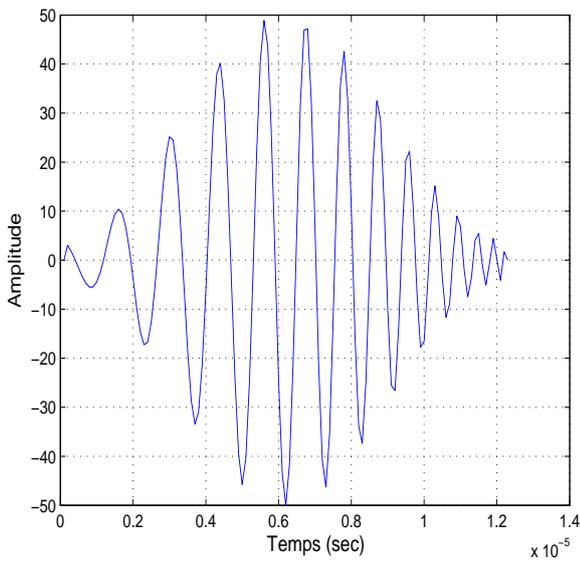


(a) Signal déformé, fenêtre d'analyse longue

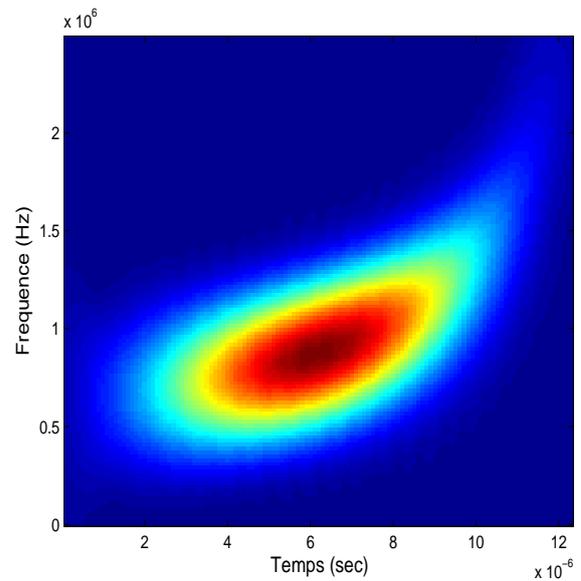


(b) Zoom sur les premiers modes, fenêtre d'analyse courte

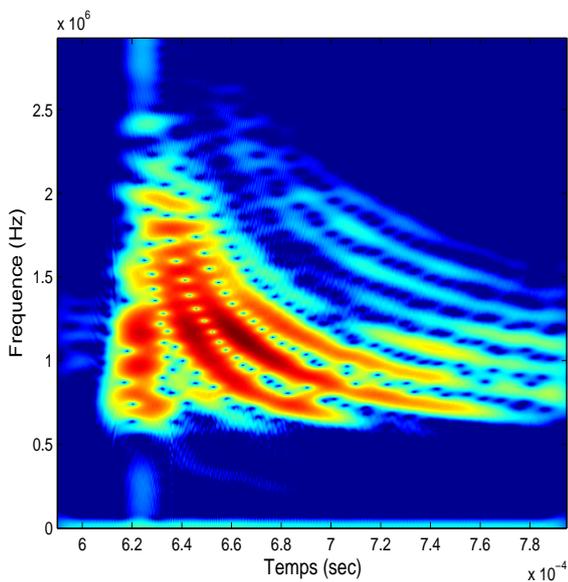
FIG. 2.17 : Spectrogramme du signal déformé lorsque la source est impulsionnelle (cuve MPL).



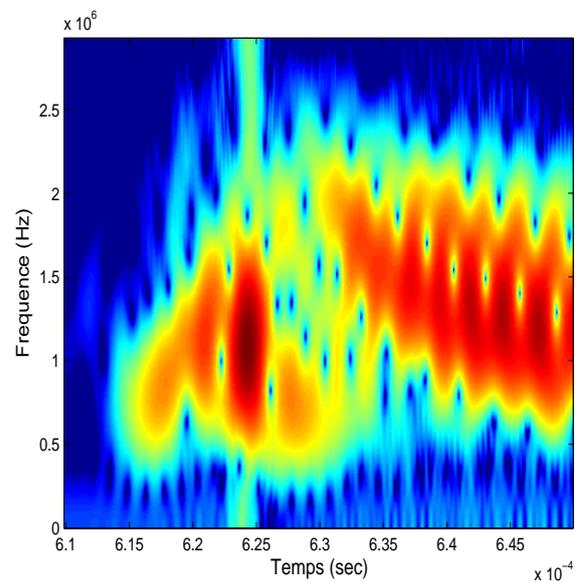
(a) Signal source, domaine temporel



(b) Spectrogramme du signal source



(c) Spectrogramme du signal reçu, fenêtre d'analyse longue



(d) Zoom sur les premiers modes, fenêtre d'analyse courte

FIG. 2.18 : *Expérience de rétrodispersion avec un fond en acier (cuve MPL).*

déformer n'importe quel mode, mais le mode 2 est un bon candidat. En effet, un mode trop élevé n'est que faiblement excité par rapport aux premiers et le résultat est donc moins visible et moins pédagogique. Le mode 1 quant à lui est déjà très court en temps, et le warping n'aurait eu qu'une faible influence. La modélisation de la propagation par un guide parfait se justifie car la différence de densité et de célérité entre la colonne d'eau et le fond en acier est telle que le guide réalisé dans la cuve se rapproche très fortement d'un guide parfait.

La figure 2.17(a) présente le spectrogramme du signal déformé. La fenêtre d'analyse relativement longue permet de bien voir les modes de rang élevé. Cependant, la représentation du mode déformé est étalé en temps par la fenêtre d'analyse. La figure 2.17(b) présente un zoom sur les premiers modes et utilise la fenêtre d'analyse plus courte (identique à la figure 2.16(b)). Cela permet une meilleure résolution temporelle du mode 2, et également de distinguer le premier mode à sa gauche, comme sur la figure théorique 2.9. Le mode 2 est bien un Dirac au temps $t_\infty = r/c_1 \simeq 6.15 \times 10^{-4}$ s, ce qui correspond également à la première arrivée sur la figure 2.16(b).

Deuxième expérience : rétrodispersion

Dans une deuxième expérience, la source est configurée pour émettre la modulation de fréquence non linéaire présentée sur la figure 2.18(a). Cette modulation de fréquence correspond au mode 2 retourné temporellement. La figure 2.18(b) en présente le spectrogramme. Nous n'avons pas ici réalisé de vrai retournement temporel. Nous avons calculé de manière théorique la source de sorte que la rétrodispersion focalise temporellement et spatialement le mode 2 au niveau du récepteur. Comme pour le warping fréquentiel, nous avons basé ces calculs sur une propagation dans un guide parfait. Notons que le signal source présenté figure 2.18(a) est également modulé en amplitude. C'est une apodisation nécessaire au bon fonctionnement de l'émetteur dans la cuve. La figure 2.18(c) présente le spectrogramme du signal reçu et la figure 2.18(d) présente un zoom sur les premiers modes. Comme dans le cas du warping fréquentiel, on remarque que le mode 2 est un Dirac au temps $t_0 \simeq 6.25 \times 10^{-4}$ s. Il est légèrement retardé par rapport à l'expérience de warping fréquentiel. En effet dans cette expérience, les hautes fréquences sont émises plus tard que les basses fréquences, on a donc $t_0 = t_\infty + t_s$ avec $t_s \simeq 0.1 \times 10^{-4}$ s le temps correspondant à l'émission des plus hautes fréquences du signal source. Ce principe est illustré sur la figure 2.19.

2.4.3 Deuxième série d'expériences : fond sable

Les conditions de la première expérience, notamment le fond en acier, étaient très favorables. En effet, le guide d'onde réalisé avec un fond en acier est très proche du guide parfait pour lequel nous avons développé le warping fréquentiel. Nous avons donc décidé de réaliser une seconde expérience plus proche du contexte marin. Pour cela, nous avons utilisé la cuve du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (LMA, Marseille) en collaboration avec J.P. Sessarego. Cette cuve, beaucoup plus grande que celle de San Diego, est présentée sur la figure 2.20. Ses dimensions sont environ de 3 m \times 10 m. Elle est en outre équipée en émetteurs et récepteurs de plus basses fréquences et permet des

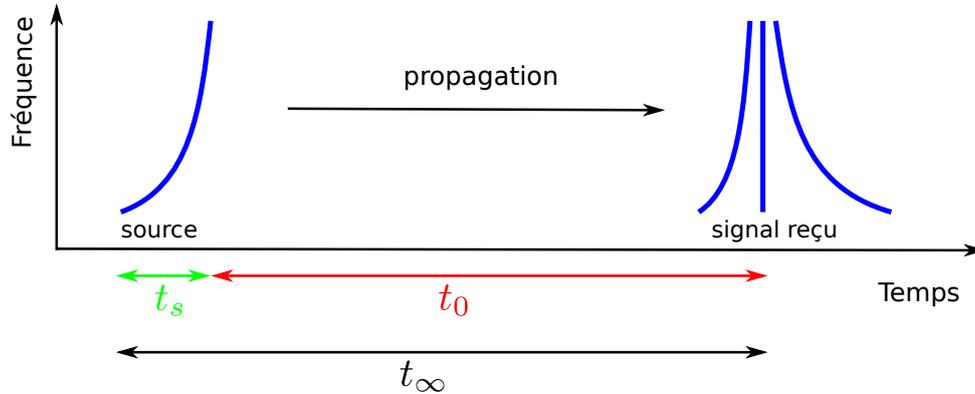


FIG. 2.19 : Temps d'arrivée du mode focalisé lors des expériences de rétrodispersion.

expériences UBF à plus grande échelle sur un fond de sable fin. Nous appellerons les données collectées dans cette cuve données “petites échelles, fond sable”.

2.4.3.1 Protocole expérimental

L'épaisseur du fond en sable est telle que le guide d'onde peut-être considéré comme un guide de Pekeris avec les paramètres suivants :

- colonne d'eau : vitesse du son : $c_1 = 1480 \text{ m.s}^{-1}$, densité : $\rho_1 = 1$, profondeur : $D = 8 \text{ cm}$;
- fond : vitesse du son $c_2 = 1700 \text{ m.s}^{-1}$, densité : $\rho_2 = 2$ (voir l'annexe A pour les détails concernant la modélisation du fond en sable par un fluide) ;
- source de fréquence centrale 150 kHz et de bande passante 200 kHz.

La source et le récepteur utilisés sont présentés sur la figure 2.21. Ils sont suffisamment petits pour être considérés comme ponctuels et sont utilisés dans une bande de fréquence où leur bande passante est sensiblement plate. Ils sont séparés d'une distance $r \simeq 6 \text{ m}$. Leur profondeur, située approximativement au milieu du guide, n'a pas été mesurée. La fréquence d'échantillonnage en réception est fixée par le matériel à 10 MHz.

Ce protocole expérimental correspond à une expérience classique sous-marine en UBF, avec un facteur d'échelle $N = 1000$. On aurait alors les paramètres suivants :

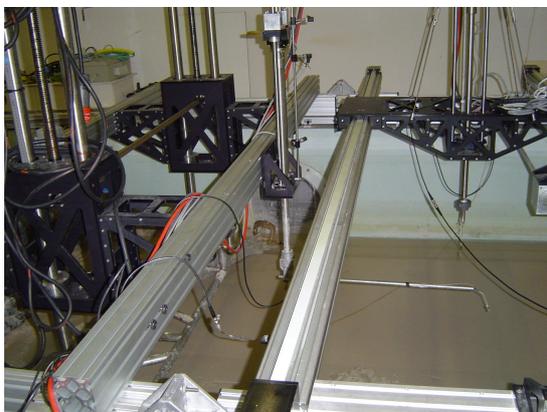
- profondeur d'eau : 80 m,
- distance source/récepteur : 6 km,
- source autour de 150 Hz.

2.4.3.2 Expériences et résultats

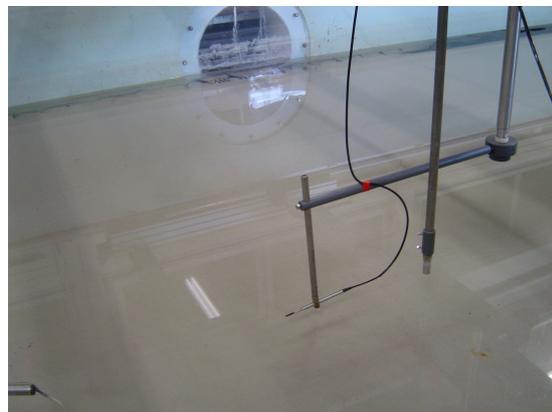
Pour valider expérimentalement le warping fréquentiel dans cet environnement moins favorable, on réalise les deux mêmes expériences que précédemment. Les figures présentées dans cette section présentent (sauf mention du contraire) des spectrogrammes tracés en dB, avec un seuil à 7 dB de la valeur maximale. Les axes temporel et fréquentiel sont gradués selon l'échelle de la cuve.



FIG. 2.20 : Cuve ultrasonore du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (LMA, Marseille).



(a) Emetteur



(b) Récepteur

FIG. 2.21 : Système d'émission et de réception utilisé pour les données petites échelles, fond sable (cuve LMA).

Première expérience : source impulsionnelle

La source est commandée par un générateur d'impulsion analogique très large bande. Nous sommes alors limités par la bande passante des hydrophones. Nous observons un signal centré en 150 kHz et de largeur de bande d'environ 300 kHz. La figure 2.22 présente des spectrogrammes du signal reçu. Comme les conditions expérimentales sont moins favorables qu'avec le fond en acier, nous avons calculé la RTFIM du guide de Pekeris correspondant à la cuve et l'avons superposé (lignes blanches) sur le spectrogramme pour mieux distinguer les modes. On remarque que le mode 3 est presque inexistant. On en déduit que la source et/ou le récepteur doivent se situer à un noeud de la fonction modale correspondante.

Comme pour l'expérience précédente réalisée à San Diego avec le fond en acier, nous décidons de déformer le mode 2. Cependant, cette fois-ci nous basons le warping sur une propagation dans un guide de Pekeris. Pour le réaliser, nous nous inspirons du warping généralisé présenté dans la section 2.3.3. Nous en implémentons une version simplifiée qui réalise un simple retard de phase sur la TF du signal enregistré pour que la phase du mode déformé devienne linéaire en fréquence. La figure 2.23(a) présente le spectrogramme du signal déformé en utilisant une fenêtre d'analyse longue et la figure 2.23(b) présente un zoom sur les premiers modes calculés avec une fenêtre d'analyse plus courte. Les résultats sont similaires à ceux de l'expérience sur fond acier : le warping fréquentiel du mode 2 a bien fonctionné et permet une mesure aisée de t_∞ . On trouve alors $t_\infty = r/c_1 \simeq 4.01 \times 10^{-4}$ s.

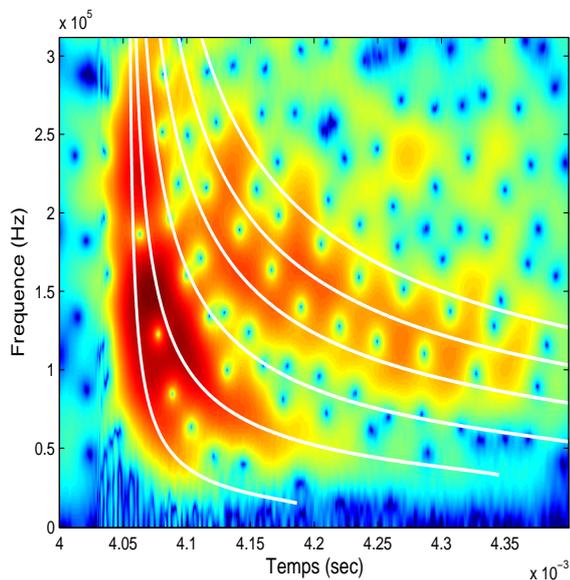
Deuxième expérience : rétrodispersion

La source émet dorénavant une modulation de fréquence non linéaire présentée figure 2.24(a). Comme précédemment, nous avons calculé la source de façon à ce que la rétrodispersion focalise le mode 2 au niveau du récepteur. Cette fois-ci, nous avons basé le calcul de la source sur une propagation dans un guide de Pekeris. Le début du signal source présenté figure 2.24(a) n'est pas modulé en amplitude.

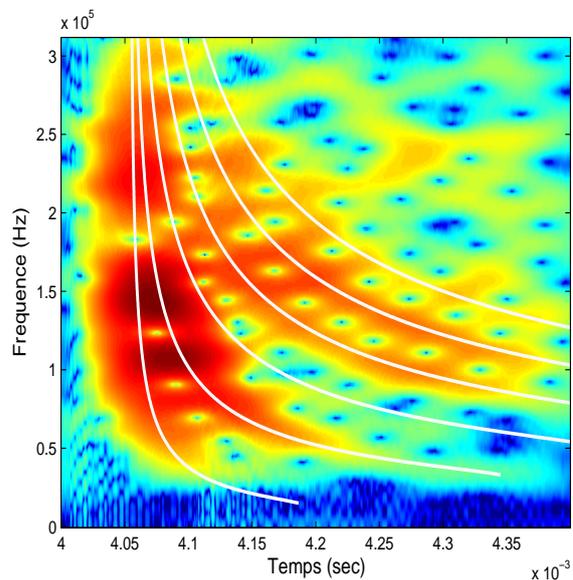
En effet, le matériel disponible pour cette expérience fixait les paramètres d'émission suivant :

- fréquence d'échantillonnage : 10 kHz,
- nombre de points : 4096.

Ainsi, la durée maximale de la source est 0.04 ms. Cette configuration est très peu favorable à l'émission d'une modulation de fréquence autour de 150 kHz puisqu'elle ne permet pas d'envoyer un signal long en temps. Nous avons donc décidé d'exploiter au maximum les 4096 points et de laisser la bande passante de l'hydrophone apodiser le signal en début d'émission. La figure 2.24(b) présente le spectrogramme du signal reçu. Au premier abord, le résultat est beaucoup moins convainquant que celui de l'expérience précédente. On observe tout de même la présence d'une impulsion très énergétique au temps $t_0 \simeq 4.26$ ms. Cette impulsion dure environ 0.01 ms. A partir de ce t_0 et en utilisant le t_∞ estimé dans la section précédente, on trouve que la source émise a duré $t_s = 0.25$ ms. L'impulsion reçue (de 0.01 ms) est donc bien plus courte que le signal émis (de 0.25 ms) : il y a bien eu compression temporelle, et donc rétrodispersion. Cependant le signal émis

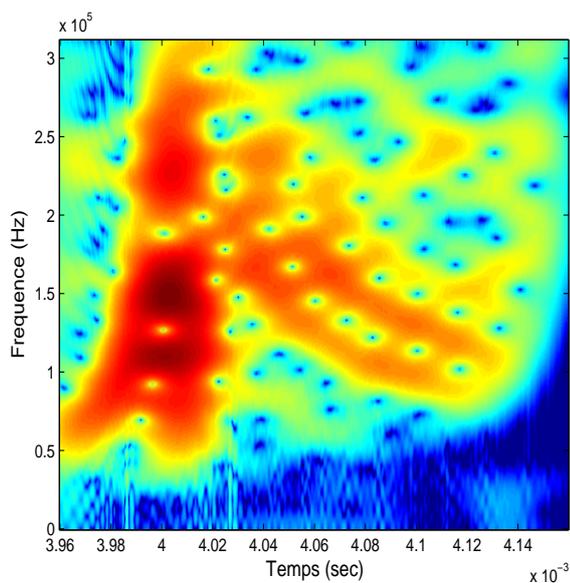


(a) Signal reçu, fenêtre d'analyse longue

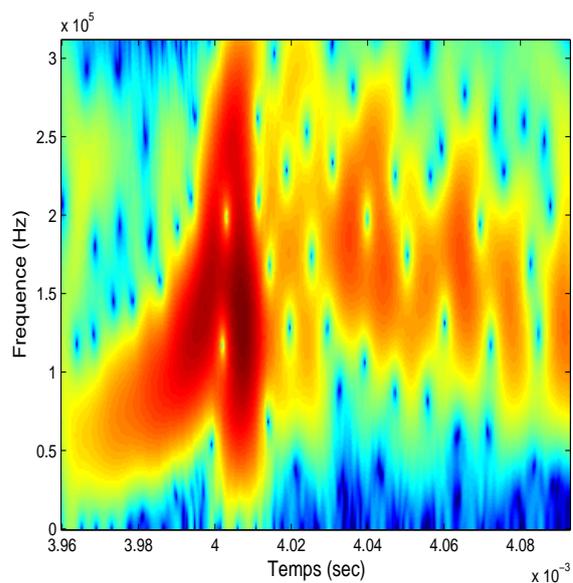


(b) Signal reçu, fenêtre d'analyse plus courte

FIG. 2.22 : Spectrogramme du signal enregistré et RTFIM lorsque la source est impulsionnelle (cuve LMA).



(a) Signal déformé, fenêtre d'analyse longue



(b) Zoom sur les premiers modes, fenêtre d'analyse courte

FIG. 2.23 : Spectrogramme du signal déformé lorsque la source est impulsionnelle (cuve LMA).

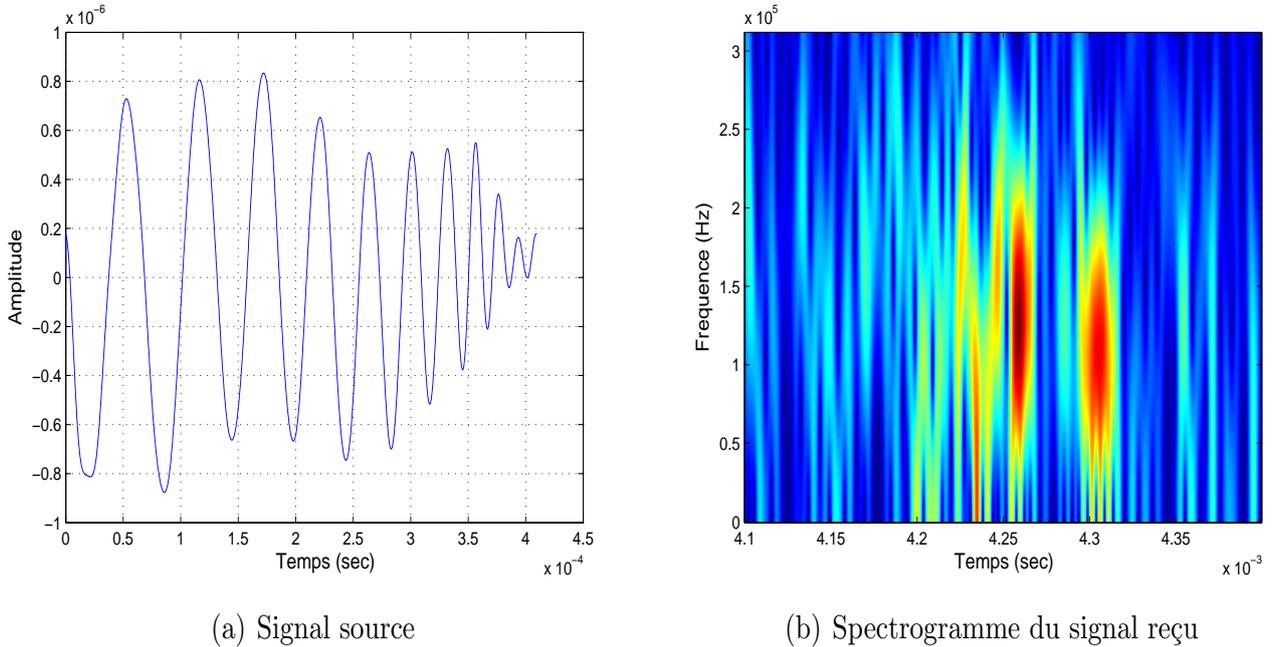


FIG. 2.24 : *Expérience de rétrodispersion avec un fond en sable (cuve LMA).*

aurait dû durer 0.4 ms. Il a donc été raccourci par la bande passante de l'hydrophone. La modulation de fréquence émise était donc moins longue que prévu, et cela contribue à expliquer la mauvaise qualité du signal reçu.

2.4.4 Conclusion sur les expériences en cuve

Les deux séries d'expériences en cuve permettent de valider le principe du warping fréquentiel et d'observer son équivalence avec la rétrodispersion. Warping fréquentiel et rétrodispersion se différencient principalement par leur contexte d'utilisation. Le warping fréquentiel, en tant que traitement post-réception, est adapté à un contexte d'*écoute passive* où la source n'est pas contrôlée. La rétrodispersion quant à elle est utile dans un contexte *actif* où la source est maîtrisée. Lorsque l'environnement est connu, on peut choisir une distance à laquelle focaliser un mode. Ainsi, on peut imaginer des applications en sonar actif UBF où l'on focaliserait le signal émis sur une cible et où l'étude de l'écho renvoyé serait facilitée. Nous allons maintenant donner une application directe du warping fréquentiel : l'estimation du temps de trajet direct t_∞ .

2.5 Estimation du temps de trajet direct en petit fond

Comme expliqué précédemment, le warping fréquentiel permet de focaliser temporellement un mode au niveau de t_∞ , le temps de trajet direct. Nous allons maintenant présenter une méthode d'estimation de t_∞ basée sur le warping fréquentiel. En effet, lorsque le signal

est UBF et/ou bruité, il est difficile d'estimer directement ce temps d'arrivée.

2.5.1 Méthode

Pour estimer t_∞ , on définit la fonction de déformation :

$$h(f, a) = \sqrt{f^2 + a^2} \quad (2.60)$$

et on applique l'algorithme suivant :

1. Calculer le spectre $S(f)$ du signal reçu $s(t)$.
2. Choisir une valeur a .
3. Déformer $S(f)$ fréquentiellement en utilisant la fonction de déformation $h(f, a)$.
4. Calculer la transformée de Fourier inverse $s_w(t)$ du signal déformé.
5. Estimer la qualité du warping fréquentiel. Si elle est insuffisante, revenir à l'étape 2.
6. Lorsque la qualité du warping fréquentiel est suffisante, calculer l'énergie instantanée $s_w(t)^2$ du signal déformé. Son maximum correspond au temps t_∞ .

La variable a est homogène à une fréquence et la fonction de déformation $h(f, a)$ correspond alors au warping fréquentiel dans un guide parfait. La boucle (étapes 2 à 5) s'arrête lorsqu'un warping acceptable a été obtenu (un mode est devenu infiniment court en temps). Nous réalisons cette optimisation manuellement, une rapide dichotomie de quelques itérations permettant toujours d'arriver à un résultat correct. De manière générale, le signal étudié ne provient pas d'un guide parfait et les paramètres de l'environnement sont inconnus : le signal n'est donc jamais parfaitement déformé. Cependant, lorsqu'un mode devient proche d'un Dirac, toute son énergie est concentrée sur un temps très court. Cela crée un maximum énergétique important par rapport aux autres modes dont l'énergie est plus étalée dans le temps.

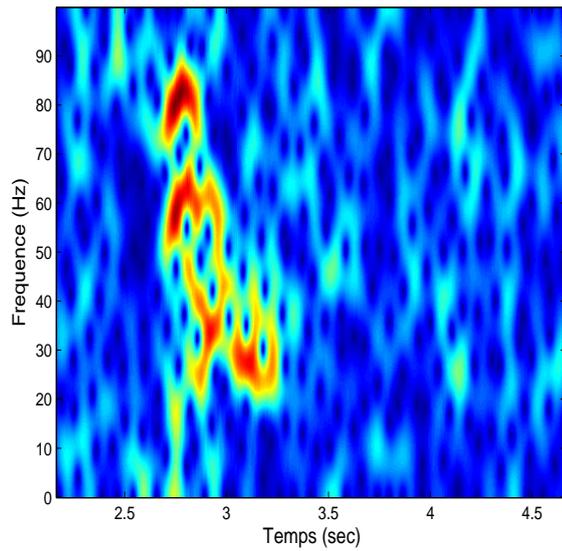
Remarque

Cette méthode permet de pointer dans le signal reçu l'échantillon correspondant à t_∞ . Cependant, dans le contexte d'une écoute passive, on connaît pas le moment d'émission de la source. On ne peut donc pas affecter de valeur physique à t_∞ . C'est pourquoi lors des méthodes de caractérisation de l'environnement proposées dans le prochain chapitre, nous utiliserons cette technique pour pointer l'échantillon correspondant à t_∞ et nous le choisirons comme origine des temps : $t_\infty = 0$.

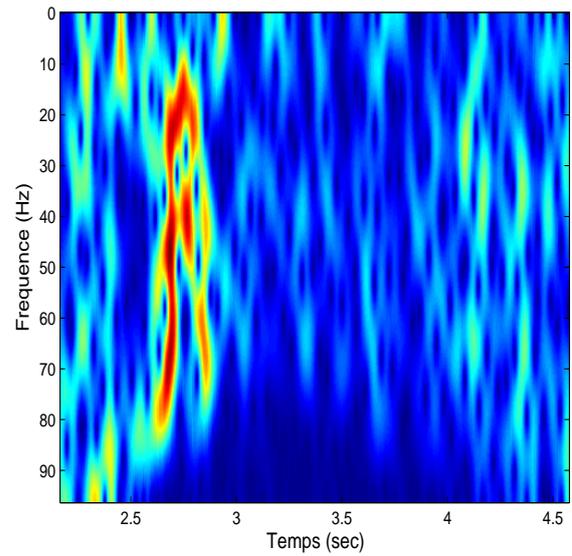
2.5.2 Application sur données simulées

Pour tester cette méthode, nous l'appliquons tout d'abord sur une simulation. Nous simulons l'environnement marin par le canal de Pekeris présenté sur la figure 1.9 :

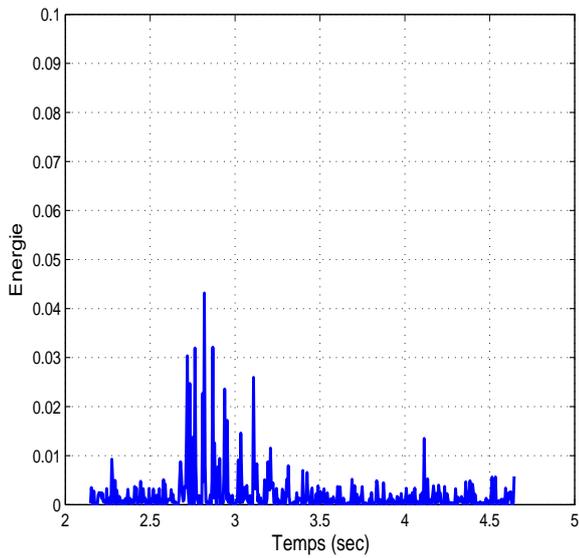
- colonne d'eau : vitesse du son $c_1 = 1500 \text{ m.s}^{-1}$, densité $\rho_1 = 1$,
profondeur $D = 130 \text{ m}$;
- fond : vitesse du son $c_2 = 2000 \text{ m.s}^{-1}$, densité $\rho_2 = 2$;
- profondeur de la source $z_s = 20 \text{ m}$;



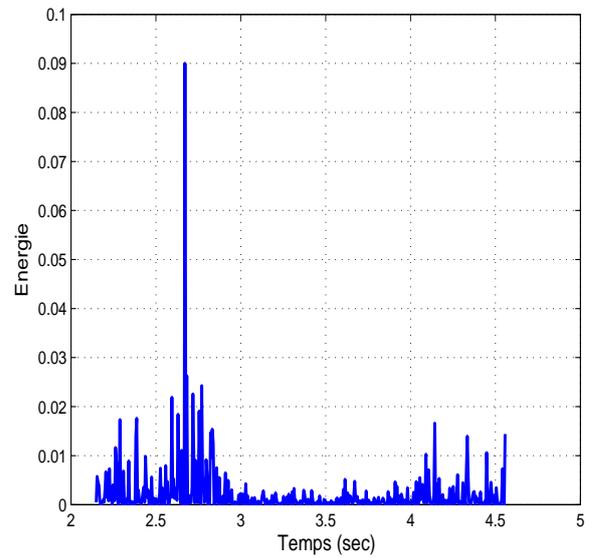
(a) Spectrogramme du signal reçu



(b) Spectrogramme du signal après warping fréquentiel



(c) Energie du signal reçu



(d) Energie du signal après warping fréquentiel

FIG. 2.25 : Estimation du temps de trajet direct sur des données simulées.

- profondeur du récepteur $z_r = 130$ m ;
- distance source/récepteur $r = 4000$ m ;
- source impulsionnelle de spectre parfaitement plat entre 0 et 100 Hz.

La fréquence d'échantillonnage du signal simulé est de 200 Hz. Un bruit gaussien, blanc sur la bande de fréquence 0-100 Hz, est ajouté au signal simulé. Le Rapport Signal à Bruit (RSB) vaut 5 dB. La figure 2.25(a) présente un spectrogramme du signal simulé bruité. L'algorithme d'estimation du temps de trajet direct est appliqué et la figure 2.25(b) présente le résultat final dans le domaine temps-fréquence. On remarque que le mode 2 n'est pas un Dirac parfait. Cependant, il est beaucoup moins étalé en temps que les autres modes et son énergie est concentré autour du temps t_∞ . Comme illustré par la figure 2.25(d), cela crée un maximum dans l'énergie instantannée du signal reçu et nous permet d'estimer $\hat{t}_\infty = 2.672$ s. En théorie, on a $t_\infty = r/c_1 = 2.69$ s. Compte tenu de la fréquence d'échantillonnage, l'erreur d'estimation correspond à une erreur d'un seul échantillon. Sur cette simulation réaliste, la méthode proposée a parfaitement fonctionné. Nous allons maintenant présenter les résultats de son application sur les données expérimentales petites échelles, fond acier et fond sable.

2.5.3 Application sur les données petites échelles

Fond acier

On applique la méthode précédente sur les données petites échelles fond acier. On estime $\hat{t}_\infty = 6.15 \times 10^{-4}$ s. On utilise cette estimation pour calculer la distance source/récepteur que nous avons grossièrement mesuré autour de 90 cm durant l'expérience. On obtient alors $\hat{r} = c \hat{t}_\infty = 91.4$ cm, ce qui est cohérent avec la mesure manuelle de r .

Fond sable

On fait de même sur les données petites échelles fond sable. On estime alors $\hat{t}_\infty = 4.01 \times 10^{-4}$ s, et on obtient une distance source récepteur estimée de $\hat{r} = c \hat{t}_\infty = 5.93$ m, ce qui est cohérent avec la mesure manuelle de $r = 6$ m.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les problèmes liés à la représentation du signal enregistré sur un seul capteur en milieu petit fond. En effet, nous avons tout d'abord vu que les limitations intrinsèques des représentations temps-fréquence ne permettent pas de les utiliser telles quelles. Nous avons alors présenté des solutions pour adapter le signal reçu aux représentations temps-fréquence. Pour cela, nous avons introduit les transformations dites de warping. Basées sur la physique de la propagation, elles déforment un des axes du signal pour rendre les structures linéaires.

Nous avons donc tout d'abord effectué un rappel sur le warping temporel, puis nous avons introduit une nouvelle transformation : le warping fréquentiel adapté au guide parfait. Nous avons caractérisé cette transformation de manière théorique, puis l'avons validée

expérimentalement sur des données enregistrées en cuve ultrasonore. Enfin, nous avons présenté une application directe du warping fréquentiel : l'estimation du temps de trajet direct d'un signal propagé en guide d'onde petit fond.

Dans le prochain chapitre, nous verrons comment utiliser les méthodes de warping temporel et fréquentiel pour résoudre les problèmes concrets de localisation de sources et d'estimation de l'environnement en milieu petit fond.

Chapitre 3

Caractérisation de l'environnement et estimation de la distance source/récepteur en petit fond

Sommaire

Introduction	91
3.1 Méthodes existantes	92
3.1.1 Méthode par champs d'onde adaptés : Matched Field Processing (MFP)	92
3.1.2 Autres méthodes	94
3.2 Filtrage modal	94
3.2.1 Principe du filtrage temps-fréquence	95
3.2.2 Création des masques temps-fréquence	96
3.2.3 Retour dans le domaine temporel initial	101
3.2.4 Récapitulatif sur le filtrage modal	102
3.3 Estimation des fonctions modales sur une antenne verticale .	104
3.3.1 Méthode	105
3.3.2 Application sur données simulées	106
3.3.3 Application sur données petites échelles	106
3.3.4 Conclusion	110
3.4 Estimation des Temps d'Arrivée des Modes (TAM)	110
3.4.1 Méthode	112
3.4.2 Lien avec les vitesses de groupe	113
3.4.3 Définition des TAM relatifs	113
3.4.4 Application sur données simulées	113
3.4.5 Conclusion	116
3.5 Localisation de sources dans le plan $x - y$ en utilisant trois capteurs	116
3.5.1 Méthode	116
3.5.2 Application sur données réelles	118

3.5.3	Discussion et conclusion	120
3.6	Estimation des paramètres géoacoustiques	123
3.6.1	Méthode	124
3.6.2	Analyse de l'algorithme d'inversion	125
3.6.3	Application sur données simulées	126
3.6.4	Application sur données réelles	126
3.6.5	Conclusion	132
	Conclusion	133

Introduction

L'identification du milieu marin et la localisation de sources en acoustique sous-marine ont été l'objet de nombreuses recherches, particulièrement depuis la fin des années 1970. Cette période a vu l'essor de l'informatique, et ainsi de la simulation de la propagation acoustique. Cela a permis de développer, entre autres, des méthodes basées sur la comparaison entre un signal acoustique réel et un jeu de signaux simulés. C'est de ces méthodes que nous allons nous inspirer pour caractériser l'environnement.

De manière générale, les méthodes de localisation et d'estimation de l'environnement varient selon quatre grands paramètres :

- **Le type de propagation.** Il dépend du type d'environnement, petit fond ou grand fond, de la bande de fréquences étudiée et de la distance source/récepteur. C'est sur lui que se basent les diverses méthodes proposées. Dans notre cas petit fond et ondes UBF, le modèle adapté est la propagation modale (cf chapitre 1).
- **La configuration du système de réception.** Les capteurs utilisés en réception peuvent être organisés selon différentes géométries, et donc échantillonner plus ou moins finement le champ acoustique. Nous nous intéressons ici seulement à des cas *a priori* défavorables : petite antenne verticale ne couvrant pas la totalité de la colonne d'eau, réseau parcimonieux d'hydrophones (au moins trois), ou configuration mono-capteur. Ces configurations de réception restrictives manquent de *diversité spatiale*. Cependant, elles sont bien plus simples à mettre en place dans un contexte opérationnel qu'une antenne (ou un réseau d'antennes) couvrant la totalité de la zone étudiée.
- **La configuration du système d'émission.** Le signal émis peut-être monochromatique ou large bande. Pour compenser le manque de diversité spatiale en réception, nous choisissons de ne travailler que sur des signaux large bande, augmentant ainsi la *diversité fréquentielle*. Par ailleurs, nous ne considérons que des sources très courtes en temps, quasiment impulsionnelles. De plus, les sources sous-marines ont un mouvement généralement relativement lent : de l'ordre de quelques mètres par seconde. L'effet de ce mouvement sur la propagation, l'effet Doppler, est alors négligeable face à la dispersion des ondes UBF. Nous supposons donc également que les sources étudiées sont immobiles.
- **Les caractéristiques étudiées.** Certaines méthodes proposent d'étudier le signal reçu dans sa globalité, alors que d'autres proposent d'extraire des paramètres caractéristiques. Les méthodes de traitement du signal présentées dans le chapitre précédent extraient et utilisent l'information modale du signal reçu.

Nous commençons ce chapitre par un bref rappel des méthodes existantes permettant l'estimation des paramètres géoacoustiques et la localisation de la source. Pour les adapter à notre cas, il est nécessaire d'extraire du signal reçu l'information liée aux modes. Nous présentons donc ensuite une méthode de filtrage modal et son application pour estimer les fonctions modales sur une antenne verticale. Nous l'utilisons ensuite pour estimer les Temps d'Arrivée des Modes (TAM) sur un unique capteur.

Par la suite, nous utilisons les TAM estimés pour proposer une méthode de localisation de sources dans le plan $x - y$ (la direction z occultée correspond à la profondeur) adaptée à la localisation de mammifères marins. Cette méthode nécessite un nombre limité de capteurs (au moins trois). Nous appliquons cette méthode sur des données réelles enregistrées dans un environnement compliqué : la Baie de Fundy (Canada). Cela nous permet de localiser une baleine franche et ainsi de valider notre méthode d'estimation des TAM dans un cas réel impliquant une source naturelle d'opportunité. Finalement, nous présentons une méthode de caractérisation de l'environnement utilisant un unique capteur. Cette méthode est également basée sur les TAM estimés. Elle est validée sur des données simulées et sur plusieurs jeux de données réelles : données petites échelles et données marines.

3.1 Méthodes existantes

Dans cette section, nous présentons brièvement les méthodes les plus classiques de localisation de sources et d'estimation de l'environnement en acoustique sous-marine. Tout d'abord, nous présentons la grande classe des méthodes dites de *Matched Field Processing* qui sont largement utilisées dans ce domaine. Ensuite, nous en présentons des méthodes dérivées et plus adaptées à notre configuration d'étude.

3.1.1 Méthode par champs d'onde adaptés : Matched Field Processing (MFP)

3.1.1.1 Principe

Le MFP est une méthode assez ancienne dont les origines remontent au milieu des années 1960, lorsque C.S. Clay examine le lien entre propagation modale et traitement d'antenne [Clay66]. M.J. Hinich est le premier à proposer une estimation de la profondeur de la source [Hinich73] puis de sa distance [Hinich79] en utilisant une antenne verticale. Il introduit alors de nombreux concepts importants, mais ses modèles environnementaux manquent de réalisme. Le MFP tel que nous l'utilisons actuellement a réellement été introduit par H.P. Bucker en 1976 [Bucker76]. Depuis, ce type de méthode a largement été développé et a donné lieu à de nombreuses publications [Tolstoy91, Thode00b, Soares07, Yardim10]. Un résumé complet sur le MFP est présenté dans [Baggeroer93].

Le concept de base du MFP est assez simple : on compare un signal réel à un ensemble de signaux simulés et on cherche celui qui lui "ressemble" le plus, via la minimisation d'un critère adapté. Concrètement, on possède un signal réel s . Il correspond au champ acoustique enregistré, quelque soit la configuration de réception, et peut donc être multidimensionnel si le signal est enregistré sur une antenne. On cherche alors à estimer un jeu de paramètres \mathbf{m}_{reel} qui caractérise la localisation de la source et/ou l'environnement. Ce jeu de paramètres \mathbf{m}_{reel} est souvent un vecteur. Sa taille dépend du nombre de paramètres à estimer : distance source/récepteur, profondeur de la source, profondeur de l'eau, profil de célérité, etc...

La valeur estimée de \mathbf{m}_{reel} est notée $\hat{\mathbf{m}}$. Elle est déterminée en comparant s à un jeu de N signaux simulés s_n^{simu} , dits *répliques*. Cette comparaison est effectuée en utilisant une fonction de coût. Les répliques sont simulées dans des conditions approchant au maximum les conditions expérimentales et la variabilité entre les différentes répliques est dictée par N différents jeux de paramètres \mathbf{m}_n . Ainsi, lorsque l'on aura trouvé la réplique s_i^{simu} qui ressemble le plus à s (au sens d'un critère à définir), on aura $\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_i$. Ce principe est résumé figure 3.1.

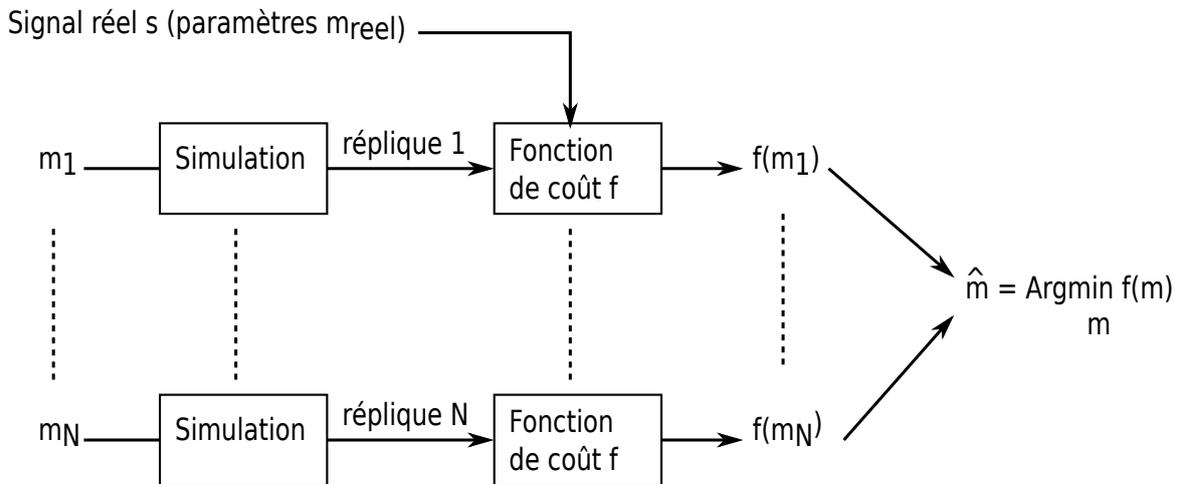


FIG. 3.1 : Principe du Matched Field Processing.

3.1.1.2 Intérêts et faiblesses du MFP

Le MFP est une méthode très générale. Ces principes permettent une grande liberté d'application, aussi bien sur le plan expérimental que sur le plan informatique. En effet, l'utilisateur est libre de choisir :

- les configurations d'émission et de réception,
- la fonction de coût (ou de contraste),
- l'algorithme de parcours dans l'ensemble des paramètres recherchés.

L'étape de simulation numérique des répliques permet de prendre en compte la complexité de la propagation océanique, et lorsqu'on le connaît, de se baser sur un modèle de propagation aussi proche que possible de la réalité. Cependant, cela constitue également un désavantage. En effet, le MFP implique de nombreuses simulations de la propagation et est donc très coûteux en temps de calcul. Comme l'espace des paramètres à estimer peut-être de grande dimension, il est souvent nécessaire de parcourir cet espace sans avoir à faire de recherche exhaustive. Cela implique l'utilisation d'algorithmes de recherche souvent lourds. Généralement, on utilise des méthodes de type recuit simulé [Dosso93, Knobles03], algorithme génétique [Heard98, Huang08], ou algorithme hybride [Musil99, Jiang10]. De plus, le MFP est sensible aux erreurs de modélisation dues à une erreur d'a priori sur le milieu réel et/ou sur la source [Tolstoy89, Chen06] : une erreur d'a priori sur la localisation de la source peut entraîner une erreur d'estimation de l'environnement, et vice-versa.

En conclusion, le MFP est une méthode très employée qui fournit d'excellents résultats. Le prix à payer est un temps de calcul relativement long et une connaissance la plus exacte possible des paramètres environnementaux que l'on suppose connus a priori (ceux que l'on ne cherche pas à estimer, et que l'on utilise pour le calcul de toutes les répliques).

3.1.1.3 Applicabilité du MFP dans la configuration d'étude

De manière générale, les performances du MFP reposent sur la quantité d'information disponible dans le signal enregistré pour effectuer la comparaison avec les répliques. Une manière évidente d'augmenter cette information est d'utiliser un grand nombre de capteurs. Cependant, une adaptation du MFP au contexte mono-capteur a été proposée par C.S. Clay [Clay87]. Elle nécessite une connaissance du signal source. Ce problème a été contourné avec l'introduction de nouveaux estimateurs de MFP basés sur les propriétés du rapport entre les spectres des répliques et celui du signal réel [Frazer90]. Toutefois, ces nouveaux estimateurs sont très sensibles au bruit et à la modélisation de l'environnement. Nous n'appliquerons donc pas tel quel le MFP dans notre configuration.

3.1.2 Autres méthodes

Le MFP a été décliné sous de nombreuses formes. De l'idée originale, on garde la comparaison de données réelles avec des répliques simulées. Par contre, au lieu de comparer le signal enregistré lui-même, on peut extraire des paramètres caractéristiques du signal et effectuer la comparaison entre ces paramètres extraits et des paramètres simulés. Nous utiliserons cette idée dans la méthode d'inversion proposée dans la section 3.6. Les paramètres extraits peuvent alors être les nombres d'onde [Frisk89, Lynch91], les modes eux-mêmes (on parle alors de Matched Mode Processing) [Shang85b, Nicolas09], la trajectoire des modes dans le plan temps-fréquence [Potty00], etc... Toutes ces méthodes fonctionnent bien à condition que l'estimation des paramètres caractéristiques soit correcte. Elles nécessitent généralement un grand nombre de capteurs, exceptées les méthodes basées sur les représentations temps-fréquence.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons montrer qu'il est possible d'extraire l'information modale du signal reçu en utilisant un nombre limité de capteurs, puis nous l'appliquerons pour proposer des méthodes de localisation de sources et d'estimation de l'environnement. Dans une précédente thèse effectuée au GIPSA-Lab [Le Touzé07], des méthodes mono-capteurs d'estimation de la distance source/récepteur et de la profondeur de source ont déjà été proposées en contexte UBF et petit fond. En conséquence, nous ne nous y intéresserons pas dans ce manuscrit. Nous mettrons principalement l'accent sur des méthodes d'estimation de l'environnement mono-capteur. Nous proposerons également l'automatisation d'une méthode développée par C. Gervaise [Gervaise08] permettant l'estimation de la position d'une source dans un plan $x - y$.

3.2 Filtrage modal

Toutes les méthodes proposées dans cette thèse ont pour but d'utiliser un maximum d'information à partir de signaux enregistrés sur un minimum de capteurs. Pour cela,

nous souhaitons être capable de séparer les modes à partir du signal reçu sur un unique capteur. Nous appellerons ce procédé le *filtrage modal*. De telles méthodes de filtrage ont déjà été proposées. Certaines requièrent l'utilisation d'une antenne de capteurs [Nicolas03] et d'autres sont applicables sur un unique récepteur [Le Touzé07]. La méthode que nous proposons ici s'inspire de celle proposée dans [Le Touzé07] et est réalisée dans le domaine temps-fréquence. Cependant, notre méthode est plus simple mais également plus complète. Elle propose une détection du signal, qui était réalisée manuellement dans [Le Touzé07]. Nous verrons par la suite que cette détection précise permet une meilleure applicabilité des outils proposés.

3.2.1 Principe du filtrage temps-fréquence

Le filtrage dans le domaine temps-fréquence a été largement étudié et a donné lieu à deux approches principales.

Dans la première, le filtrage temps-fréquence a pour but de distinguer la partie utile d'un signal, et donc de rejeter le bruit. Pour cela, le filtrage optimal de Wiener a été étendu au domaine temps-fréquence [Hlawatsch00]. Cependant, ce type de filtrage permet uniquement de rejeter le bruit mais pas de distinguer deux structures utiles différentes, comme deux modes. Nous ne nous y intéresserons donc pas plus en détail.

Une seconde approche vise à segmenter le plan temps-fréquence en plusieurs zones utiles pour séparer différentes composantes du signal [Hory02]. C'est ce domaine qui nous intéresse et va nous permettre de filtrer les modes. Un tel processus s'effectue en deux étapes principales :

1. Déterminer une zone Z à filtrer dans le plan temps-fréquence. Pour cela, on crée un *masque temps-fréquence* $M(t, f)$ tel que

$$M(t, f) = \begin{cases} 1 & \text{si } (t, f) \in Z \\ 0 & \text{si } (t, f) \notin Z \end{cases} \quad (3.1)$$

2. Effectuer le filtrage de la zone Z en utilisant le masque M dans le domaine temps-fréquence.

Il existe de nombreuses méthodes permettant de réaliser ces deux étapes. Nous verrons dans la section 3.2.2 comment nous réalisons la première étape en nous aidant des outils de warping présentés dans le chapitre précédent. Pour la deuxième étape, plusieurs options sont possibles : le filtrage non-linéaire, le filtrage linéaire et le filtrage atomique.

Filtrage non linéaire : il consiste à utiliser le masque $M(t, f)$ sur la DWV du signal $W(t, f)$. La DWV du signal filtré est donc

$$W_{filt}(t, f) = W(t, f) \times M(t, f). \quad (3.2)$$

On synthétise ensuite le signal filtré correspondant en résolvant un problème de moindres carrés [Boudreaux-Bartels86]. Cette méthode est coûteuse en temps de calcul et s'avère parfois peu efficace [Kozek92b]. Elle est de plus basée sur la DWV que nous souhaitons éviter pour minimiser les interférences.

Filtrage linéaire : L'application classique du filtrage linéaire sur un signal $x(t)$ est, dans le domaine temporel,

$$x_{filt}(t) = \int_u h(t, u)x(u)du, \quad (3.3)$$

où $h(t, u)$ est la fonction de réponse impulsionnelle du filtre et x_{filt} le signal filtré. On fait le lien avec le domaine temps-fréquence grâce au symbole de Weyl [Kozek92a]. Ce symbole, noté $SW(t, f)$, est lié à $h(t, u)$ par

$$SW(t, f) = \int h\left(t - \frac{\tau}{2}, t + \frac{\tau}{2}\right)e^{-2i\pi f\tau} d\tau. \quad (3.4)$$

Le filtrage est effectué en considérant que le symbole de Weyl est le masque temps-fréquence $SW(t, f) = M(t, f)$. On obtient la réponse impulsionnelle $h(t, u)$ correspondante en inversion l'équation (3.4) [Hlawatsch94].

Filtrage atomique : il est basé sur les représentations temps-fréquence atomiques, telle que la TFCT présentée dans le chapitre précédent. Son principe consiste à appliquer le masque $M(t, f)$ directement sur une représentation temps-fréquence linéaire du signal $RTF(t, f)$. Comme dans le cas du filtrage non linéaire, on a

$$RTF_{filt}(t, f) = RTF(t, f) \times M(t, f). \quad (3.5)$$

Le retour dans le domaine temporel est effectué en inversant la représentation temps-fréquence filtrée [Hlawatsch92b]. On appelle cette méthode filtrage atomique, car elle permet de ne garder que certains atomes temps-fréquence. Ce filtrage atomique, appliqué sur la TFCT, est un filtrage linéaire pour lequel le symbole de Weyl est une convolution entre le masque et les atomes temps-fréquence. L'inconvénient principal de ce filtrage vient des limitations intrinsèques des représentations temps-fréquence linéaires. Le problème principal est donc la réalisation du masque lorsque les structures étudiées sont proches les unes des autres dans le domaine temps-fréquence. Cependant, nous avons proposé au chapitre précédent des méthodes de warping pour compenser la dispersion. Nous allons maintenant voir que nous pouvons nous en servir pour déterminer simplement des masques qui isolent les modes. De plus, l'implémentation du filtrage atomique est simple et nécessite peu de calcul. C'est donc la méthode que nous allons privilégier.

3.2.2 Création des masques temps-fréquence

Pour créer les masques dans le plan temps-fréquence, nous nous appuyons sur les outils qui compensent la dispersion présentés dans le chapitre précédent. La méthode de masquage peut se décomposer en trois étapes :

1. détection du signal et estimation du temps de trajet direct t_∞ ,
2. application du warping temporel en utilisant t_∞ ,
3. application d'un seuil sur la TFCT du signal déformé.

3.2.2.1 Détection du signal

Cette première étape est décrite en détail dans la section 2.5. Grâce au warping fréquentiel, elle permet de détecter l'échantillon qui correspond au temps t_∞ .

3.2.2.2 Application du warping temporel

Avec l'étape précédente, nous savons quel échantillon correspond au temps t_∞ . Cela permet d'appliquer l'équation de déformation du warping temporel en respectant son domaine de définition :

$$h(t) = \sqrt{t^2 + \frac{r^2}{c^2}} \quad , \quad t > t_\infty. \quad (3.6)$$

Quelque soit le signal reçu, on peut appliquer le warping temporel avec les paramètres canoniques $r = 10$ km et $c = 1500$ m.s⁻¹. En effet, on sait que la vitesse du son dans l'eau est toujours voisine de 1500 m.s⁻¹. De plus, si le spectrogramme du signal reçu présente le motif caractéristique des modes, alors la distance r est nécessairement de l'ordre de la dizaine de kilomètres. En effet,

- si r était trop petit (moins de quelques kilomètres), le régime modal ne serait pas établi
- si r était très grand (plusieurs dizaine de kilomètres), alors les modes seraient naturellement séparés. En effet, plus la distance augmente, plus la dispersion intermodale est grande et prend le pas sur la dispersion intramodale. Dans un tel cas, les modes sont séparés en temps sur le signal reçu et leur séparation n'est pas un problème.

En réalité, le warping temporel est bien plus sensible à la détection du signal qu'à une erreur sur les paramètres de warping : la condition $t > t_\infty$ est plus importante que la modélisation du guide d'onde. Nous allons le montrer dans l'exemple du guide parfait. Pour cela, on considère un unique mode m . Sa phase est donnée par l'équation (2.41)

$$\Phi_m(t) = 2\pi f_{cm} \sqrt{t^2 - \frac{r^2}{c^2}} \quad , \quad t > t_\infty. \quad (3.7)$$

On rappelle que la phase d'un mode déformé est donné par $\Phi_m[h(t)] = 2\pi f_{cm}t$. Elle est linéaire en temps, le mode déformé est donc une sinusoïde de fréquence f_{cm} .

On considère maintenant une fonction de déformation non-adaptée à l'environnement, mais qui respecte la condition sur l'origine de l'axe temporel : $t > t_\infty$. On modélise cette situation par une erreur ε sur le paramètre r^2/c^2 dans une nouvelle fonction de déformation :

$$h_\varepsilon(t) = \sqrt{t^2 + \frac{r^2}{c^2} + \varepsilon} \quad , \quad t > t_\infty. \quad (3.8)$$

La phase du mode m déformé avec cette nouvelle fonction de déformation est $\Phi_m[h_\varepsilon(t)]$. Elle vaut :

$$\Phi_m[h_\varepsilon(t)] = 2\pi f_{cm} \sqrt{t^2 + \varepsilon} \quad , \quad t > t_\infty. \quad (3.9)$$

A l'inverse, on considère maintenant une fonction de déformation adaptée à l'environnement, mais on suppose une erreur dans l'estimation de l'origine de l'axe temporel. On le modélise par l'introduction d'une erreur Δt dans la phase du mode :

$$\Phi_m(t + \Delta t) = 2\pi f_{cm} \sqrt{(t + \Delta t)^2 - \frac{r^2}{c^2}} \quad , \quad t > t_\infty. \quad (3.10)$$

Lorsque l'on déforme ce mode avec la fonction de déformation h adaptée à l'environnement, on déforme l'axe des temps tel que $t \rightarrow h(t)$. La phase du mode est alors :

$$\Phi_m[h(t) + \Delta t] = 2\pi f_{cm} \sqrt{t^2 + \Delta t [\Delta t + 2h(t)]} \quad , \quad t > t_\infty. \quad (3.11)$$

On remarque que dans les deux cas, les résultats obtenus sont équivalents (au sens fonctionnel) au résultat du warping sans erreur lorsque le temps tend vers l'infini :

$$\Phi_m[h(t) + \Delta t] \sim 2\pi f_{cm} \quad , \quad t \rightarrow +\infty \quad (3.12a)$$

$$\Phi_m[h_\varepsilon(t)] \sim 2\pi f_{cm} \quad , \quad t \rightarrow +\infty \quad (3.12b)$$

Cependant, la physique de la propagation nous interdit d'attendre jusqu'à un temps infini, puisque le signal s'atténue. Il faut donc voir ce qui se passe au début du signal, c'est à dire lorsque t est légèrement plus grand que t_∞ . Pour cela, nous supposons être dans un guide parfait avec les paramètres suivants :

- profondeur $D = 100$ m,
- vitesse du son $c = 1500$ m/s,
- distance source/récepteur $r = 5$ km.

On simule alors le comportement de la phase et de la fréquence instantanée d'un mode après warping. Le warping temporel agissant de manière équivalente sur tous les modes, on choisit arbitrairement de s'intéresser au mode 3. On se place dans les situations suivantes :

1. bons paramètres de warping : $r = 5$ km, $c = 1500$ m/s ; origine temporelle correcte : $t_\infty = r/c = 3.33$ s ;
2. erreur de 100% sur la distance pour paramétrer le warping et célérité juste : $r = 10$ km, $c = 1500$ m/s ; origine temporelle correcte : $t_\infty = r/c = 3.33$ s ;
3. bons paramètres de warping : $r = 5$ km, $c = 1500$ m/s ; origine temporelle incorrecte telle que $\Delta t = 0.05$ s (soit une erreur de 10 échantillons pour un signal échantillonné à 200 Hz)

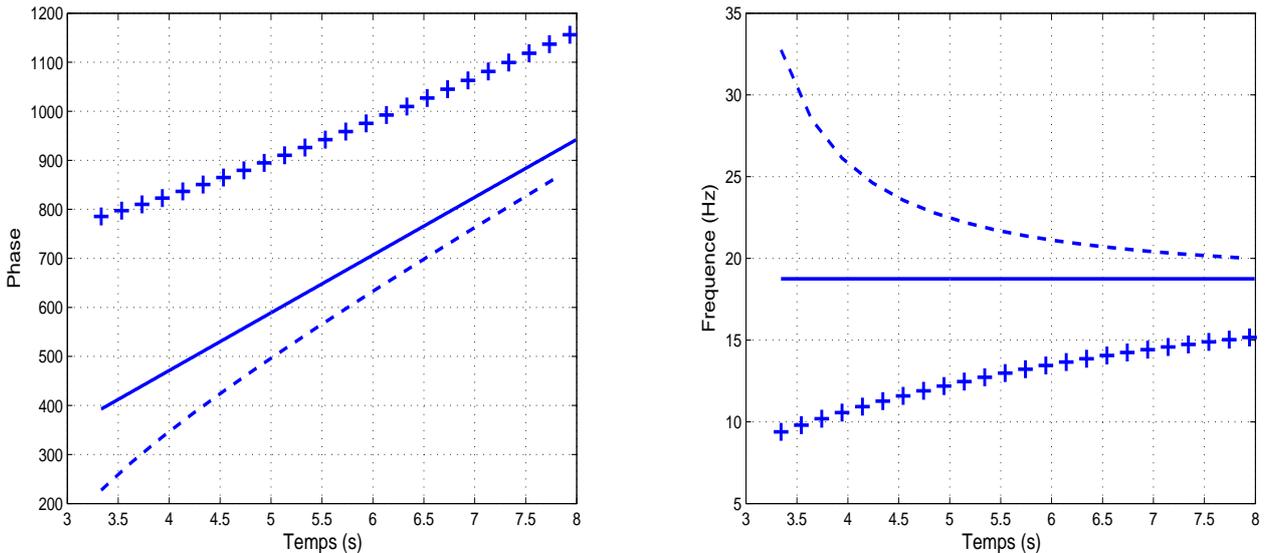
La figure 3.2 présente les résultats de ces simulations. La courbe en trait plein correspond à la première simulation. La phase est parfaitement linéaire, la fréquence instantanée est alors constante et vaut $f_{c3} \simeq 19$ Hz, elle peut donc être aisément filtrée. Pour les simulations 2 et 3, il est difficile d'évaluer qualitativement la linéarité des phases. On s'intéresse donc aux fréquences instantanées. On remarque que dans le cas de la simulation 2 (les croix), la courbe de fréquence instantanée varie deux fois moins que dans le cas de la situation 3 (courbe en pointillé). Dans un tel cas, le mode est plus facile à filtrer et risque moins d'être mélangé avec un mode adjacent.

On confirme ces résultats par la simulation d'un signal complet dans un guide parfait. La figure 3.3(a) présente le spectrogramme du signal simulé. La figure 3.3(b) présente le spectrogramme après warping temporel du signal simulé. La fréquence de chaque mode est constante, cela correspond bien à la courbe en trait plein de la figure 3.2(b). Les figures 3.3(c) et 3.3(d) présentent le spectrogramme après warping temporel du signal simulé et une erreur de modélisation. Pour la figure 3.3(c), le warping a été calculé avec une erreur de 100% sur la distance et en respectant l'origine temporelle, alors que la figure 3.3(d)

correspond aux bons paramètres de warping et à une origine temporelle incorrecte telle que $\Delta t = 0.05$ s. Comme dans le cas précédent d'un mode unique, on voit que le warping est bien plus sensible à une mauvaise origine temporelle qu'à une erreur sur la distance.

Nous avons ainsi illustré, sur un exemple précis, que le warping temporel est très sensible à la manière dont on fixe l'origine de l'axe temporel, mais peu aux paramètres de warping en eux-mêmes. Cela accentue l'importance de la première étape de détection impliquant le warping fréquentiel. Cela soutient également le fait que le warping temporel est un outil robuste que l'on peut appliquer sur un signal propagé dont on ne connaît pas les paramètres environnementaux.

En pratique, le warping temporel basé sur le modèle parfait fonctionne même lorsque l'environnement réel est beaucoup plus compliqué. Son application permet ainsi d'obtenir des modes séparés dans le plan temps-fréquence (et quasiment linéaires) dès lors que l'origine de l'axe temporel est la bonne, c'est à dire que t_∞ est bien pointé.



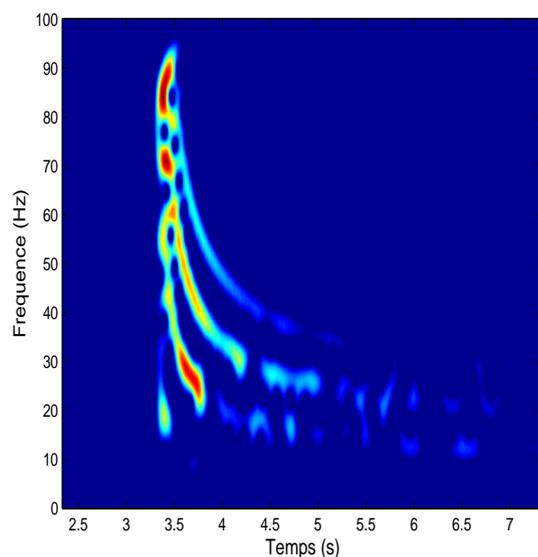
(a) Phase du mode 3

(b) Fréquence instantanée du mode 3

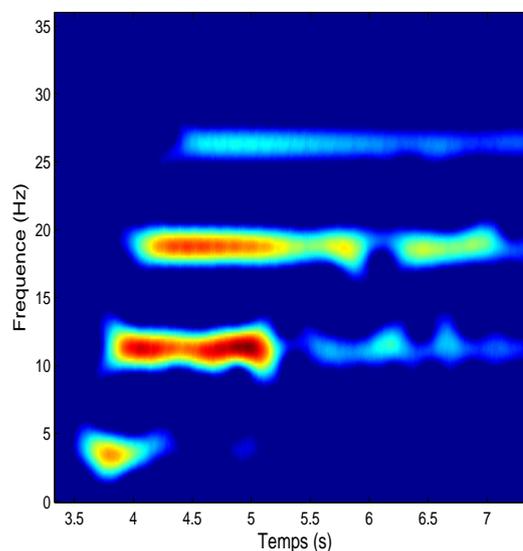
FIG. 3.2 : Comportement de la phase et de la fréquence instantanée d'un mode déformé selon les paramètres de warping temporel (trait plein : paramètres de warping et origine temporelle corrects ; croix : paramètres de warping incorrects et origine temporelle correcte ; pointillé : paramètres de warping corrects et origine temporelle incorrecte).

3.2.2.3 Segmentation du spectrogramme du signal déformé

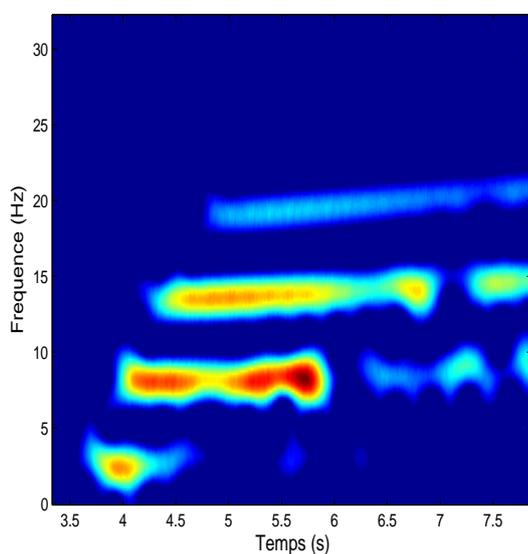
La dernière étape de la création des masques est de déterminer Z , la zone du plan temps-fréquence que l'on souhaite garder et qui correspond à un mode. Pour cela, on se base sur une représentation temps-fréquence énergétique du signal : le spectrogramme. Cela présente un double intérêt. Grâce au côté énergétique de cette représentation, on



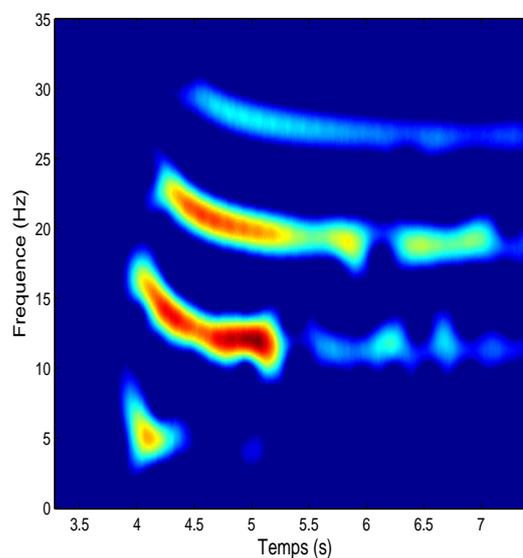
(a) Spectrogramme du signal simulé original



(b) Spectrogramme après warping temporel en utilisant les paramètres $c = 1500$ m/s et $r = 5$ km et avec la bonne origine temporelle



(c) Spectrogramme après warping temporel en utilisant les paramètres $c = 1500$ m/s et $r = 10$ km (erreur de 100%) et avec la bonne origine temporelle



(d) Spectrogramme après warping temporel en utilisant les paramètres $c = 1500$ m/s et $r = 5$ km et avec une origine temporelle décalée de 0.05 s

FIG. 3.3 : Comportement du warping temporel en fonction des paramètres de warping et de l'origine temporelle. Simulation réalisée dans un guide parfait de paramètres $D = 100$ m, $c = 1500$ m/s et $r = 5$ km.

détecte aisément les modes : ils correspondent aux zones de haute intensité dans le spectrogramme. De plus, une fois le masque construit par analyse du spectrogramme, on peut l'appliquer sur la TFCT utilisée pour construire le spectrogramme en question. Ainsi, grâce au warping temporel et à la séparation préalable des modes, on réalise facilement un filtrage atomique.

La détermination de la zone à filtrer Z correspond alors à une segmentation du spectrogramme. Pour cela il existe deux grandes classes de méthodes :

- Des méthodes dédiées à l'analyse temps-fréquence : elles sont souvent basées sur les statistiques d'ordre supérieur et permettent de séparer la partie utile du signal du bruit [Hory02, Huillery08, Millioz09].
- Des méthodes qui viennent du domaine du traitement d'image, telle *la ligne de partage des eaux* (“watershed” dans la littérature anglophone) [Vincent91] qui est parfois utilisée pour segmenter le spectrogramme [Le Touzé07]. En effet, comme le spectrogramme est énergétique, on peut le considérer comme une image en niveau de gris et donc utiliser des méthodes de segmentation classique [Pal93].

Grâce au warping temporel, les modes sont séparés dans le plan temps-fréquence. Nous n'avons donc pas besoin d'utiliser une méthode dédiée au temps-fréquence, souvent relativement complexe, basée sur un modèle de bruit, et nécessitant le réglage d'un ou plusieurs paramètres. Nous nous orientons donc vers la classe des méthodes de segmentation qui considèrent le spectrogramme comme une simple image. De nombreuses méthodes de segmentation nécessitent en pré-traitement un lissage de l'image par filtrage pour supprimer les détails de l'image non significatifs (en particulier les minima locaux). La première étape d'un tel lissage est l'application d'un seuil avec un niveau bas pour supprimer les pics les plus bas. Grâce au pouvoir séparateur du warping temporel, nous pouvons nous arrêter à cette étape. Nous choisissons donc de segmenter le spectrogramme du signal déformé en appliquant simplement un seuil. Cela permet de séparer les modes déformés du reste du plan temps-fréquence. La valeur de ce seuil est déterminée manuellement, et nous la changeons au besoin selon le mode à filtrer.

La méthode proposée n'est donc pas entièrement automatique puisqu'elle requiert le réglage manuel d'un seuil. Cette étape pourrait sûrement être automatisée via l'utilisation de méthode de reconnaissance de forme [Jain00]. Cependant, la littérature ne présente que très peu de méthodes de segmentation qui soient complètement automatiques et qui ne requièrent le réglage d'aucun paramètre.

En conclusion, on détermine les masques correspondant aux modes dans le plan-temps fréquence grâce à un seuillage du spectrogramme. Grâce au pouvoir séparateur du warping temporel, le réglage de ce seuil n'est pas une étape critique et peut aisément être fait à la main. On applique ensuite ces masques sur la TFCT. Ainsi, on isole les modes déformés dans le plan temps-fréquence.

3.2.3 Retour dans le domaine temporel initial

Pour revenir dans le domaine initial, il faut :

- passer du domaine temps-fréquence déformé au domaine temporel déformé,
- revenir vers le domaine temporel initial.

La première étape est réalisée en calculant la TFCT inverse du mode déformé filtré. La TFCT inverse est calculée grâce à l'équation 2.3 donnée dans le chapitre précédent. Ce calcul ne pose pas de problème particulier puisque la fenêtre d'analyse utilisée est toujours d'énergie finie. Après cette étape, on possède un mode filtré et déformé dans le domaine temporel. Pour revenir vers le domaine initial, il suffit alors d'appliquer à ce mode le warping temporel inverse présenté dans la section 2.2.3.

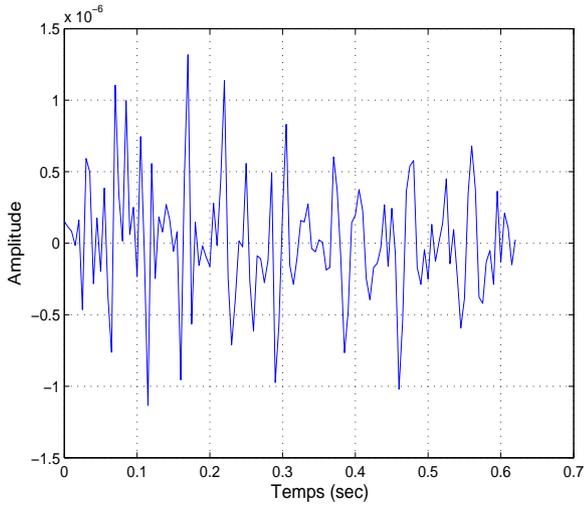
La figure 3.4 illustre le processus complet du filtrage modal. On réutilise le signal simulé dans un guide de Pekeris avec un RSB de 5 dB présenté dans la section 2.5.2. On utilise la détection du signal réalisée dans cette même section par warping fréquentiel. Les axes temporels sont alors gradués avec leur origine prise au temps de trajet direct estimé. La figure 3.4(a) présente le signal reçu dans le domaine temporel sur un unique capteur, et la figure 3.4(b) montre le spectrogramme correspondant. La figure 3.4(c) montre le spectrogramme du signal après warping temporel. Ce warping temporel a été réalisé avec un modèle de guide parfait et les paramètres canoniques $r = 10 \text{ km}$ et $c = 1500 \text{ m/s}$. Il en résulte que les modes déformés ne sont pas de parfaites sinusoïdes : ils ne sont pas strictement horizontaux. Cependant, comme la détection du signal a été correctement effectuée, les modes déformés sont bien séparés dans le plan temps-fréquence. Il est donc maintenant simple de les filtrer en appliquant un simple seuil sur le spectrogramme de la figure 3.4(c). Le résultat du masquage pour le mode 2 est présenté sur la figure 3.4(d).

On retourne dans le domaine temporel déformé par TFCT inverse, puis on applique le warping temporel inverse pour revenir dans le domaine temporel initial. Les figures 3.4(e) et 3.4(f) montrent le résultat final du filtrage du mode 2 dans les domaines temporel et temps-fréquence. Ce mode est bien une modulation non linéaire de fréquence, dont les hautes fréquences arrivent avant les basses. Ce résultat est cohérent avec la physique de la propagation puisque, dans un guide de Pekeris, les vitesses de groupe des hautes fréquences sont plus rapides que celles des basses fréquences (c.f. section 1.3.5).

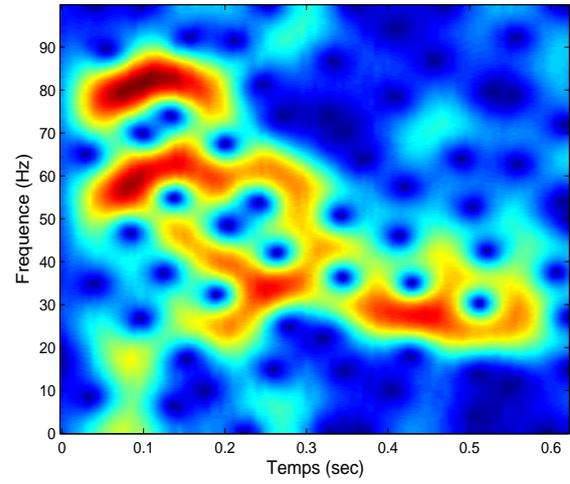
3.2.4 Récapitulatif sur le filtrage modal

La figure 3.5 montre un schéma résumant le processus complet de filtrage modal : à partir d'un signal initial $x(t)$ on obtient le mode filtré $m(t)$. Les différentes étapes sont :

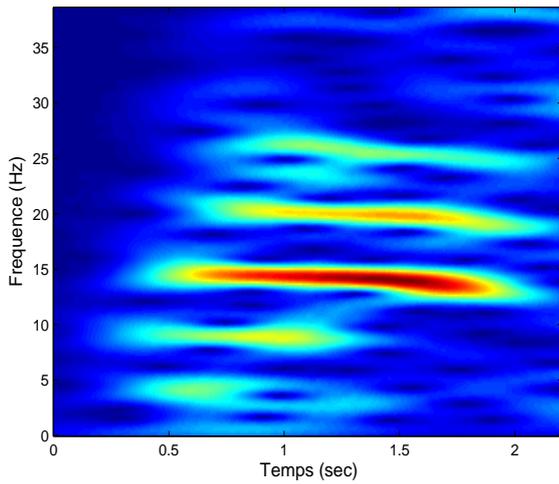
1. Calculer $X(f)$, la TF de $x(t)$.
2. Déformer récursivement $X(f)$ grâce au warping fréquentiel.
3. Estimer le temps de trajet direct t_∞ .
4. Grâce à t_∞ , régler l'origine temporelle et calculer le warping temporel $x_{warp}(t)$ du signal initial $x(t)$.
5. Passer dans le domaine temps-fréquence et obtenir la représentation temps-fréquence du signal déformé $RTF[x_{warp}](t, f)$.
6. Filtrer un mode grâce à un seuillage temps-fréquence et obtenir la représentation temps-fréquence du mode déformé $RTF[m_{warp}](t, f)$.
7. Revenir dans le domaine temporel pour obtenir le mode déformé $m_{warp}(t)$.
8. Appliquer le warping temporel inverse à $m_{warp}(t)$. On obtient ainsi le mode $m(t)$ dans le domaine temporel initial.



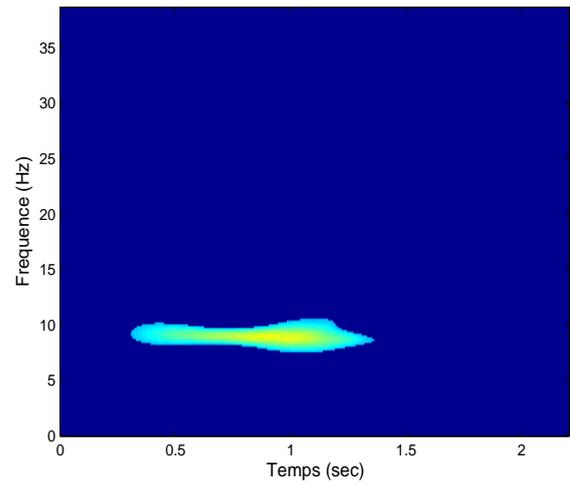
(a) Signal simulé dans le domaine temporel



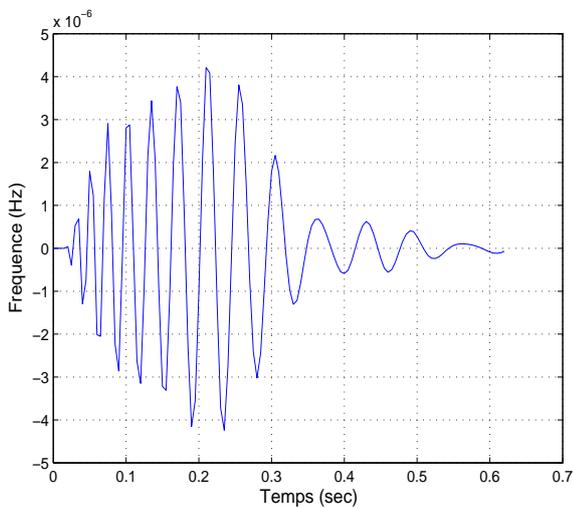
(b) Spectrogramme du signal simulé



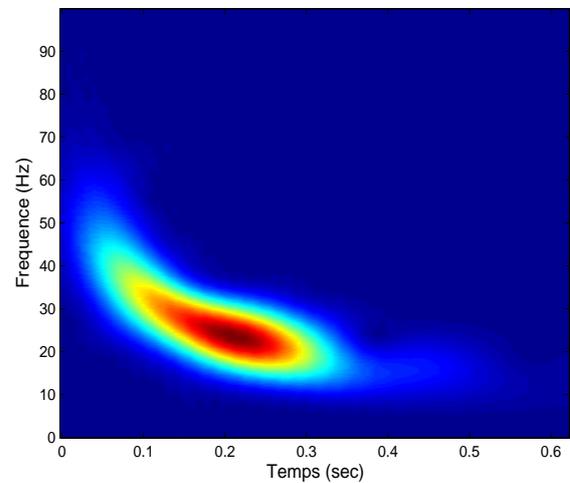
(c) Spectrogramme après warping temporel



(d) Spectrogramme après warping temporel et masquage



(e) Mode 2 filtré dans le domaine temporel



(f) Spectrogramme du deuxième mode

FIG. 3.4 : Processus de filtrage modal sur des données simulées bruitées : guide de Pekeris, $RSB=5$ dB.

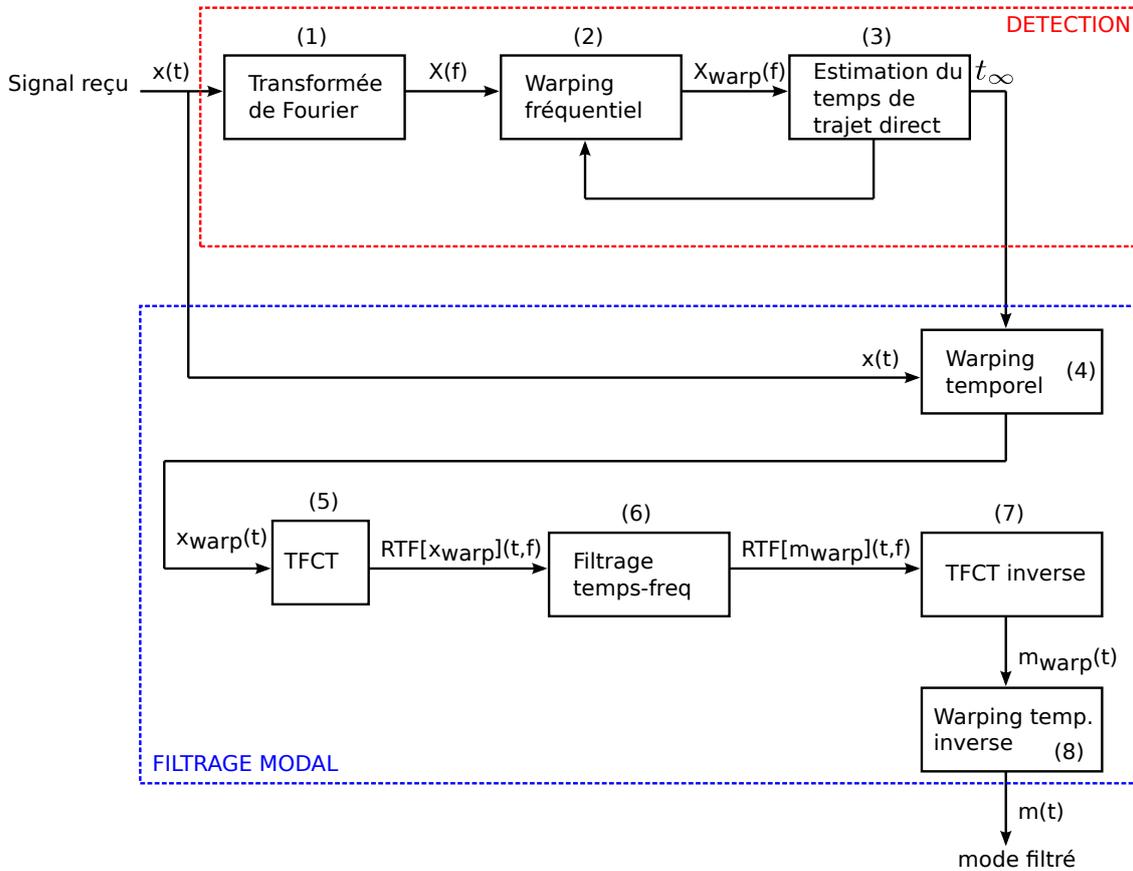


FIG. 3.5 : Principe du filtrage modal.

La méthode proposée dans cette section permet de réaliser le filtrage modal, sans a priori conséquent sur la distance source/récepteur ni l'environnement. Nous sommes donc capables de séparer les modes dans un signal reçu propagé.

Nous allons maintenant proposer deux applications qui découlent directement du filtrage modal :

1. l'estimation des fonctions modales, qui requiert une antenne verticale de capteurs en réception ;
2. l'estimation des Temps d'Arrivée des Modes (TAM), qui peut se faire en utilisant un unique capteur.

3.3 Estimation des fonctions modales sur une antenne verticale

Classiquement, l'estimation des fonctions modales sur une antenne verticale utilise des méthodes basées sur la Décomposition en Valeurs Singulières (SVD : Singular Value Decomposition) [Hursky01, Neilsen02]. La SVD est une méthode de diagonalisation matricielle utilisant une base de vecteurs propres orthogonaux. Appliquée au contexte

UBF sous-marin, elle est basée sur la propriété d'orthogonalité des fonctions modales. Cela pose un problème lorsqu'on possède une antenne de capteur avec trop peu d'hydrophones qui n'échantillonne pas complètement la colonne d'eau, et sur laquelle les modes ne sont pas orthogonaux. L'échantillonnage complet de la colonne d'eau est une énorme contrainte lorsqu'on cherche à le réaliser expérimentalement dans l'océan. Une solution à ce problème a été proposée par Walker et. al dans [Walker05], mais elle nécessite un échantillonnage du champ acoustique en distance et profondeur. En pratique, il est réalisé grâce à une antenne verticale et une source en mouvement. Nous proposons ici une nouvelle méthode, basée sur le filtrage modal temps-fréquence, qui permet l'estimation des fonctions modales et ne requiert l'utilisation que d'une source impulsionnelle immobile, et d'une antenne verticale quelconque. Comme notre méthode est basée sur le filtrage modal précédemment présenté, seule une faible connaissance a priori de l'environnement et de la distance source/récepteur est requise.

3.3.1 Méthode

On considère un signal $s(t, z)$ reçu sur une antenne verticale. Le filtrage modal permet d'isoler un mode $m(t, z)$ pour chaque capteur de l'antenne. Par transformée de Fourier, on obtient le mode $M(f, z)$ dans le domaine fréquentiel. Ce mode est donné par l'équation :

$$M(f, z) = Q\Psi_m(f, z_s)\Psi_m(f, z)\frac{e^{-irk_{rm}(f)}}{\sqrt{rk_{rm}(f)}}, \tag{3.13}$$

où Q est une constante qui dépend de l'environnement et z_s est la profondeur de la source.

Seul le terme $\Psi_m(f, z)$ dépend de la profondeur de réception. On fixe une fréquence f_0 à laquelle on cherche à estimer la fonction modale $\Psi_m(f_0, z)$. La quantité

$$Q\Psi_m(f_0, z_s)\frac{e^{-irk_{rm}(f_0)}}{\sqrt{rk_{rm}(f_0)}}$$

est donc une constante lorsque la profondeur varie. On peut donc estimer la fonction modale $\Psi_m(f_0, z)$ aux profondeurs de l'antenne à une constante multiplicative près. Son amplitude est donnée par le module du spectre $M(f, z)$ à la fréquence f_0 et ses changements de signe sont donnés par les changements de signe de la partie réelle de $M(f_0, z)$. Le procédé complet de cette méthode est illustré sur la figure 3.6.

On ne cherche pas à déterminer la constante multiplicative. En effet, cela n'a que peu d'intérêt puisque les fonctions modales sont normalisées en amplitude. On ne peut pas ici

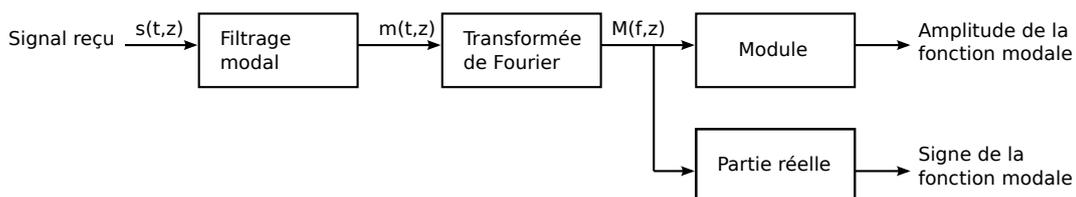


FIG. 3.6 : Principe de l'estimation des fonctions modales.

réaliser leur vraie normalisation, puisque nous ne possédons pas leurs valeurs sur toute la hauteur d'eau. De manière classique, nous normalisons nos exemples de telle sorte que le maximum de chaque fonction modale soit unitaire. De plus, notre méthode ne permet pas de déterminer le signe absolu des fonctions modales. On peut simplement déterminer leurs changements de signe. On utilise alors pour nos exemples une convention classique : chaque mode est positif dans son oscillation la plus proche de la surface de l'eau. Nos résultats sont alors valides à condition de ne pas rater l'oscillation la plus proche de la surface. C'est cependant un scénario peu probable en UBF où la période d'oscillation des fonctions modales est relativement grande.

Cette méthode permet donc une estimation de la forme des fonctions modales. Leur amplitude n'est connue qu'à une constante multiplicative près. Cependant, cette restriction est commune à la plupart des méthodes d'estimation des fonctions modales. Notons également qu'avec la méthode proposée, le signe de chaque mode (i.e. le sens de la première oscillation) est fixé arbitrairement. Ce choix arbitraire est sans conséquence. En effet, dans les équations de la propagation modale, et notamment dans l'équation (1.46) qui décrit le champ acoustique, les fonctions modales apparaissent toujours sous la forme du produit $\Psi_m(f, z_s)\Psi_m(f, z)$. En conclusion, seul leur signe relatif importe.

3.3.2 Application sur données simulées

Pour effectuer une première validation de cette méthode, nous l'appliquons sur des données simulées. Nous utilisons le guide de Pekeris présenté dans la section 2.5.2. Cette fois-ci, en réception, nous utilisons une antenne verticale échantillonnant toute la colonne d'eau tous les dix mètres entre 10 et 120 m. En émission, on simule une source parfaitement impulsionnelle, de spectre plat entre 0 et 100 Hz, et posée sur le fond. Tous les modes sont non nuls au niveau du fond et seront donc excités. Choisir une source posée sur le fond permet ainsi l'estimation de toutes les fonctions modales. Pour rendre la simulation plus réaliste, un bruit blanc est ajouté au signal reçu sur l'antenne, avec un RSB de 5 dB. La figure 3.7 montre le signal reçu sur l'antenne, normalisé entre -1 et 1 . Les modes ne sont pas discernables, car ils ne sont pas séparés en temps.

Les résultats de l'estimation pour les cinq premiers modes sont présentés sur la figure 3.8. Cette estimation est très bonne. On remarque toutefois quelques erreurs de signe comme aux profondeurs 60 et 90 m pour le mode 2 à 40 Hz. Ces erreurs sont dues au bruit et correspondent à des points autour desquels la phase de $M(f, z)$ est voisine de $\pm\pi/2$. Autour de ces points, le bruit peut provoquer un changement de signe de la partie réelle de $M(f, z)$. Ces erreurs n'apparaissent pas si le signal n'est que très faiblement bruité. Nous le verrons dans la section suivante où nous appliquons la méthode sur de nouvelles données petites échelles.

3.3.3 Application sur données petites échelles

3.3.3.1 Présentation des données

Nous appliquons également la méthode proposée sur des données expérimentales. Pour cela, nous avons reproduit dans la cuve ultrasonore du Laboratoire de Géophysique Interne

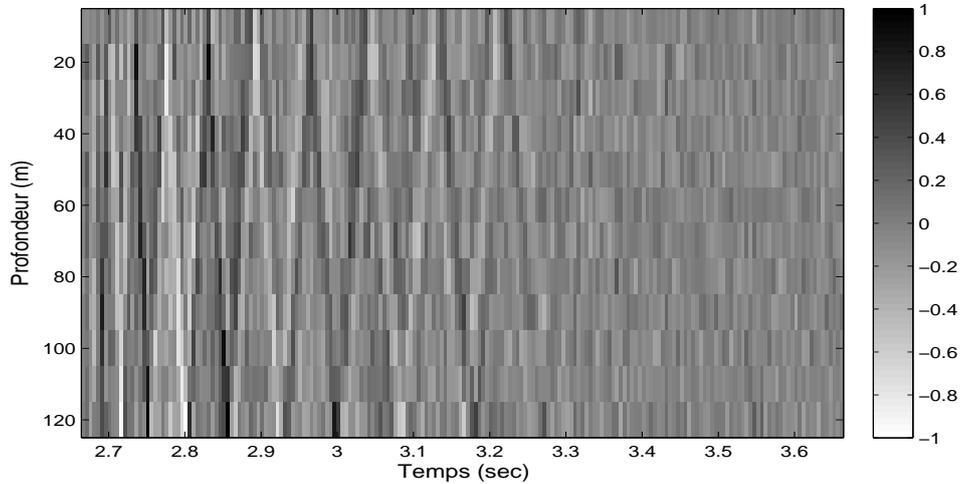


FIG. 3.7 : *Signal reçu sur une antenne verticale dans un guide de Pekeris bruité.*

et Tectonophysique de Grenoble un jeu de données rappelant les données "petites échelles, fond acier (MPL)" présentées dans la section 2.4.2. Cette nouvelle expérience est nécessaire car nous ne possédons aucun autre jeu de données réelles enregistrées sur une antenne verticale.

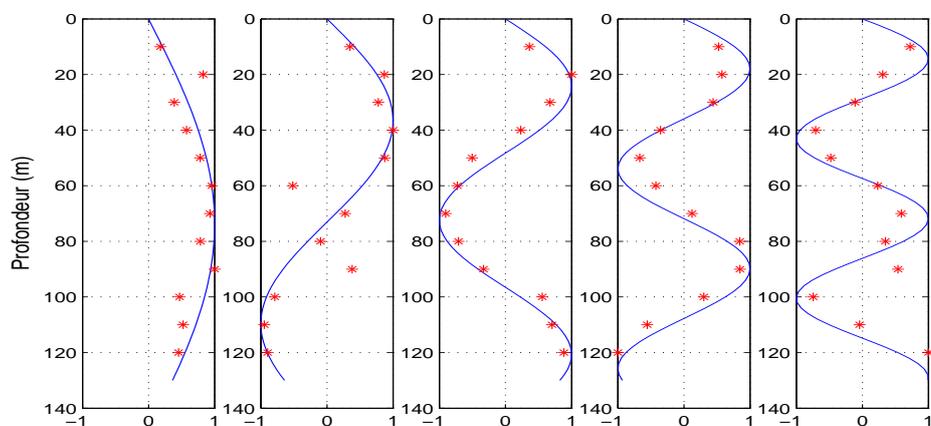
Comme à San Diego, le guide d'onde est formé entre la surface de l'eau et une barre d'acier inoxydable modélisant le fond de l'océan. L'épaisseur de la barre d'acier est telle que le guide d'onde peut-être considéré comme un guide de Pekeris avec les paramètres suivants :

- colonne d'eau : vitesse du son : $c_1 = 1480 \text{ m.s}^{-1}$, densité : $\rho_1 = 1$, profondeur : $D \simeq 230 \text{ mm}$;
- fond : vitesse du son $c_2 = 3100 \text{ m.s}^{-1}$, densité $\rho_2 = 7.9$;
- source de fréquence centrale 500 kHz.

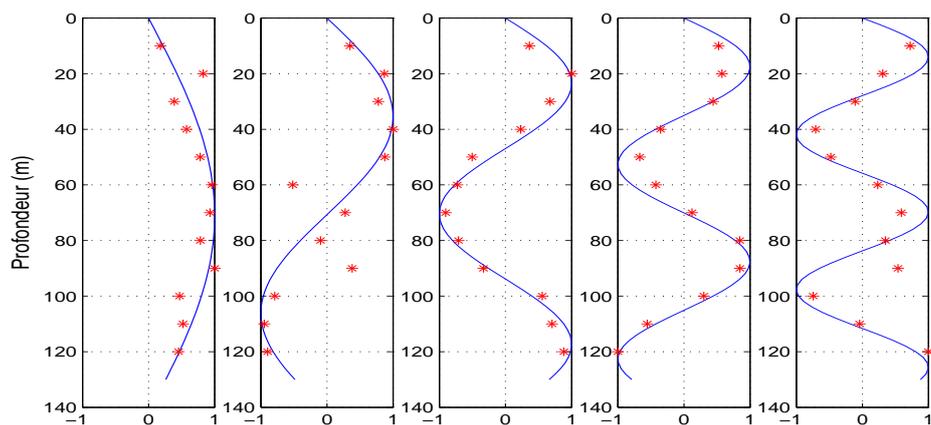
La source se trouve globalement au milieu du guide d'onde. L'antenne de réception est réalisée en utilisant une barrette échographique posée sur le fond. L'espacement inter-capteur est de 15 mm. Dix capteurs immergés sont utilisés et se situent entre la surface de l'eau et une profondeur d'environ 130 mm. Cela correspond au cas réaliste d'une expérience en mer où il est souvent impossible d'échantillonner correctement toute la colonne d'eau. La profondeur exacte de chaque capteur n'est pas connue. La source et le récepteur sont séparés d'une distance $r \simeq 112 \text{ cm}$. La fréquence d'échantillonnage en émission et en réception est de 10 MHz.

Ce protocole expérimental correspond à une expérience classique sous-marine en UBF, avec un facteur d'échelle $N = 1000$. On aurait alors les paramètres suivants :

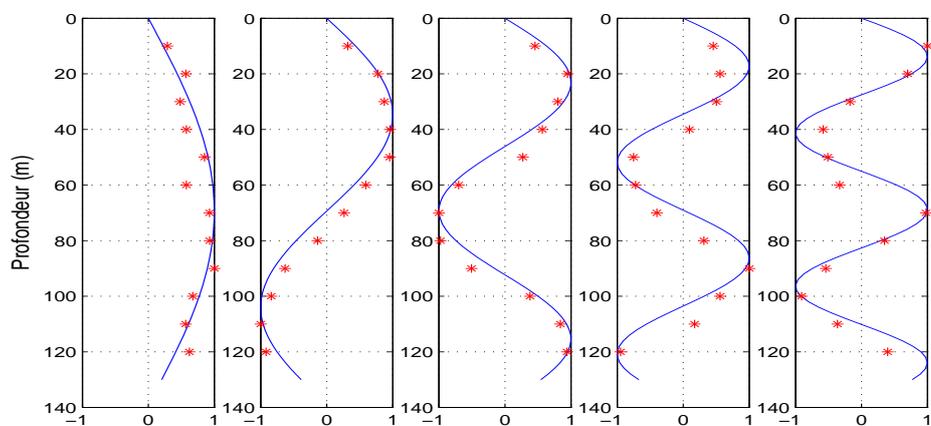
- profondeur d'eau : 230 m,
- distance source/récepteur : 11.2 km,
- fréquence centrale de la source : 500 Hz.



(a) Fonctions modales à 40 Hz



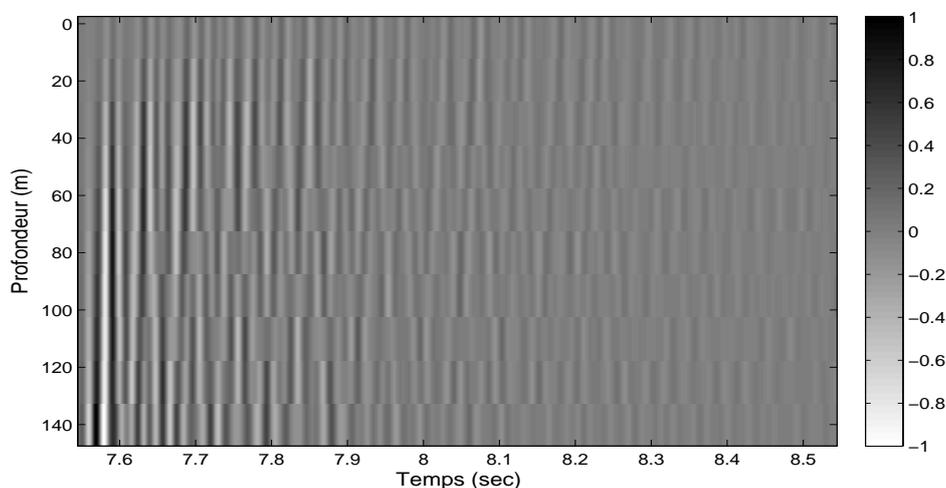
(b) Fonctions modales à 60 Hz



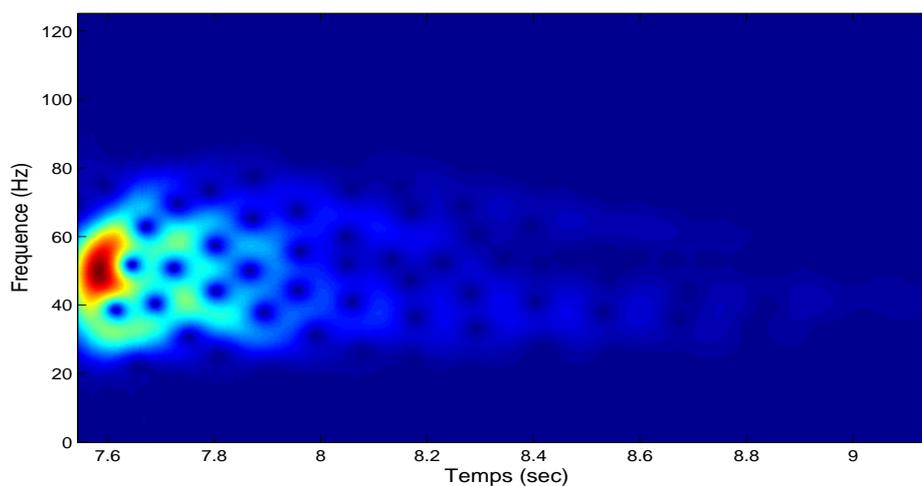
(c) Fonctions modales à 80 Hz

FIG. 3.8 : Estimation des cinq premières fonctions modales à différentes fréquences dans un guide de Pekeris bruité ($RSB=5$ dB).

Les autres paramètres environnementaux (vitesse du son, densité) ne varient pas avec le changement d'échelle. A l'avenir, nous ferons référence à ce jeu de données sous l'appellation données "petites échelles, fond acier (LGIT)". La figure 3.9 présente deux représentations du signal reçu durant cette expérience à échelle océanique. La figure 3.9(a) montre le signal reçu sur l'antenne, normalisé entre -1 et 1 . Le premier mode semble séparé des autres, un peu avant 7.6 s. Cependant, sur le spectrogramme présenté figure 3.9(b), on voit que les modes ne sont pas séparés en temps. En revanche, le premier mode est très énergétique par rapport aux autres. C'est pour cela que l'on peut le distinguer dans le signal complet reçu sur l'antenne.



(a) Signal reçu sur l'antenne



(b) Spectrogramme du signal reçu sur le capteur le plus profond

FIG. 3.9 : *Signal reçu lors de l'expérience petites échelles, fond acier LGIT (échelle océanique).*

3.3.3.2 Résultats

On applique la méthode d'estimation des fonctions modales sur ces données. La figure 3.10 présente les résultats d'estimation pour les 5 premiers modes aux fréquences 20, 40 et 50 Hz (les courbes sont graduées à l'échelle océanique). Les croix rouges représentent les valeurs des fonctions modales estimées aux profondeurs de l'antenne et les courbes bleues représentent les fonctions modales théoriques calculées grâce à notre connaissance de l'environnement dans la cuve. On remarque que la variabilité entre les fréquences est très faible, aussi bien pour les fonctions estimées que pour les théoriques. En effet, le guide d'onde réalisé dans la cuve avec un fond en acier est très proche d'un guide parfait. Nous avons montré dans le premier chapitre que dans un guide parfait, les fonctions modales ne dépendent pas de la fréquence. Cela explique cette faible variabilité. De manière plus générale, on voit que les fonctions modales estimées correspondent très bien à celles théoriques. Notre estimation des fonctions modales est donc très bonne.

3.3.4 Conclusion

La méthode d'estimation des fonctions modales proposée ne requiert que peu d'a priori sur l'environnement et sur la distance source/récepteur. Elle permet l'estimation des fonctions modales à toute fréquence excitée par la source. Pour l'appliquer, une unique source immobile et impulsionnelle est requise. Elle permet une estimation des fonctions modales sur une antenne verticale qui n'échantillonne pas nécessairement toute la colonne d'eau, et est donc simple à appliquer en contexte opérationnel. Les fonctions modales estimées peuvent être utilisées dans le cadre du Matched Mode Processing présenté au début de ce chapitre : une comparaison entre les fonctions modales estimées et des répliques simulées permet d'estimer l'environnement et/ou d'estimer la profondeur de la source. Comme expliqué dans la section 3.1, ce type de méthode a été largement étudié dans la littérature. Nous ne rentrerons donc pas plus dans les détails.

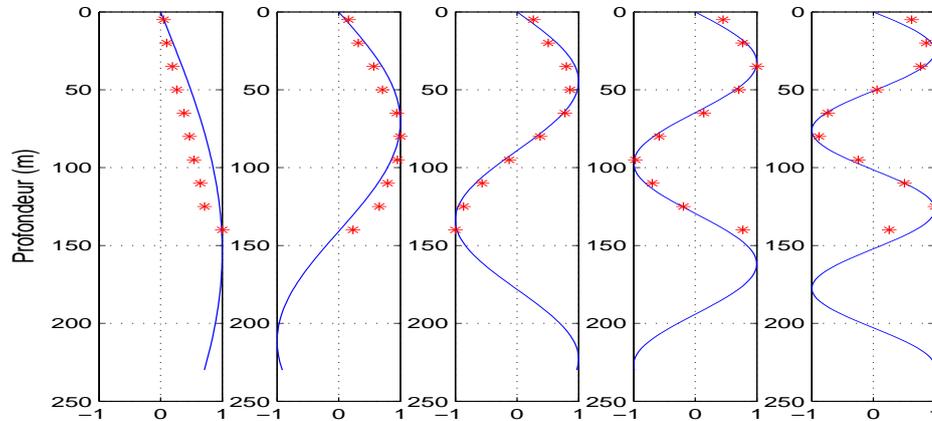
Nous allons maintenant nous concentrer sur des méthodes utilisant un nombre encore plus restreint de capteurs. Les méthodes que nous proposons alors sont toutes basées sur les TAM, dont nous allons maintenant proposer une nouvelle méthode d'estimation [Bonnell09d].

3.4 Estimation des Temps d'Arrivée des Modes (TAM)

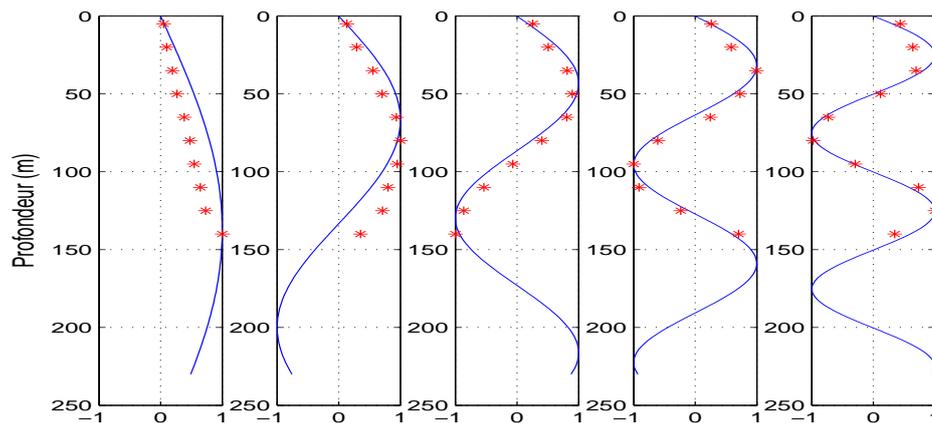
Les TAM introduits dans la section 1.5.2 sont d'importantes caractéristiques du signal reçu. Pour un mode m , ils sont définis par :

$$t_m(f) = \frac{r}{v_{gm}(f)}, \quad (3.14)$$

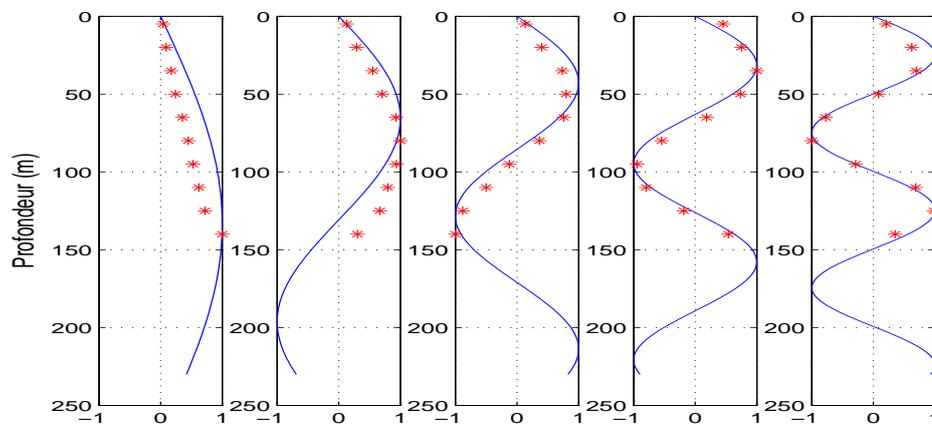
où v_{gm} est la vitesse de groupe du mode m . Ils contiennent donc une information sur la distance source/récepteur r et sur l'environnement via la vitesse de groupe. Ils sont donc d'excellents candidats pour construire des méthodes d'estimation de l'environnement et/ou de localisation de sources.



(a) Fonctions modales à 20 Hz



(b) Fonctions modales à 40 Hz



(c) Fonctions modales à 50 Hz

FIG. 3.10 : Estimation des fonctions modales pour les 5 premiers modes sur les données petites échelles, fond acier (LGIT).

Ils commencent à être utilisés dans le domaine de l'acoustique sous-marine, que ce soit pour l'estimation de l'environnement [Potty00] ou pour la localisation de sources [Gervaise08]. Cependant, leur estimation reste très souvent manuelle : les TAM sont pointés par l'utilisateur sur les représentations temps-fréquence.

Nous avons montré dans le premier chapitre que les TAM caractérisent le motif temps-fréquence du signal reçu : ils sont les opposés des retards de groupe. Nous allons maintenant montrer qu'ils sont estimables via des méthodes d'estimation dans le plan temps-fréquence. A notre connaissance, seule une méthode automatique permet leur estimation [Hong05]. Elle propose une estimation récursive des TAM via une rotation des atomes temps-fréquence : chaque itération améliore alors la résolution. Cependant, cette méthode est coûteuse en temps de calcul et n'a pas été vérifiée expérimentalement lorsque les modes sont très proches les uns des autres dans le plan temps-fréquence comme c'est le cas en acoustique sous-marine pour les ondes UBF en petit fond. La méthode que nous proposons, basée sur le filtrage modal, est simple à mettre en place et parfaitement adaptée au contexte sous-marin UBF et petit fond.

3.4.1 Méthode

On considère un signal $s(t)$ reçu sur un unique capteur à une profondeur z_r . Le filtrage modal permet d'isoler un mode $m(t)$. Par transformée de Fourier, on obtient le mode $M(f)$ dans le domaine fréquentiel. Ce mode est donné par l'équation :

$$M(f) = Q\Psi_m(f, z_s)\Psi_m(f, z_r)\frac{e^{-irk_{rm}(f)}}{\sqrt{rk_{rm}(f)}}, \quad (3.15)$$

où Q est une constante qui dépend de l'environnement et z_s est la profondeur de la source. Comme démontré dans la section 1.5.2, les TAM que nous cherchons à estimer correspondent aux retards de groupe du signal $m(t)$. Sous l'hypothèse de la phase stationnaire sous laquelle nous travaillons, notre problème revient donc à estimer la fréquence instantanée de $m(t)$.

L'estimation de la fréquence instantanée d'un signal est un problème classique en traitement du signal [Boashash92a, Boashash92b]. Ici, plusieurs paramètres importants sont à prendre en compte :

- grâce au filtrage modal, $m(t)$ est monocomposante ;
- à cause de la dispersion, $m(t)$ n'est pas linéaire dans le plan temps-fréquence ;
- $m(t)$ est un signal physique réel, il est donc bruité ;
- l'environnement dans lequel a été enregistré $m(t)$ est supposé inconnu.

Comme le mode $m(t)$ est monocomposante, des méthodes classiques de type Transformée de Hilbert pourraient fonctionner [Hahn96]. Cependant, le mode filtré est potentiellement bruité ce qui peut mettre en défaut ce genre de méthodes. Nous optons donc pour une estimation des retards de groupe dans le plan temps-fréquence. Pour les raisons expliquées dans la section 2.1, nous choisissons de calculer le spectrogramme réalloué $S_m^r(t, f)$ du mode filtré. En effet, cela permet une très bonne localisation dans le plan temps-fréquence du mode et ne fait apparaître aucune interférence. L'estimation finale

des retards de groupe s'effectue par une simple recherche du temps le plus énergétique à une fréquence donnée. On limite cette recherche aux fréquences pour lesquelles le mode $m(t)$ est suffisamment énergétique pour que son spectrogramme réalloué ait un sens. En pratique, on choisit de ne s'intéresser qu'aux fréquences f pour lesquelles le quotient entre la densité spectrale du mode $P_m(f) = |M(f)|^2$ et la densité spectrale maximale P_{max} est supérieur à un certain seuil S . Les TAM estimés $\hat{t}_m(f)$ sont donc donnés par

$$\widehat{t}_m(f) = \arg \max_t S_m^r(t, f) \quad , \quad f \text{ tel que } \frac{P_m(f)}{P_{max}} > S. \quad (3.16)$$

La valeur du seuil S est ajustable en fonction du niveau de bruit dans le signal reçu. Dans le cas de la majorité des signaux étudiés dans ce manuscrit, nous avons choisi $S = 0.1$. Ce choix, empirique, permet une estimation correcte des TAM le long du mode.

3.4.2 Lien avec les vitesses de groupe

Même si leur définition est correcte en terme de traitement du signal, les TAM restent cependant peu utilisés dans le domaine de l'acoustique sous-marine. Dans le cas où la distance source récepteur r est connue et où l'instant d'émission de la source l'est également, il existe un lien direct entre les TAM et les vitesses de groupe v_{gm} . Notre estimateur des TAM fournit alors immédiatement un estimateur des vitesses de groupe :

$$\widehat{v}_{gm}(f) = \frac{r}{\widehat{t}_m(f)}. \quad (3.17)$$

3.4.3 Définition des TAM relatifs

La double condition sur la connaissance de la distance source/récepteur et de la synchronisation temporelle entre la source et le récepteur est très forte. Il est possible de s'en affranchir en définissant des TAM relatifs $t_m^{rel}(f)$ définis de telle sorte que le temps de trajet direct soit nul :

$$t_m^{rel}(f) = t_m(f) - t_m(\infty). \quad (3.18)$$

Ces TAM relatifs sont estimables aisément sans synchronisation entre la source et le récepteur. En effet, comme démontré dans la section 2.5, le warping fréquentiel permet de pointer l'échantillon qui correspond au temps de trajet direct. En choisissant cet échantillon comme origine des temps, l'estimateur des TAM donné par l'équation 3.16 fournit directement les TAM relatifs, que nous utiliserons dans les sections 3.5 et 3.6 pour réaliser la localisation de sources et l'inversion géoacoustique.

3.4.4 Application sur données simulées

Pour tester quantitativement cette méthode, nous l'appliquons sur des données simulées. Son application sur des données réelles sera présentée dans le cadre de son utilisation en localisation de sources et en estimation de l'environnement.

3.4.4.1 Guide parfait non bruité

Nous appliquons tout d'abord la méthode d'estimation des TAM au guide parfait non bruité présenté dans la section 2.3. Pour mémoire, la figure 2.10 présente les spectrogrammes du signal reçu avant et après warpings. La figure 3.11(a) superpose les TAM estimés (points rouges) et théoriques (lignes bleues). La figure 3.11(b) présente le même résultat en terme de vitesses de groupe. Dans les deux cas, le résultat est quasi parfait. De manière quantitative, l'erreur d'estimation des temps d'arrivée, calculée en moyennant pour toutes les fréquences et pour tous les modes est de 3.8 ms, ce qui correspond à moins d'un échantillon pour une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz. L'erreur moyenne correspondante pour les vitesses de groupe est de 1.2 m/s, alors que ces dernières vont de 800 à 1500 m/s. En terme d'erreur relative, on obtient :

$$\widehat{t}_m^{rel}(f) = t_m^{rel}(f) \pm 0.7\%, \quad (3.19a)$$

$$\widehat{v}_{gm}(f) = v_{gm}(f) \pm 0.1\%. \quad (3.19b)$$

Notons que l'erreur relative présentée est calculée sur les TAM relatifs. En effet, calculée sur les TAM, elle augmente avec la distance et n'est donc pas représentative du procédé d'estimation.

Nous cherchons à obtenir une évaluation physique de notre erreur d'estimation : 3.8 ms pour les TAM relatifs et 1.2 m/s pour les vitesses de groupe. Pour cela, on considère un nouveau guide parfait dont un des paramètres (profondeur ou vitesse du son) diffère du guide étudié précédemment. En faisant varier ce paramètre, on calcule les TAM relatifs et les vitesses de groupe dans ce nouveau guide, puis on les compare à ceux du guide

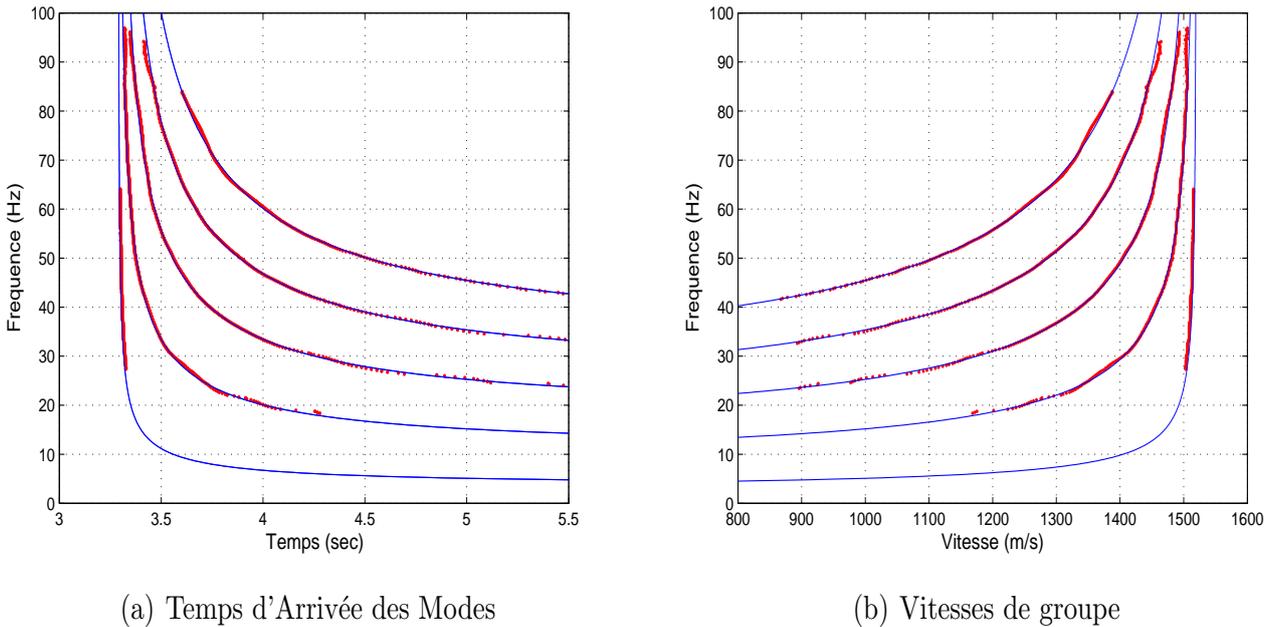


FIG. 3.11 : TAM estimés (points rouges) et théoriques (lignes bleues) dans un guide parfait non bruité et lien avec les vitesses de groupe.

précédent. Une différence de profondeur $\Delta D = 0.5$ m ou une différence de célérité $\Delta c = 2$ m/s entraînent une différence sur les TAM et les vitesses de groupe de l'ordre de notre erreur d'estimation.

3.4.4.2 Guide de Pekeris bruité

On teste maintenant la méthode dans un environnement plus réaliste : le guide de Pekeris bruité étudié dans la section 2.5.2. Les résultats de l'estimation des TAM après filtrage modal et leur correspondance avec les vitesses de groupe sont présentés sur la figure 3.12. Ces résultats sont très satisfaisants, sauf pour le mode 1 qui n'est pas assez excité pour être correctement estimé. Comme précédemment, nous calculons les erreurs moyennes d'estimation pour tous les modes. On obtient une erreur moyenne de 3.7 ms pour les TAM, ce qui correspond à une erreur de 1.9 m/s pour les vitesses de groupe. Les erreurs relatives sont alors :

$$\widehat{t}_m^{rel}(f) = t_m^{rel}(f) \pm 3.3\%, \quad (3.20a)$$

$$\widehat{v}_{gm}(f) = v_{gm}(f) \pm 0.17\%. \quad (3.20b)$$

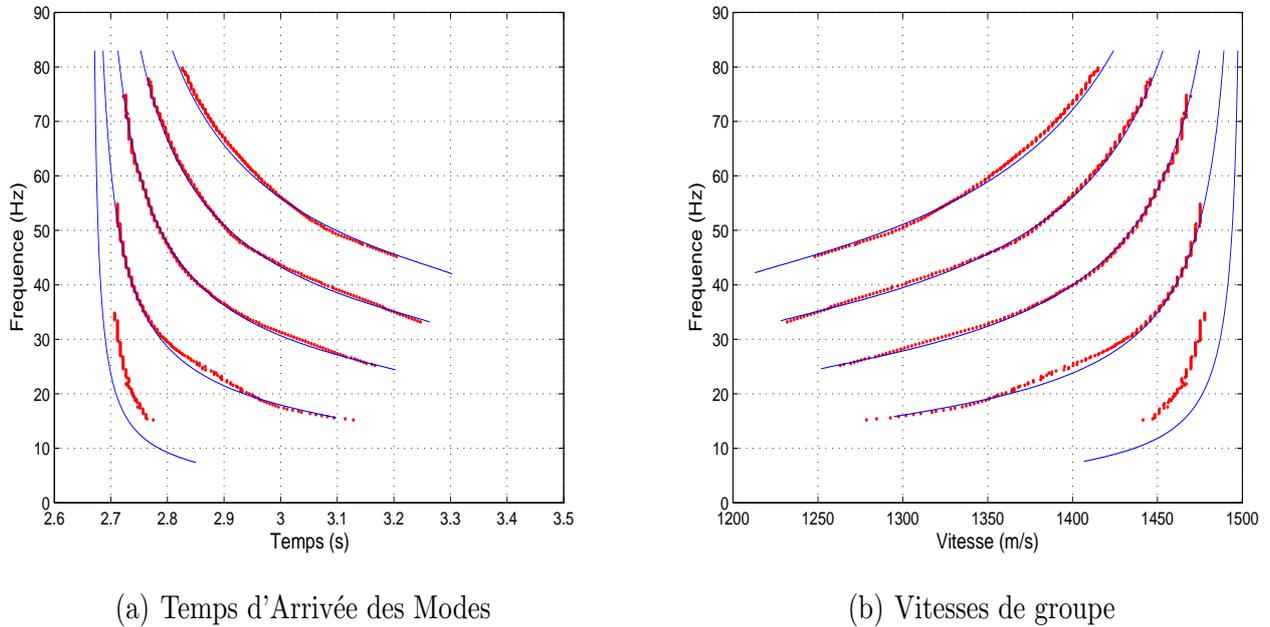


FIG. 3.12 : Comparaison entre les TAM estimés (croix rouges) et théoriques (lignes bleues) dans un guide de Pekeris bruité et lien avec les vitesses de groupe.

On évalue physiquement cette erreur d'estimation de la même manière que précédemment. On considère alors un nouveau guide de Pekeris, pour lequel on fait successivement varier la vitesse du son dans l'eau c_1 , la vitesse du son dans le fond c_2 et la profondeur D .

Les variations de ces paramètres qui correspondent à l'ordre de grandeur de l'erreur d'estimation sont :

$$\Delta c_1 = 3 \text{ m/s} = 0.2\% \quad (3.21a)$$

$$\Delta c_2 = 200 \text{ m/s} = 10\% \quad (3.21b)$$

$$\Delta D = 2.5 \text{ m/s} = 2\% \quad (3.21c)$$

L'erreur d'estimation des TAM correspond à une faible variation de c_1 et D , mais à une grande variation de la vitesse du son dans le fond, c_2 . Ce sera donc le paramètre le plus difficile à estimer dans le cadre d'une inversion géoacoustique basée sur les TAM.

3.4.5 Conclusion

Cette section a présenté un estimateur des TAM basé sur le filtrage modal. Aucun a priori sur l'environnement n'est requis pour estimer les TAM. Lorsque la distance source/récepteur est connue et que la source et le récepteur sont synchronisés temporellement, l'estimateur des TAM fournit directement un estimateur des vitesses de groupe. Lorsque ce n'est pas le cas, on estime des TAM relatifs. Nous allons voir dans la suite comment utiliser ces TAM relatifs pour réaliser la localisation de la source et l'estimation de l'environnement.

3.5 Localisation de sources dans le plan $x - y$ en utilisant trois capteurs

On considère dans cette section être en possession d'un réseau parcimonieux d'hydrophones : au moins trois hydrophones séparés les uns des autres de plusieurs kilomètres et positionnés dans une configuration géométrique non linéaire. Cette situation est complètement différente de l'étude du signal reçu sur une antenne. Elle correspond par exemple à une installation permanente dans une zone sensible à surveiller. Nous verrons par la suite que cette configuration est parfaitement adaptée pour l'étude des mammifères marins.

Les bases de cette méthode ont été proposées par Gervaise *et al.* dans [Gervaise08]. Nous en avons par la suite proposé une automatisation dans [Bonnell08]. Nous décrivons ici l'environnement océanique dans un espace cartésien à trois dimensions $x - y - z$. La dimension z correspond à la profondeur, et le plan $x - y$ est parallèle à la surface de l'eau (ou au fond de l'océan). On cherche ici uniquement à localiser les sources dans le plan $x - y$, sans s'intéresser à leur profondeur. Cette dernière peut par exemple être estimée en utilisant les méthodes mono-capteurs proposées dans [Le Touzé07].

3.5.1 Méthode

L'idée principale de la méthode proposée [Gervaise08] est de combiner astucieusement les TAM relatifs pour faire disparaître l'influence de l'environnement, et ainsi de ne garder que l'information correspondant à la distance source/récepteur. Comme elle utilise les

TAM relatifs, cette méthode est donc applicable dans un contexte complètement passif : sans a priori sur l'environnement, ni synchronisation entre la source et le récepteur.

On suppose posséder N hydrophones ($N > 3$). On note r_i la distance entre l'hydrophone i et la source et $t_m^{rel}(i, f)$ le TAM relatif du mode m à la fréquence f reçu sur l'hydrophone i . On définit la quantité $d(m, n, i, f)$ comme étant une différence de TAM relatifs à la fréquence f entre deux modes m et n reçus sur l'hydrophone i :

$$d(m, n, i, f) = t_m^{rel}(i, f) - t_n^{rel}(i, f). \quad (3.22)$$

Notons que cette quantité peut être calculée sur les TAM ou les TAM relatifs sans aucune conséquence, puisqu'un éventuel décalage de l'échelle temporelle est annulé par la soustraction. La quantité d peut s'exprimer en fonction des vitesses de groupe et de la distance entre la source et l'hydrophone i :

$$d(m, n, i, f) = r_i \left(\frac{1}{v_{gm}(f)} - \frac{1}{v_{gn}(f)} \right). \quad (3.23)$$

En supposant l'environnement homogène dans la zone étudiée, les vitesses de groupe sont les mêmes sur tous les récepteurs. On peut donc s'affranchir de l'influence de l'environnement en effectuant un quotient entre deux quantités d calculées pour deux hydrophones différents i et j :

$$R(m, n, i, j, f) = \frac{d(m, n, i, f)}{d(m, n, j, f)} = \frac{r_i}{r_j}. \quad (3.24)$$

Cette quantité R est calculable à partir des seuls TAM relatifs estimés sur les données reçues. Elle ne dépend pas de l'environnement ni du signal émis. En conséquence, c'est une quantité adaptée pour localiser la source de manière robuste. Les quantités inconnues r_i et r_j qui vérifient l'équation (3.24) sont toutes situées sur un cercle lorsque $R \neq 1$, ou sur une droite lorsque $R = 1$.

En supposant que l'on possède au moins trois hydrophones, on peut calculer au moins trois quantités R pour une fréquence et deux modes donnés (il existe trois combinaisons de deux éléments parmi trois : $C_2^3 = 3$). Cela définit trois cercles distincts et la source se situe à leur unique intersection. Cependant, en considérant un grand nombre de quantités R calculées pour plusieurs fréquences, plusieurs couples de modes et plusieurs hydrophones, l'utilisation de ce critère géométrique se révèle peu pratique pour localiser la source. En effet, une erreur d'estimation des TAM, même minime, entraîne des erreurs sur les quantités R calculées. Les cercles correspondant peuvent alors avoir plusieurs points d'intersection, ou aucun. Pour résoudre ce problème, l'estimation de la localisation de la source est effectuée grâce à une fonction de coût J utilisant l'ensemble des quantités R calculées.

En utilisant tous les TAM extraits, on forme tous les 5-uplets possibles (m, n, i, j, f) entre deux modes distincts m et n , deux hydrophones distincts i et j et une fréquence f . Les coordonnées estimées de la source \hat{x}_s et \hat{y}_s sont alors données par la minimisation quadratique suivante :

$$[\hat{x}_s, \hat{y}_s] = \arg \min_{x, y} J(x, y), \quad (3.25)$$

où $J(x,y)$ est la fonction de coût

$$J(x, y) = \sum_{c=1}^C [r_{i_c}^2(x, y) - R^2(m_c, n_c, i_c, j_c, f_c)r_{j_c}^2(x, y)]^2. \quad (3.26)$$

Dans cette équation, les paramètres sont :

- (x, y) est le point du plan auquel on évalue le coût J ;
- le nombre total de 5-uplets considérés est noté C ;
- m_c et n_c sont deux modes distincts, i_c et j_c deux hydrophones distincts, f_c une fréquence ; l'indice c correspond au 5-uplet pour lequel R est évalué ;
- $r_{i_c}(x, y)$ est la distance entre le point d'étude (x, y) et l'hydrophone i_c .

Puisque nous n'avons pas développé cet algorithme de localisation [Gervaise08], nous n'allons pas tester sa robustesse sur des données simulées. Cependant, nous allons en présenter son application sur des données réelles très éloignées de nos modèles théoriques. Cela fournira une preuve expérimentale de la robustesse de nos algorithmes de warping, de filtrage et d'estimation des TAM.

3.5.2 Application sur données réelles

Pour valider cette méthode, nous l'appliquons sur un jeu de données réelles contenant des vocalises de baleines franches. Ces animaux ont un répertoire souvent basse-fréquence, mais leurs chants sont variés : fréquences pures, gémissements, modulations de fréquence et *gunshots* [Vanderlaan03]. C'est ce dernier type de vocalise qui nous intéresse. Les *gunshots* sont de puissants cris impulsionsnels durant environ 2 ms et de fréquences allant de 10 Hz à 20 kHz. Ils sont produits par des mâles solitaires (ou des petits groupes) dans la Baie de Fundy au Canada et ont probablement un rôle dans la reproduction [Parks06]. Ils sont la plupart du temps émis près de la surface, et peuvent donc être utilisés dans un système d'alerte automatique pour éviter les collisions entre les baleines et les bateaux. La figure 3.13 présente la localisation de la Baie de Fundy, sur la côte Est canadienne.

3.5.2.1 Description des données

Le jeu de données utilisé provient d'un workshop de 2003 sur la détection, la localisation et la classification des mammifères marins en utilisant l'acoustique passive [Desharnais04b]. Le système d'acquisition est composé de cinq hydrophones posés sur le fond de l'océan (OBH). La géométrie du réseau est présentée sur la figure 3.14. Les chiffres entre parenthèses donnent la profondeur de l'eau au niveau des hydrophones. Les hydrophones E, H et L représentés en rouge sont ceux qui nous utilisons pour notre étude.

L'environnement de la Baie de Fundy est petit fond, avec une bathymétrie non constante variant entre 100 et 200 m. Les profils de célérité dans la colonne d'eau ont été mesurés durant l'expérience. Ils ne sont pas constants et présentent un gradient négatif ou un minimum local. Le fond est lui aussi caractéristique. Il est composé d'une première fine couche d'argile dite *Lahave clay* surplombant un socle sédimentaire appelé *Scotian drift* [Fader77]. Cette géométrie est schématisée par la figure 3.15. La vitesse du son dans l'argile est moindre que dans l'eau. Cela implique une grande dispersion modale.



FIG. 3.13 : Localisation de la Baie de Fundy, au Canada.

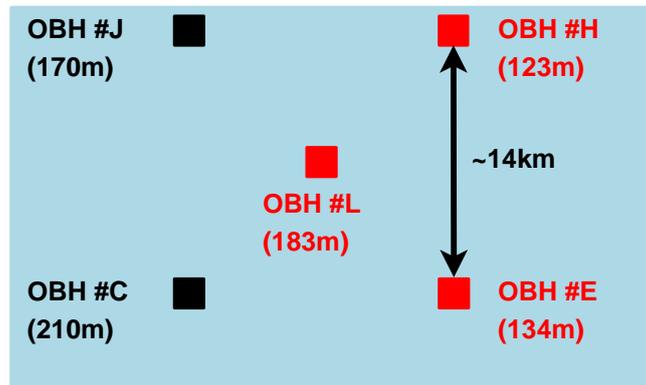


FIG. 3.14 : Réseau d'hydrophones utilisé dans la Baie de Fundy.

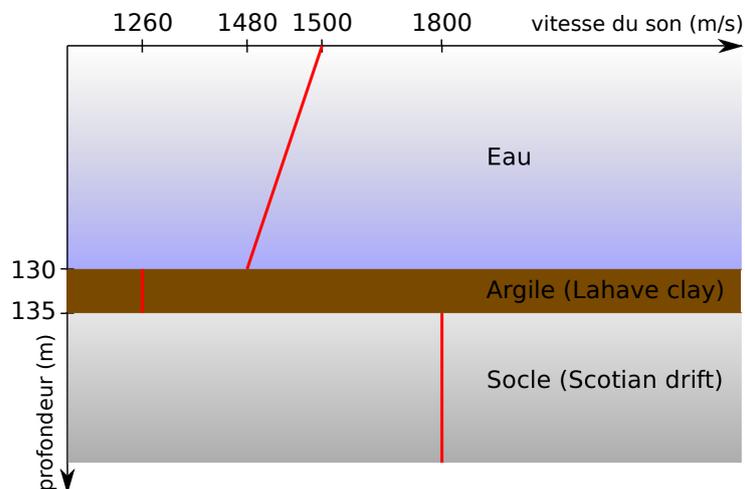


FIG. 3.15 : Schéma de la géométrie du guide d'onde dans la Baie de Fundy.

De manière générale, le guide d'onde de la Baie de Fundy est très éloigné du modèle théorique de guide parfait sur lequel nous avons basé nos algorithmes de warping et de filtrage modal. Ce jeu de données est donc parfaitement adapté pour tester la robustesse de nos algorithmes en environnement réel supposé inconnu et sur des sources naturelles (qui ne sont donc pas parfaitement impulsionnelles).

3.5.2.2 Application de l'algorithme de localisation

Les spectrogrammes des signaux enregistrés sur les trois hydrophones E,H et L sont présentés sur la figure 3.16. Sont également superposés sur ces figures les TAM relatifs estimés pour les quatre premiers modes. On utilise ces TAM en entrée de l'algorithme de localisation précédemment décrit. On appelle \hat{x}_{GS} et \hat{y}_{GS} les deux coordonnées estimées de la position du gunshot, et donc de la baleine. Le tableau 3.5.2.2 fournit les résultats de l'estimation de la localisation en fonction du nombre de modes utilisés, l'origine du repère étant prise au niveau de l'hydrophone L. On remarque que quelque soit le nombre de modes utilisés, la position estimée est globalement la même. En effet, grâce à la diversité fréquentielle, l'information est redondante et l'ajout de modes apporte peu d'information supplémentaire. Notons cependant que l'ajout de modes permet de moyennner les éventuelles erreurs d'estimation des TAM.

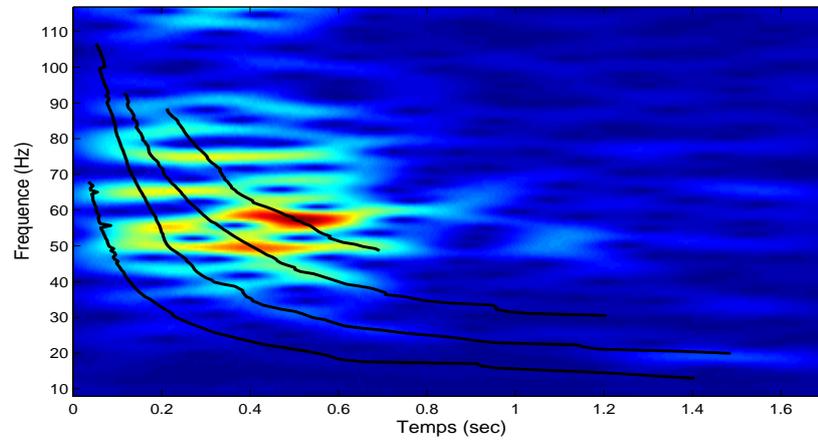
Nombre de modes utilisés	\hat{x}_{GS} (m)	\hat{y}_{GS} (m)
2	7014	-268
3	7248	-508
4	7139	-367

TAB. 3.1 : Résultats de la localisation de la baleine.

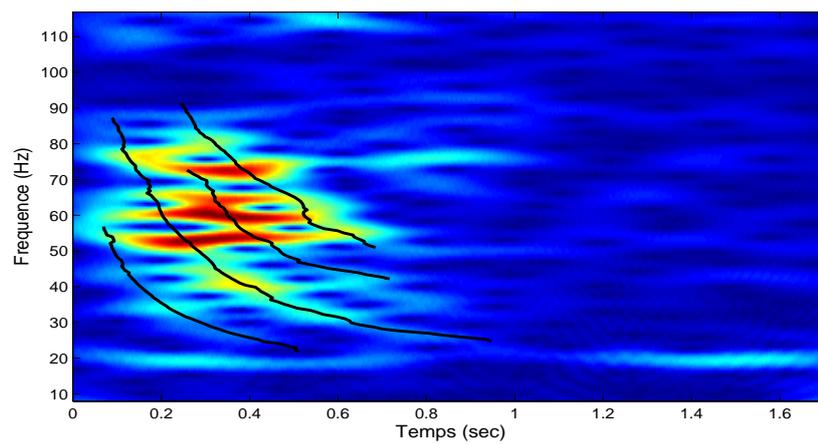
La figure 3.17 présente l'allure de la fonction de coût J , en décibels, lorsque 3 modes sont utilisés pour réaliser la localisation de sources. Sur cette figure, on a superposé la position estimée de la source (en jaune) et la position des hydrophones utilisés. On remarque que l'estimation de la position du gunshot est plus précise, i.e. le minimum de J est plus marqué, dans la direction y que dans la direction x . En effet, le gunshot se trouve globalement au milieu du réseau en y et presque à l'extérieur en x . Il est donc normal que l'estimation de x_{GS} soit moins précise.

3.5.3 Discussion et conclusion

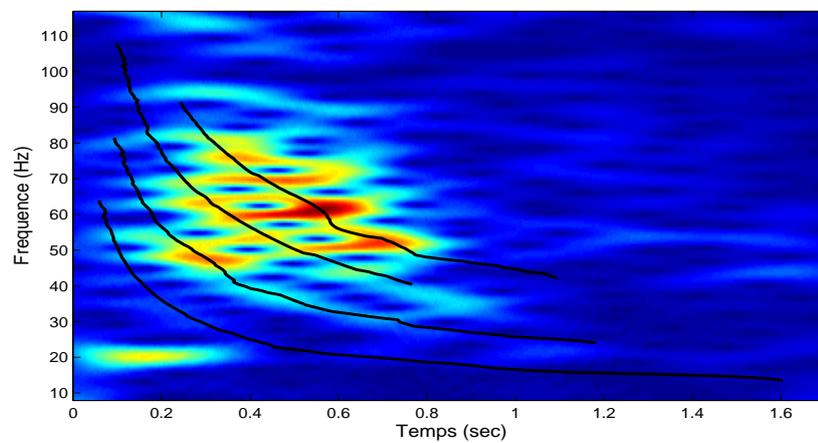
Les résultats obtenus sont cohérents avec ceux obtenus dans la littérature en utilisant d'autres méthodes. Le tableau 3.5.3 en donne une comparaison, et ces résultats sont illustrés sur la figure 3.18. La méthode présentée dans cette section est une amélioration par rapport à celle présentée par Gervaise et al. dans [Gervaise08]. En effet, l'estimation des TAM est maintenant automatique, ce qui permet de prendre en compte une bande de fréquence et un nombre de modes plus grands. Desharnais et al. [Desharnais04a] et Laurinolli et al. [Laurinolli04] modélisent la propagation en utilisant la théorie des rayons [Jensen94].



(a) Hydrophone E



(b) Hydrophone H



(c) Hydrophone L

FIG. 3.16 : Spectrogramme des signaux enregistrés dans la Baie de Fundy, et TAM relatifs estimés.

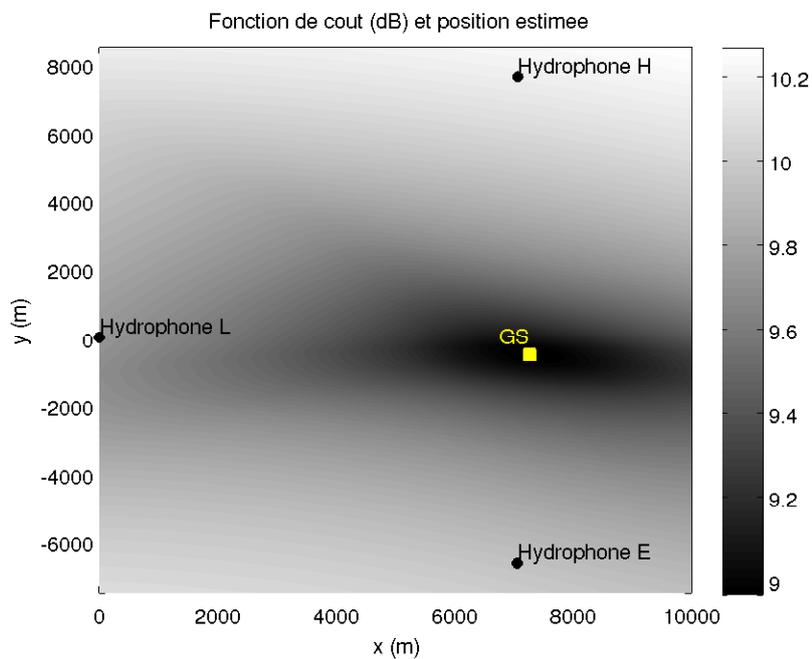


FIG. 3.17 : Fonctions de coût et position estimée de la courbe lorsque 3 modes sont utilisés.

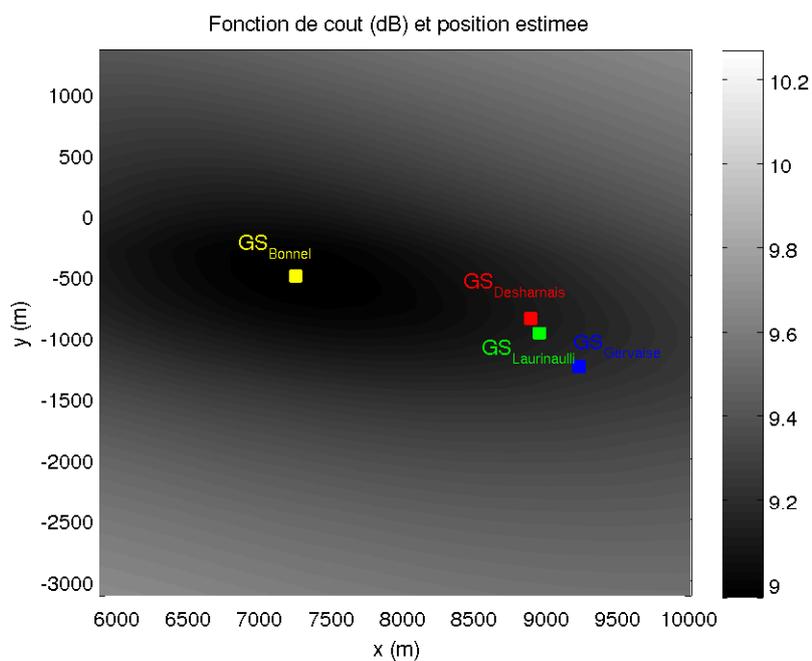


FIG. 3.18 : Zoom sur la fonction de coût lorsque 3 modes sont utilisés et position de la baleine estimée selon diverses méthodes.

Notre méthode, basée sur une modélisation plus réaliste, devrait fournir de meilleurs résultats. Cependant nous utilisons uniquement la partie UBF du gunshot, alors que la théorie des rayons permet d'en utiliser une plus grande bande de fréquence. Sans vérité terrain, il est donc impossible de trancher et de savoir quelle méthode est la meilleure. Nous supposons cependant que notre méthode, n'impliquant aucune simulation de l'environnement, est plus robuste lorsqu'elle est appliquée dans un milieu compliqué et inconnu.

Méthode	x_{GS} (m)	y_{GS} (m)
Bonnel	7248	-508
Gervaise et al. [Gervaise08]	9225	-1248
Desharnais et al. [Desharnais04a]	8884	-848
Laurinolli et al. [Laurinolli04]	8950	-970

TAB. 3.2 : *Position estimée du gunshot en utilisant les 3 premiers modes et comparaison avec d'autres méthodes.*

En conclusion, cette méthode permet une estimation de la position d'une source UBF en petit fond dans le plan $x - y$, et ce sans a priori sur l'environnement. Grâce à elle, nous avons de plus validé sur des données réelles avec des sources naturelles notre algorithme d'estimation des TAM. Dans la section suivante, nous allons voir que l'estimation des TAM permet également une caractérisation de l'environnement marin.

3.6 Estimation des paramètres géoacoustiques

Après avoir démontré le potentiel des TAM pour la localisation de sources, nous allons nous intéresser à leur utilisation pour la caractérisation de l'environnement [Bonnel09c, Bonnel10a]. On suppose maintenant être en possession d'un unique récepteur et d'une unique source immobile. On suppose que la distance source/récepteur r est connue. Cette dernière peut avoir été estimée ou être connue grâce à un contexte spécifique. Lorsqu'on utilise des hydrophones autonomes en acoustique sous-marine, leur localisation est souvent connue car ils sont généralement fixés sur le fond. On suppose par contre que source et récepteur ne sont pas synchronisés temporellement. C'est également une hypothèse réaliste pour une application de la méthode proposée en contexte opérationnel. En effet lors d'une expérience en mer, source et récepteur sont généralement synchronisés en début d'expérience. Cependant, une dérive temporelle se met en place durant l'expérience et les hydrophones se désynchronisent [Desharnais04c]. Ajouter un système de synchronisation temporelle requiert alors des communications avec la surface, ce qui augmente le prix de l'installation et la consommation électrique des hydrophones, et réduit donc leur durée d'autonomie.

Remarque : nous parlerons souvent d'algorithme d'inversion lorsque nous ferons référence à notre méthode d'estimation des paramètres géoacoustiques. En effet, dans de nombreux domaines, on parle de *problème inverse* lorsque l'on cherche à estimer les paramètres d'un modèle à partir de données mesurées.

3.6.1 Méthode

Principe général

On suppose être en possession d'un signal reçu $s(t)$ sur un unique hydrophone. Sans a priori sur l'environnement ni sur la synchronisation entre la source et le récepteur, on applique la méthode d'estimation des TAM relatifs décrite dans la section 3.4. On possède donc le jeu de données $\widehat{t}_m^{rel}(f)$.

Pour réaliser l'inversion, on s'inspire du principe du MFP présenté dans la section 3.1.1. Au lieu de comparer le champ enregistré à des répliques simulées, nous comparons les TAM relatifs estimés $\widehat{t}_m^{rel}(f_n)$ à des répliques simulées $t_m^{rel}(f_n, \mathbf{A})$. Le calcul de ces répliques requiert la connaissance de la distance source/récepteur r . L'inversion géoacoustique est alors décrite par l'équation

$$\hat{\mathbf{A}} = \min_{\mathbf{A}} \left\{ \sum_{m,n=1}^{M,N} \left[\widehat{t}_m^{rel}(f_n) - t_m^{rel}(f_n, \mathbf{A}) \right]^2 \right\}. \quad (3.27)$$

Elle correspond à la minimisation d'une somme quadratique sur M modes différents et N composantes fréquentielles, et permet l'estimation du vecteur de paramètres $\hat{\mathbf{A}}$. La réplique $t_m^{rel}(f_n, \mathbf{A})$ correspond au TAM relatif simulé à la fréquence f_n dans un environnement \mathbf{A} .

Inversion d'un guide de Pekeris

Dans la section 3.4, nous avons montré comment les TAM relatifs sont estimés. L'étape suivante consiste à choisir un modèle de guide d'onde sur lequel baser la simulation des répliques. Alors que le choix de ce modèle peut être fait avec autant de complexité et de nuance que l'on peut le souhaiter, nous choisissons ici de simuler les répliques en utilisant un guide de Pekeris. Cette modélisation est en général suffisante pour décrire la propagation dans un environnement petit fond. Dans ce cas, les répliques, calculées en utilisant l'équation (3.18), dépendent de cinq paramètres :

- D : la profondeur de la colonne d'eau,
- c_1 : la vitesse du son dans l'eau,
- c_2 : la vitesse du son dans le fond,
- ρ_1 : la densité de l'eau,
- ρ_2 : la densité du fond.

Cependant la dépendance des vitesses de groupe, et donc des TAM relatifs, est très faible en terme de densité par rapport aux autres paramètres. Nous fixons donc ces paramètres aux valeurs $\rho_1 = 1$ et $\rho_2 = 2$. Ainsi, le vecteur à minimiser est de dimension 3 : $\mathbf{A} = [c_1, c_2, D]$. On peut alors décrire l'inversion de la manière suivante :

$$[\hat{c}_1, \hat{c}_2, \hat{D}] = \min_{c_1, c_2, D} \left\{ \sum_{m,n=1}^{M,N} \left[\widehat{t}_m^{rel}(f_n) - \left(v_{gm}(f_n, c_1, c_2, D) - \frac{r}{c_1} \right) \right]^2 \right\}, \quad (3.28)$$

où $v_{gm}(f_n, c_1, c_2, D)$ est la vitesse de groupe du mode m à la fréquence f_n dans le guide de Pekeris de paramètres c_1 , c_2 et D .

3.6.2 Analyse de l'algorithme d'inversion

On souhaite étudier les performances de l'algorithme d'inversion et dans un premier temps déterminer l'unicité de la solution. Pour cela, on cherche deux signaux enregistrés dans deux guides de Pekeris différents qui possèderaient les mêmes TAM relatifs. Etudions alors deux guides de Pekeris caractérisés par les vecteurs de paramètres $[c_{e1}, c_{f1}, D_1]$ et $[c_{e2}, c_{f2}, D_2]$, où c_e et c_f représentent respectivement les vitesses dans l'eau et dans le fond, et l'indice 1 ou 2 représente l'appartenance à un des deux guides d'onde.

Dans notre algorithme, la distance r est supposée connue et n'est donc pas indicée. Pour un mode m donné, si les deux guides de Pekeris ont les mêmes TAM relatifs, alors :

1. ils ont le même temps de trajet direct

$$t_m(f = \infty) = \frac{r}{c_{e1}} = \frac{r}{c_{e2}}, \quad (3.29)$$

2. leur fréquence de coupure ont le même temps de trajet

$$t_m(f = f_{cm}) = \frac{r}{c_{f1}} = \frac{r}{c_{f2}}, \quad (3.30)$$

3. leur fréquence de coupure sont égales :

$$f_{cm1} = f_{cm2}. \quad (3.31)$$

Des deux équations (3.29) et (3.30), on déduit que $c_{e1} = c_{e2}$ et que $c_{f1} = c_{f2}$. En l'injectant dans l'équation (3.31), on obtient $D_1 = D_2$; et donc $[c_{e1}, c_{f1}, D_1] = [c_{e2}, c_{f2}, D_2]$.

Nous venons de démontrer que si deux guides de Pekeris ont les mêmes TAM relatifs, alors ils ont le même vecteur de paramètres. Par contraposition, si deux guides de Pekeris sont différents alors leurs TAM relatifs sont différents. Cela nous assure l'existence d'un unique minimum global lors de la minimisation donnée par l'équation (3.28). Cependant, nous souhaitons appliquer cet algorithme sur des TAM relatifs estimés provenant de guides d'onde réels potentiellement plus compliqués qu'un guide de Pekeris. Il est donc également important de s'assurer que l'algorithme d'inversion ne risque pas de s'arrêter dans un minimum local. Pour cela, on applique l'algorithme d'inversion sur des TAM simulés (et non estimés), puis nous étudions la forme de la fonction de coût.

On simule alors les TAM relatifs correspondant au guide de Pekeris présenté dans la section 2.5.2. Pour mémoire, ses principaux paramètres sont $c_1 = 1500$ m/s, $c_2 = 2000$ m/s et $D = 130$ m. L'application de l'algorithme d'inversion sur ces TAM simulés non bruités converge évidemment vers la bonne solution $[\hat{c}_1, \hat{c}_2, \hat{D}] = [1500, 2000, 130]$.

La figure 3.19 présente trois coupes, en décibel, de la fonction de coût calculée. On remarque qu'il n'y a aucun minimum local, ce qui est de bon augure pour l'application de l'algorithme sur des données réelles. Les figures 3.19(a) et 3.19(b) montrent que le paramètre le plus sensible pour l'inversion est la profondeur : c'est dans la direction de D que le minimum de la fonction de coût est le plus pointu. Dans la suite, nous verrons que la profondeur est toujours le paramètre le mieux estimé. Les trois figures montrent qu'il existe une certaine incertitude dans l'estimation de c_1 et c_2 , car le puits du

minimum correspondant est assez large. La figure 3.19(c) explique ce phénomène. Pour une profondeur donnée, le minimum correspondant à l'estimation des deux vitesses c_1 et c_2 suit une direction particulière. Cette direction correspond aux guides dont les vitesses vérifient $c_1/c_2 = 1500/2000$. Cela traduit un phénomène caractéristique de la propagation guidée présenté dans le premier chapitre : l'angle critique. Si deux guides de Pekeris ont le même angle critique et la même profondeur, la propagation y est très semblable.

3.6.3 Application sur données simulées

L'algorithme d'inversion est maintenant appliqué sur les TAM relatifs estimés présentés dans la section 3.4.4.2. Ces TAM correspondent donc à un guide de Pekeris bruité de paramètres $c_1 = 1500$ m/s, $c_2 = 2000$ m/s et $D = 130$ m. Les répliques sont simulées dans l'espace suivant :

- $c_1 \in [1450, 1550]$ m.s⁻¹ avec un pas de 5 m.s⁻¹,
- $c_2 \in [1900, 2100]$ m.s⁻¹ avec un pas de 10 m.s⁻¹,
- $D \in [100, 150]$ m avec un pas 5 m.

Cet espace de recherche est suffisamment grand pour permettre une caractérisation correcte de l'environnement sans avoir d'a priori préalable important. Il reste cependant suffisamment petit pour permettre une recherche exhaustive lors du calcul de la fonction de coût. Au besoin, la méthode d'inversion pourrait être appliquée dans un espace de paramètres plus grand et associée à un algorithme de recherche adapté [Fallat99].

Les TAM correspondant au mode 1, très peu énergétique, ne sont pas utilisés pour l'inversion. Les TAM des modes 2 à 5 sont pris en compte. Les résultats sont alors :

- $\hat{c}_1 = 1500$ m/s,
- $\hat{c}_2 = 1970$ m/s,
- $\hat{D} = 130$ m.

Ce sont d'excellents résultats : la vitesse du son dans la colonne d'eau et la profondeur sont parfaitement estimées, et il n'y a qu'une très faible erreur pour l'estimation de la vitesse dans le fond (1.5%). La fonction de coût a le même genre de profil que précédemment, mais les puits correspondant aux minima sont un peu plus larges.

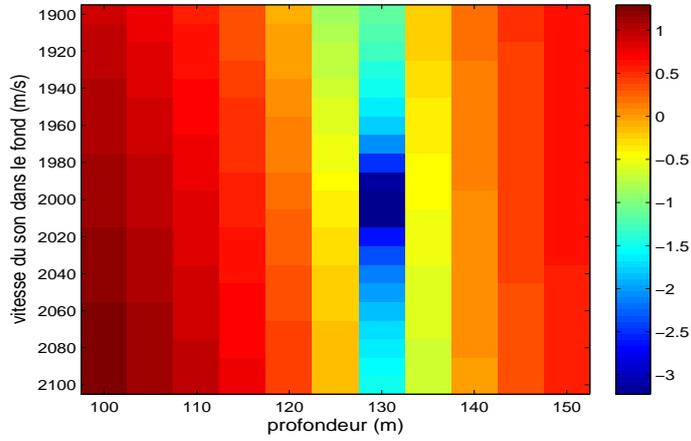
3.6.4 Application sur données réelles

Après avoir appliqué la méthode d'estimation sur des données simulées bruitées, on l'applique sur des données réelles petites échelles, puis sur des données marines. Toutes les figures correspondant aux données petites échelles sont représentées en échelle océanique.

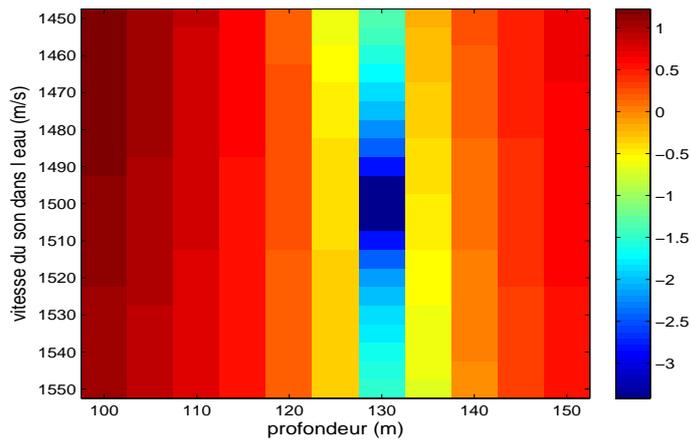
Pour chaque jeu de données, la recherche dans l'espace des paramètres environnementaux est réalisée de manière exhaustive.

3.6.4.1 Données petites échelles, fond acier (LGIT)

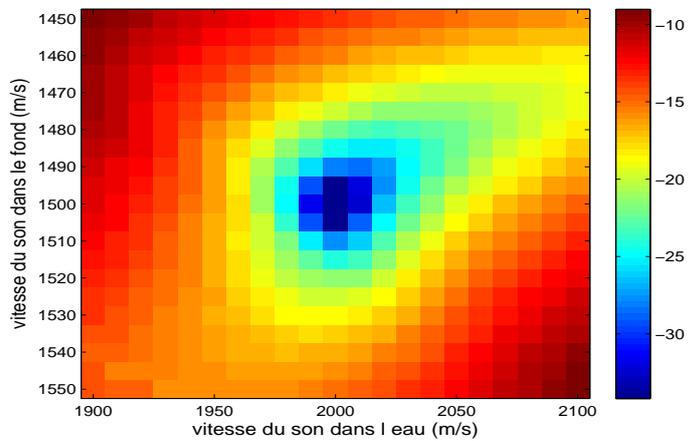
On applique tout d'abord l'algorithme d'estimation des TAM sur l'hydrophone le plus profond des données petites échelles, fond acier (LGIT) présentées dans la section 3.3.3.1.



(a) Coupe correspondant à $c_1 = 1500$ m/s



(b) Coupe correspondant à $c_2 = 2000$ m/s



(c) Coupe correspondant à $D = 130$ m

FIG. 3.19 : Fonction de coût correspondant à l'inversion à partir de TAM simulés dans un guide de Pekeris pour lequel $[c_1, c_2, D] = [1500, 2000, 130]$ (affichage en décibels).

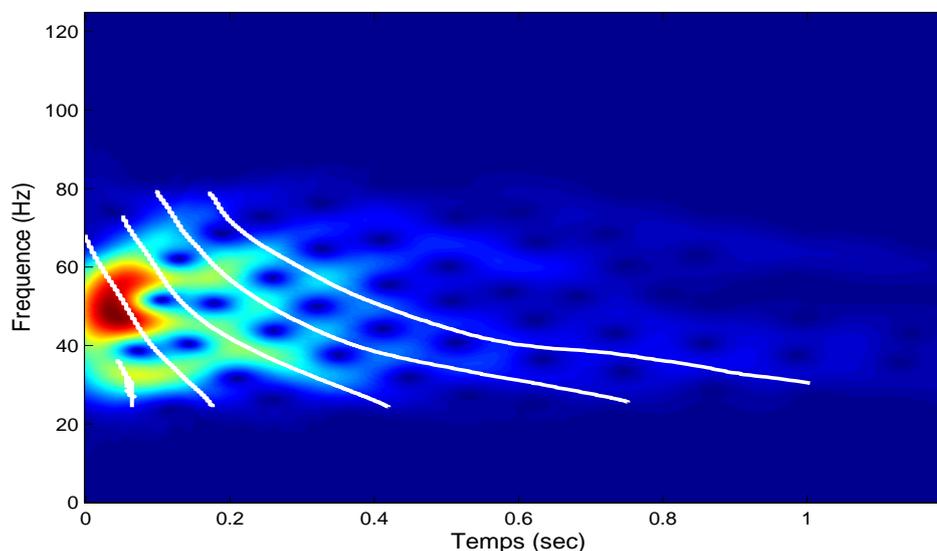


FIG. 3.20 : Spectrogramme du signal reçu sur l'hydrophone le plus profond des données petites échelles, fond acier (LGIT), et TAM relatifs estimés correspondants.

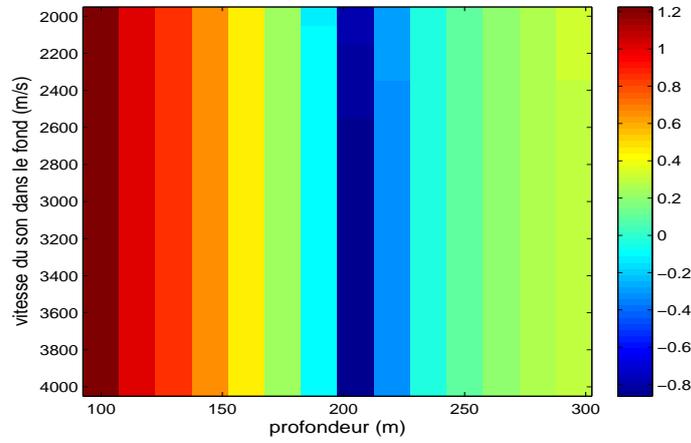
La figure 3.20 présente le spectrogramme du signal étudié, et les TAM relatifs estimés correspondants.

Ensuite, l'algorithme d'inversion est appliqué sur ces TAM. L'espace de recherche des paramètres d'environnement est

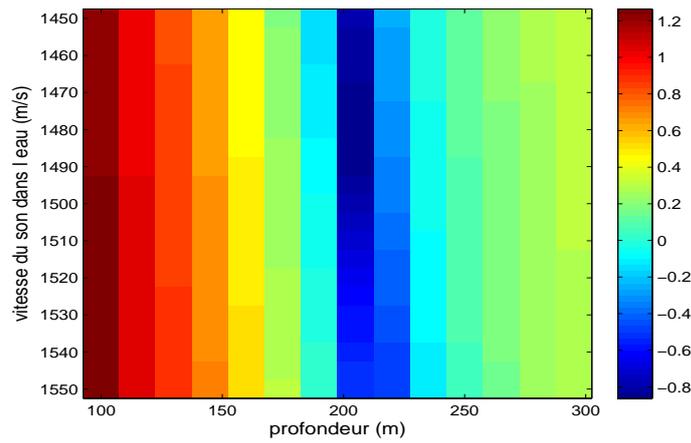
- $c_1 \in [1450, 1550]$ m.s⁻¹ avec un pas de 5 m.s⁻¹,
- $c_2 \in [2000, 4000]$ m.s⁻¹ avec un pas de 100 m.s⁻¹,
- $D \in [100, 295]$ m avec un pas 15 m.

Les résultats de l'inversion sont $\hat{c}_1 = 1485$ m/s, $\hat{c}_2 = 4000$ m/s et $\hat{D} = 205$ m.

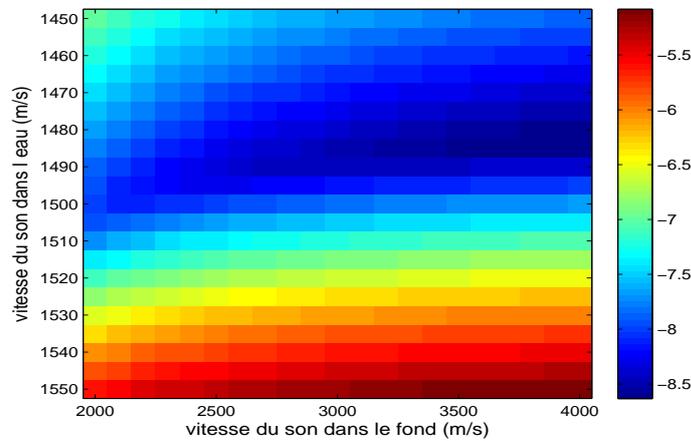
Ces résultats sont satisfaisants. En effet, la vitesse estimée du son dans l'eau correspond à une valeur classique du son dans l'eau douce à 20° C. La profondeur de l'eau estimée à 205 m correspond à 2.05 mm à l'échelle de la cuve. Elle est très proche des 2.3 mm mesurés in situ "à la main". Comme on sait l'algorithme d'inversion très sensible en terme de profondeur, on peut donc supposer cette valeur plus juste que notre mesure locale. On le confirme en observant la forme de la fonction de coût sur les figures 3.21(a) 3.21(b) où le minimum correspondant à \hat{D} est très étroit. Seule la valeur estimée de la vitesse du son dans le fond est éloignée de notre connaissance de la cuve. La valeur de \hat{c}_2 est bien supérieure à la valeur de 3100 m/s attendue pour l'acier (voir annexe A), et correspond à la borne supérieure de notre espace de recherche pour c_2 . Ce résultat reste cependant satisfaisant. En effet, la différence de densité entre la colonne d'eau et le fond en acier est telle que le guide d'onde réalisé peut être considéré comme un guide parfait, dans lequel toutes les ondes sont parfaitement réfléchies et dans lequel il n'y a pas d'angle critique (pour plus de détails, voir l'annexe A). Il est donc logique que la vitesse estimée pour le fond soit la borne supérieure de l'espace de recherche. Il est toutefois regrettable que la méthode proposée soit incapable d'estimer la valeur de c_2 dans l'acier.



(a) Coupe correspondant à $c_1 = 1485$ m/s



(b) Coupe correspondant à $c_2 = 4000$ m/s



(c) Coupe correspondant à $D = 205$ m

FIG. 3.21 : Fonction de coût correspondant à l'inversion à partir de TAM estimés pour les données petites échelles, fond acier (LGIT)(affichage en décibels).

3.6.4.2 Données petites échelles, fond sable

On applique maintenant la méthode de caractérisation de l'environnement sur les données petites échelles, fond sable enregistrées au LMA et présentées dans la section 2.4.3. On commence par estimer les TAM relatifs. La figure 3.22 en présente les résultats. L'estimation des TAM relatifs semble assez bonne, exceptée pour le mode 4 dont les basses fréquences viennent se mélanger à celle du mode 5.

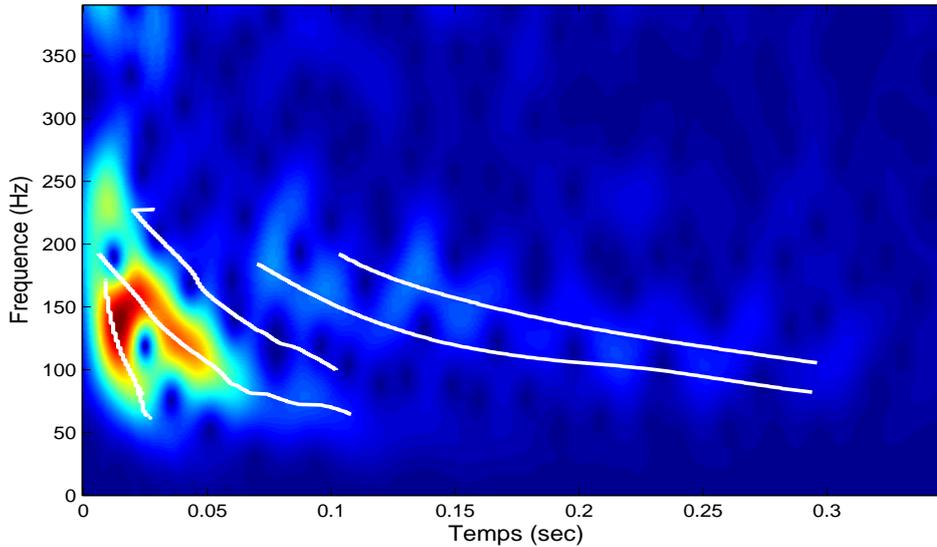


FIG. 3.22 : Spectrogramme du signal reçu pour les données petites échelles, fond sable, et TAM relatifs estimés correspondants.

L'algorithme d'inversion est ensuite appliqué sur les TAM estimés. L'espace de recherche pour les paramètres environnementaux est :

- $c_1 \in [1450, 1550] \text{ m.s}^{-1}$ avec un pas de 5 m.s^{-1} ,
- $c_2 \in [1555, 1850] \text{ m.s}^{-1}$ avec un pas de 20 m.s^{-1} ,
- $D \in [60, 99] \text{ m}$ avec un pas 3 m .

Les résultats de l'inversion sont $\hat{c}_1 = 1495 \text{ m/s}$, $\hat{c}_2 = 1650 \text{ m/s}$ et $\hat{D} = 81 \text{ m}$.

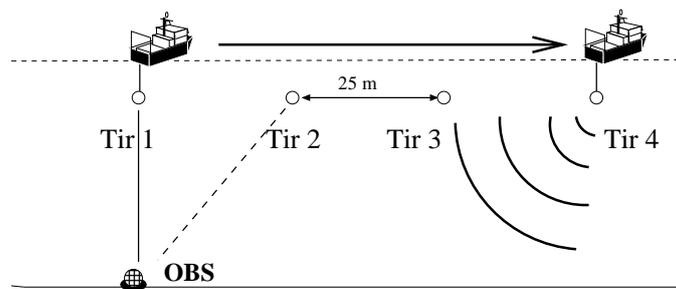
Les résultats de l'estimation sont bons, ils correspondent à notre connaissance de l'environnement dans la cuve. La valeur estimée \hat{c}_2 est légèrement inférieure à la valeur attendue (1700 m/s). Cependant, le résultat trouvé reste très acceptable pour du sable fin mouillé. Une étude précise de la fonction de coût n'apporte pas d'information supplémentaire. Une fois encore, on remarque que la profondeur est le paramètre estimé avec le moins d'incertitude (valeur attendue : $D = 80 \text{ m}$).

3.6.4.3 Données Mer du Nord

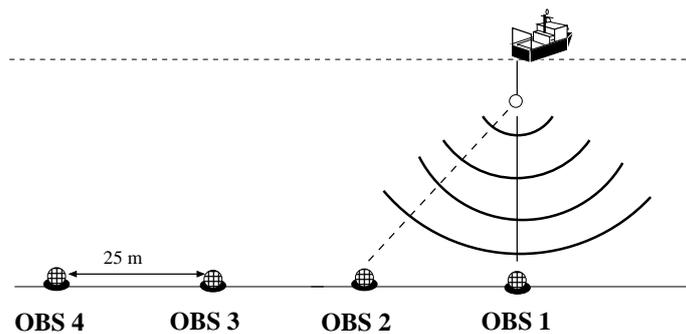
Nous appliquons maintenant la méthode de caractérisation de l'environnement sur des données marines acquises en Mer du Nord lors d'une campagne sismique par la Compagnie

Générale de Géophysique. La source est un canon à air et possède un spectre qui varie globalement plat entre 10 et 70 Hz. Le récepteur est un géophone 4 composantes posé sur le fond qui enregistre la pression acoustique et les déplacements dans les trois dimensions de l'espace. Nous ne nous intéressons ici qu'à la mesure de la pression. La source est tractée par un bateau et effectue un tir tous les 25 m pour des distances allant de 0 à 6000 m. Les 240 enregistrements ainsi constitués forment une antenne synthétique horizontale de 6000 m. Le principe de cette expérience est schématisé sur la figure 3.23. Les signaux enregistrés sur l'antenne synthétique ont permis à Nicolas et. al. de réaliser une estimation de l'environnement [Nicolas03]. Le guide d'onde est très proche d'un guide de Pekeris, et ses paramètres environnementaux estimés étaient :

- profondeur : $D = 130$ m,
- couche d'eau : vitesse $c_1 = 1520$ m/s, densité $\rho_1 = 1$,
- fond : vitesse $c_2 = 1875$ m/s, densité $\rho_2 = 2$.



(a) Configuration expérimentale



(b) Configuration équivalente : création d'une antenne synthétique

FIG. 3.23 : Configuration de l'expérience de sismique marine en Mer du Nord.

Pour notre algorithme d'inversion monocapteur, nous étudions uniquement le signal reçu à une distance fixe de la source. Nous choisissons la distance $r = 4775$ m. Cette distance est suffisamment grande pour que l'environnement soit considéré comme petit fond d'après l'équation (1.35). Elle reste cependant suffisamment petite pour que les modes ne soient pas trop séparés les uns des autres dans le plan temps-fréquence, et que notre méthode de filtrage basée sur le warping soit utile. Notons tout de même que sur tous les capteurs de l'antenne, même sur le plus éloigné de la source, les modes ne sont pas

séparés et le warping est requis. La figure 3.24 présente le spectrogramme du signal reçu et les TAM relatifs estimés. La superposition entre les TAM estimés et le spectrogramme du signal reçu semble parfaite.

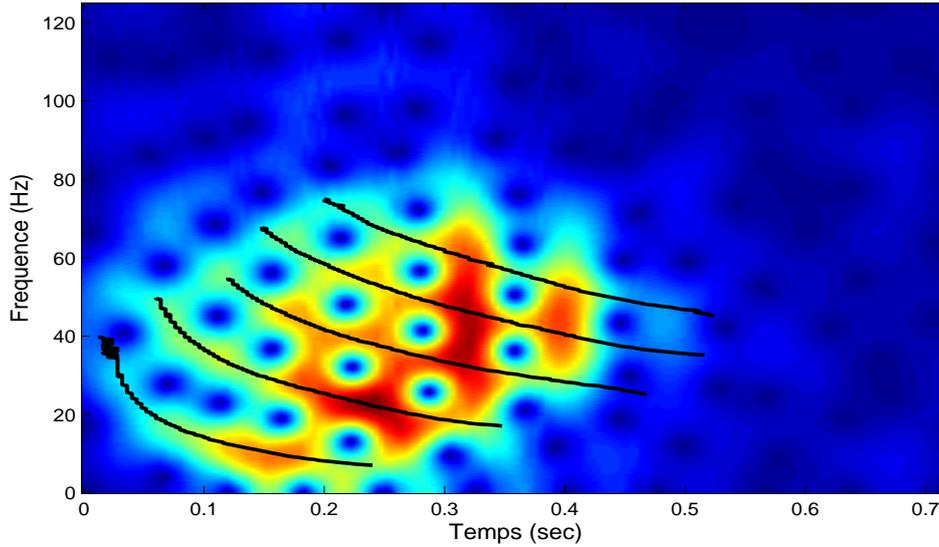


FIG. 3.24 : Spectrogramme du signal reçu pour les données Mer du Nord, et TAM relatifs estimés correspondants.

L'algorithme d'inversion est ensuite appliqué sur les TAM estimés. L'espace de recherche pour les paramètres environnementaux est :

- $c_1 \in [1470, 1570]$ m.s⁻¹ avec un pas de 5 m.s⁻¹,
- $c_2 \in [1805, 1955]$ m.s⁻¹ avec un pas de 10 m.s⁻¹,
- $D \in [100, 160]$ m avec un pas 5 m.

Les résultats de l'inversion, présentés dans [Bonnell0c], sont $\hat{c}_1 = 1510$ m/s, $\hat{c}_2 = 1835$ m/s et $\hat{D} = 135$ m. Ce sont d'excellents résultats qui correspondent à l'estimation de l'environnement faite par Nicolas et. al [Nicolas03]. Une étude de la fonction de coût n'apporte pas d'information supplémentaire. Ses profils sont globalement les mêmes que ceux présentés sur la figure 3.19 : il n'y a pas de minimum local, mais le puits correspondant au minimum global est tout de même plus élargi.

3.6.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons montré que les TAM estimés sont d'excellents candidats sur lesquels baser un algorithme d'inversion. En effet, nous avons proposé un algorithme d'inversion que l'on pourrait qualifier de Matched TAM Processing (en référence au Matched Field Processing présenté dans la section 3.1.1). Nous l'avons d'abord étudié théoriquement, puis avons prouvé son efficacité sur des données simulées et expérimentales.

Conclusion générale sur la localisation de sources et l'inversion en petit fond

Dans ce chapitre, nous avons présenté diverses méthodes de localisation de sources et de caractérisation de l'environnement. Toutes ces méthodes sont adaptées à un environnement petit fond, à une propagation Ultra Basse Fréquence et à l'utilisation d'un nombre restreint de récepteurs.

Dans un premier temps, nous avons fait une rapide présentation des méthodes classiques d'inversion géoacoustique et de localisation de sources. Nous avons montré qu'elles ne sont pas applicables lorsqu'on utilise un faible nombre de récepteurs. Pour y remédier, nous avons proposé un algorithme de filtrage modal qui permet d'extraire de l'information du signal reçu sur un unique récepteur, compensant ainsi le manque de diversité spatiale par la diversité fréquentielle. Cet algorithme de filtrage est applicable sans a priori sur l'environnement ni sur la distance source/récepteur.

Ensuite, nous avons présenté deux applications directes du filtrage modal : l'estimation des fonctions modales sur une antenne verticale et l'estimation du Temps d'Arrivée des Modes (TAM) sur un unique récepteur. L'estimation des fonctions modales permet une caractérisation classique de l'environnement, même lorsque l'antenne de réception ne couvre pas toute la hauteur d'eau. Les TAM quant à eux sont d'excellents paramètres caractéristiques du signal propagé : ils dépendent de l'environnement et de la distance source/récepteur.

Pour finir, nous avons utilisé les TAM estimés pour réaliser la localisation de sources dans le plan $x-y$ et l'estimation des paramètres géoacoustiques. La localisation de sources est réalisée de manière passive sur un réseau d'au moins trois hydrophones, sans connaissance de l'environnement. Nous avons validé cette méthode sur des données réelles de type vocalise de mammifère marin. L'estimation des paramètres géoacoustiques s'effectue sur un unique capteur, ce qui constitue une avancée pour le domaine. Elle nécessite la connaissance de la distance source/récepteur et permet d'estimer de manière simple trois paramètres environnementaux : la profondeur du guide d'onde, la vitesse du son dans l'eau et la vitesse du son dans le fond. Nous avons validé cette méthode sur des données simulées et des données réelles. La méthode proposée pourrait permettre l'estimation d'un plus grand nombre de paramètres environnementaux. Il faudrait pour cela adapter l'algorithme de recherche dans l'espace des paramètres à estimer.

Les méthodes proposées dans ce chapitre, associées aux précédents travaux réalisés au GIPSA-Lab, constituent un tout cohérent concernant la surveillance et la caractérisation de l'environnement marin petit fond en Ultra Basse Fréquence. Toutefois, l'ensemble de ces travaux se restreint à l'environnement petit fond. Dans le prochain chapitre, nous verrons que toutes les méthodes proposées pour l'environnement petit fond ne sont pas applicables en grand fond. Nous proposerons alors de nouvelles méthodes pour estimer la distance source/récepteur, et discriminer les sources de surface des sources sous-marines.

Chapitre 4

Localisation de sources en grand fond

Sommaire

Introduction	137
4.1 Le cas du grand fond	138
4.1.1 Introduction à l'environnement grand fond	138
4.1.2 Grand fond et propagation UBF	139
4.1.3 Une ouverture vers de nouvelles méthodes	142
4.2 L'invariant océanique	144
4.2.1 Introduction	144
4.2.2 Définition de l'invariant océanique	145
4.2.3 Calcul de l'invariant océanique	146
4.2.4 Invariant océanique et caractérisation de la propagation	148
4.2.5 Illustration sur données réelles	148
4.2.6 Conclusion sur l'invariant	150
4.3 Discrimination entre sources de surface et sources immergées	150
4.3.1 Introduction	150
4.3.2 Méthode	151
4.3.3 Application sur données MOCTESUMA	151
4.3.4 Conclusion	153
4.4 Estimation de la distance en grand fond	154
4.4.1 Introduction	154
4.4.2 L'invariant en tant que distribution à trois dimensions	155
4.4.3 La méthode de localisation	156
4.4.4 Application sur des données simulées	157
4.4.5 Conclusion	160
Conclusion	160

Introduction

Après nous être intéressé aux environnements petits fonds, nous allons aborder le problème des environnements grands fonds. La différence entre ces deux types d'environnement est radicale ; nous allons voir que les méthodes développées pour les petits fonds y sont inapplicables.

En grand fond, la propagation acoustique s'effectue majoritairement dans la colonne d'eau. Les interactions avec le fond sont beaucoup plus faibles qu'en petit fond. Il y est donc souvent moins critique de proposer une caractérisation géoacoustique du fond. Nous n'allons donc pas présenter de méthode d'inversion géoacoustique dans ce chapitre. Nous insisterons uniquement sur la surveillance de l'environnement. Nous répondrons alors à deux problématiques :

- la discrimination entre les sources de surface et les sources immergées,
- l'estimation de la distance entre une source immergée et une antenne de réception.

Les méthodes proposées nécessitent toutes deux l'utilisation d'une antenne horizontale d'hydrophones en réception et une bonne connaissance de l'environnement. Cela correspond à un contexte opérationnel réaliste d'antenne tractée par un porteur de surface ou sous-marin.

Dans la première partie de ce chapitre, nous donnons quelques précisions sur la propagation en grand fond. Nous montrons que la propagation UBF y est intermédiaire et ne correspond ni au cas petit fond précédemment étudié ni au cas grand fond classique plus haute fréquence de la littérature. Cela nous permet de continuer à utiliser le modèle de propagation modale, mais nous empêche d'appliquer les méthodes précédemment présentées.

Dans une seconde partie, nous présentons le concept de l'invariant océanique. Cet invariant explique les structures d'interférences du champ acoustique reçu sur une antenne horizontale. C'est une notion largement utilisée en petit fond mais rarement exploitée pour les grands fonds. En effet, nous montrons que dans ces conditions l'invariant varie, et nous proposons alors de le considérer comme une distribution à trois dimensions.

Les deux dernières parties de ce chapitre utilisent la notion d'invariant océanique dans des procédés de localisation de sources. Tout d'abord, nous proposons une méthode de discrimination entre les sources de surface et les sources immergées basée sur une analyse physique du signe de l'invariant. Ensuite, nous utilisons la définition de l'invariant en tant que distribution dans un processus d'estimation de la distance entre une source UBF immergée et une antenne horizontale. Ces deux méthodes sont validées sur des simulations.

4.1 Le cas du grand fond

4.1.1 Introduction à l'environnement grand fond

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons présenté la distinction entre milieux petit fond et grand fond. Cette distinction possède une double interprétation. La première est intuitive : milieux petit fond et grand fond se distinguent uniquement par la profondeur du guide d'onde. Les zones côtières (le plateau continental sur la figure 1.6) sont dites zones petits fonds, alors que la plus grande partie des océans (le bassin océanique sur la figure 1.6) est dite zone grand fond. Acoustiquement parlant, cette distinction qualitative est généralement cohérente avec la distinction quantitative fournie par l'équation (1.35) :

$$D_l = \sqrt{\lambda R}, \quad (4.1)$$

qui fait intervenir la longueur d'onde λ associée au signal source, et la distance source récepteur R .

Cependant, notre contexte UBF change drastiquement cette situation. En effet, l'équation (4.1) montre que plus la fréquence diminue, plus la profondeur D_l de démarcation entre petit et grand fonds augmente. Dans la bande de fréquences étudiée, les profondeurs habituellement considérées comme des grands fonds (>1000 m) se trouvent à la limite entre les deux types de milieu. Pour l'illustrer, la figure 4.1 présente l'évolution de D_l en fonction de la fréquence pour trois distances source-capteur : 20 km, 30 km et 40 km. Dans la bande UBF, la limite entre petit fond et grand fond est donc toujours supérieure à 500 m et peut dépasser 2000 m pour les fréquences les plus basses. Un milieu classiquement considéré comme étant du grand fond pourra ainsi être considéré comme petit fond dans le domaine UBF.

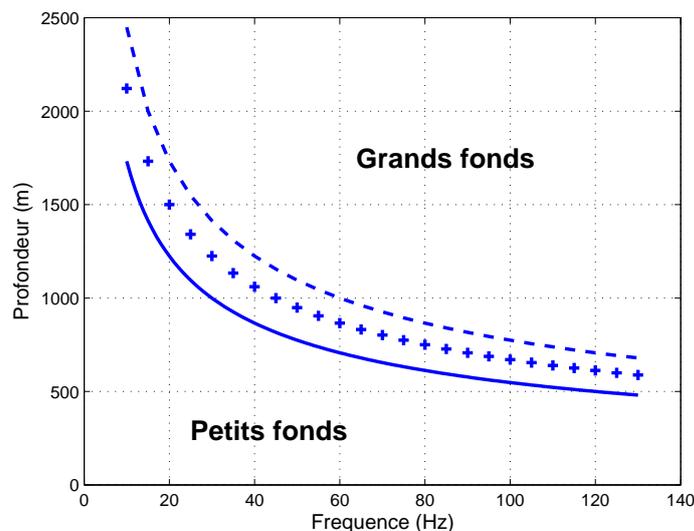


FIG. 4.1 : Évolution de la profondeur de démarcation entre petit fond et grand fond en fonction de la fréquence, pour trois distances $R=20$ km (trait plein), $R=30$ km (croix) et $R=40$ km (tirets) et pour une vitesse moyenne du son de 1500 m/s.

Cette démarcation en deux domaines distincts est importante, puisqu'elle justifie souvent le modèle de propagation à utiliser. Nous avons vu au premier chapitre que le modèle de propagation modale est le plus adapté pour rendre compte de la propagation en petit fond. Pour notre étude des grands fonds, nous allons continuer à utiliser ce même modèle. En effet, la propagation modale reste un modèle exact quelque soit la bande fréquentielle étudiée. Cela introduit cependant un éventuel problème d'ordre technique : pour simuler la propagation, il faut calculer un grand nombre de modes. Pour y remédier, nous utilisons le logiciel de simulation MOCTESUMA présenté dans la section 1.4. Ce choix de la propagation modale n'est pas anodin. En effet, les méthodes de localisation de sources et de caractérisation de l'environnement proposées dans le chapitre précédent sont basées sur la dispersion modale. Nous allons voir dans ce chapitre comment exploiter cette même dispersion dans le cas d'un environnement grand fond où le nombre de modes est très élevé.

4.1.2 Grand fond et propagation UBF

Toutes les méthodes présentées dans les chapitres 2 et 3 de ce manuscrit sont basées sur la dispersion modale. Puisque nous étudions les grands fonds avec une vision modale, il est logique de commencer par étudier l'applicabilité des méthodes développées précédemment à ce nouveau type d'environnement. Pour cela, nous nous plaçons dans un environnement de référence que nous appelons Medoc14 et que nous utiliserons tout au long de ce chapitre. Cet environnement a été proposé par X. Cristol de Thalès Underwater System et correspond à un cas réaliste typique de la Méditerranée occidentale. La profondeur de la colonne d'eau y est de 2500 m. La vitesse du son à la surface de l'eau vaut environ 1530 m/s. Elle diminue graduellement jusqu'à un minimum d'environ 1507 m/s à une profondeur de 90 m, puis ré-augmente progressivement jusqu'à atteindre 1550 m/s au niveau du fond. Ce fond est constitué d'un socle rigide dans lequel la vitesse du son augmente rapidement. Ce profil de célérité, issu de mesures statistiques effectuées sur le terrain, est présenté sur la figure 4.2.

Dans l'environnement Medoc14, nous calculons les nombres d'ondes et les vitesses de groupe dans une bande de fréquences allant de 0 à 130 Hz grâce au simulateur MOCTESUMA. Il y a alors 495 modes propagatifs, mais seule la première centaine est suffisamment énergétique pour avoir une influence dans la propagation. La figure 4.3(a) présente les vitesses de groupe des 30 premiers modes dans cet environnement. Elles sont très proches les unes des autres et leur plage de variation est bien moindre qu'en petit fond (pour une comparaison, se rapporter à la figure 1.16). A titre d'exemple, deux modes quelconques sont séparés de moins de 5 ms après propagation sur 30 km pour une excitation autour de 60 Hz, alors qu'en petit fond cette même séparation est de l'ordre de 0.5 s. Il est donc impossible de les distinguer dans le plan temps-fréquence. Pour s'en convaincre, on insonifie l'environnement Medoc14 avec une source impulsionnelle entre 0 et 130 Hz placée à une profondeur de 150 m. La figure 4.3(b) présente le spectrogramme du signal reçu sur un unique capteur à la même profondeur que la source et après une propagation de 30 km. Les modes sont tellement proches les uns des autres qu'ils ne sont pas distinguables.

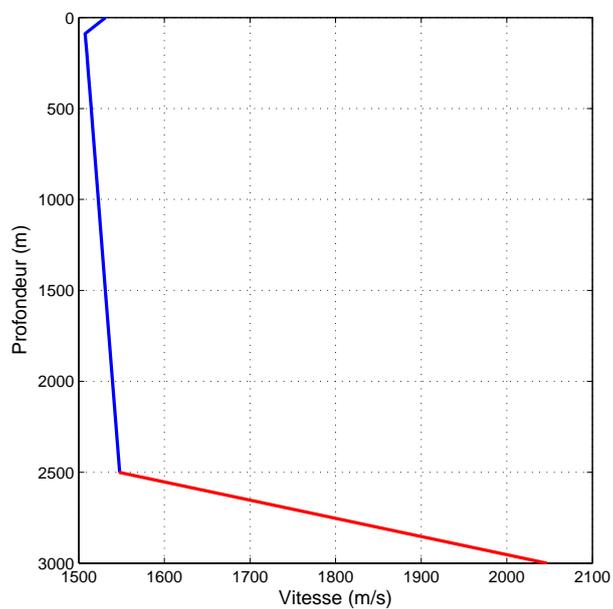
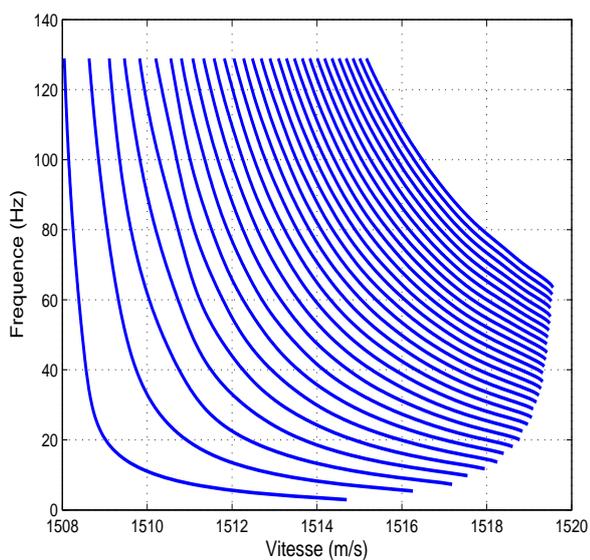
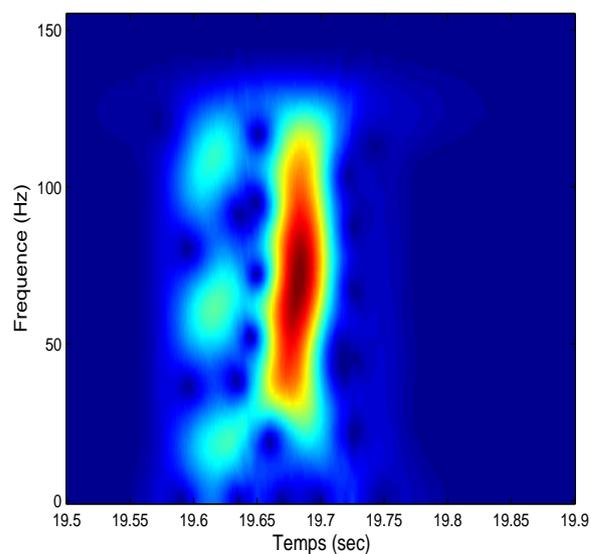


FIG. 4.2 : Bathymétrie du jeu de données Medoc14.



(a) Vitesses de groupe



(b) Spectrogramme

FIG. 4.3 : Vitesses de groupe dans l'environnement Medoc14 et spectrogramme pour une propagation après 30 km.



FIG. 4.4 : Antenne d'étude UBF (constructeurs : Sercel et Thales Underwater System).

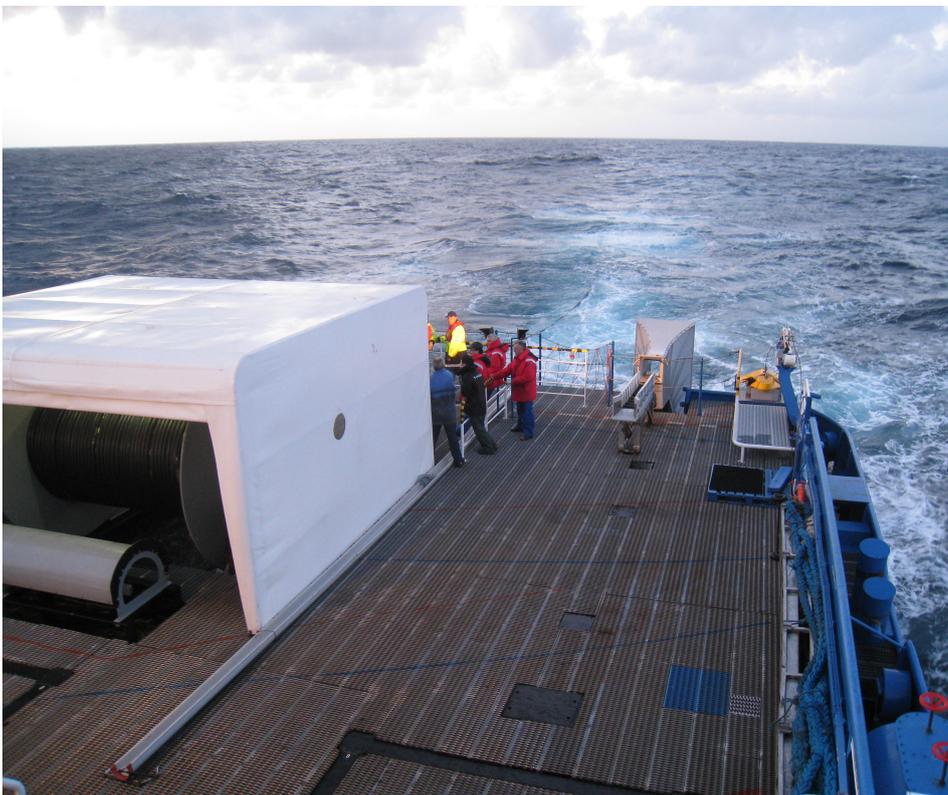


FIG. 4.5 : Mise à l'eau de l'antenne UBF en juin 2010.

Les méthodes de compensation de la dispersion proposées pour le petit fond dans le chapitre 2 ne sont donc pas applicables et il est impossible de réaliser du filtrage modal sur un unique capteur.

Pour augmenter les possibilités de traitement, nous remplaçons l'hydrophone de réception par une antenne horizontale de 238 capteurs répartis sur 700 m immergée à une profondeur de 150 m. Cette situation est réaliste. Elle simule l'utilisation de l'antenne d'étude UBF récemment acquise par la DGA. Cette antenne UBF diffère des antennes horizontales classiques utilisées lors des campagnes sismiques. Ces dernières ont une immersion maximale limitée à 50 m. En revanche, l'antenne UBF, créée pour répondre à des problématiques de localisation de sources, possède une capacité d'immersion supérieure. Pour profiter au mieux de la propagation horizontale, on décide de la placer dans le chenal de propagation (au voisinage du minimum de célérité, soit ici une centaine de mètres). La figure 4.4 présente l'antenne UBF de la DGA chez son constructeur Sercel, alors que la figure 4.5 montre une mise à l'eau de l'antenne en juin 2010.

La figure 4.6 présente une simulation du signal reçu le long de cette antenne dans l'environnement Medoc14. On parle alors de représentation temps-distance. L'axe des distances est gradué afin que son origine corresponde au premier capteur de l'antenne. Nous conserverons cette convention tout au long du chapitre pour les diverses représentations impliquant une distance horizontale. La variation du champ reçu le long de l'antenne semble linéaire en distance. L'influence de la dispersion n'est donc pas flagrante et semble peu exploitable. Cependant, lorsqu'on possède une antenne horizontale, il est toujours plus facile d'analyser la dispersion modale dans le plan fréquence - nombre d'onde (F-K) [Nicolas04, Walker05]. Cette représentation s'obtient par double Transformée de Fourier du signal dans le plan temps-distance. C'est donc une représentation fréquence temporelle - fréquence spatiale. Notons que dans le cas d'une antenne horizontale, la fréquence spatiale correspond au nombre d'onde horizontal. De manière générale, la fréquence temporelle est appelée simplement fréquence.

La figure 4.7(a) présente les nombres d'onde (i.e. les fréquences spatiales) des 30 premiers modes calculés en fonction de la fréquence avec MOCTESUMA. Ils sont très proches les uns des autres et il est même impossible de distinguer les modes entre eux. La figure 4.7(b) montre la représentation F-K du signal reçu sur l'antenne. Une fois encore, il est impossible de distinguer les modes entre eux. On remarque toutefois que la droite dans le plan F-K est modulée en amplitude, ce qui traduit les interférences entre les différents modes. Cependant, il reste impossible de séparer les modes dans ce domaine, même après recalage des vitesses [Nicolas04]. Les méthodes proposées par Nicolas et al. basées sur l'utilisation d'une antenne horizontale en petit fond et qui permettent la localisation de la source et l'identification du milieu en UBF [Nicolas03] ne sont donc pas transposables à notre cas grand fond.

4.1.3 Une ouverture vers de nouvelles méthodes

Les méthodes existantes étudiant la dispersion des ondes UBF en petit fond ne sont pas adaptables au cas des grands fonds, même en supposant l'utilisation d'une antenne horizontale. Cependant, nous restons convaincu que l'étude de la dispersion reste une

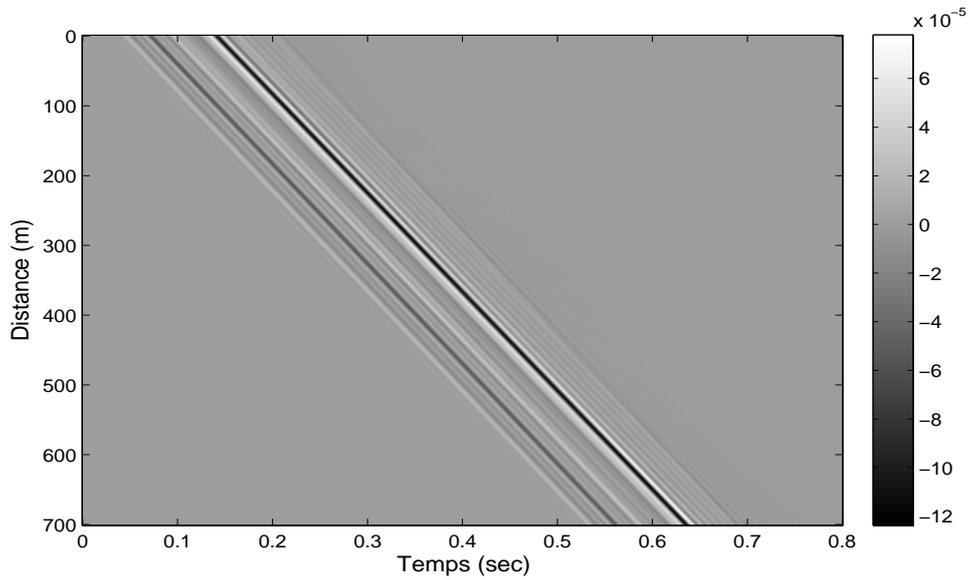


FIG. 4.6 : Signal reçu sur l'antenne horizontale après une propagation de 30 km dans l'environnement Medoc14.

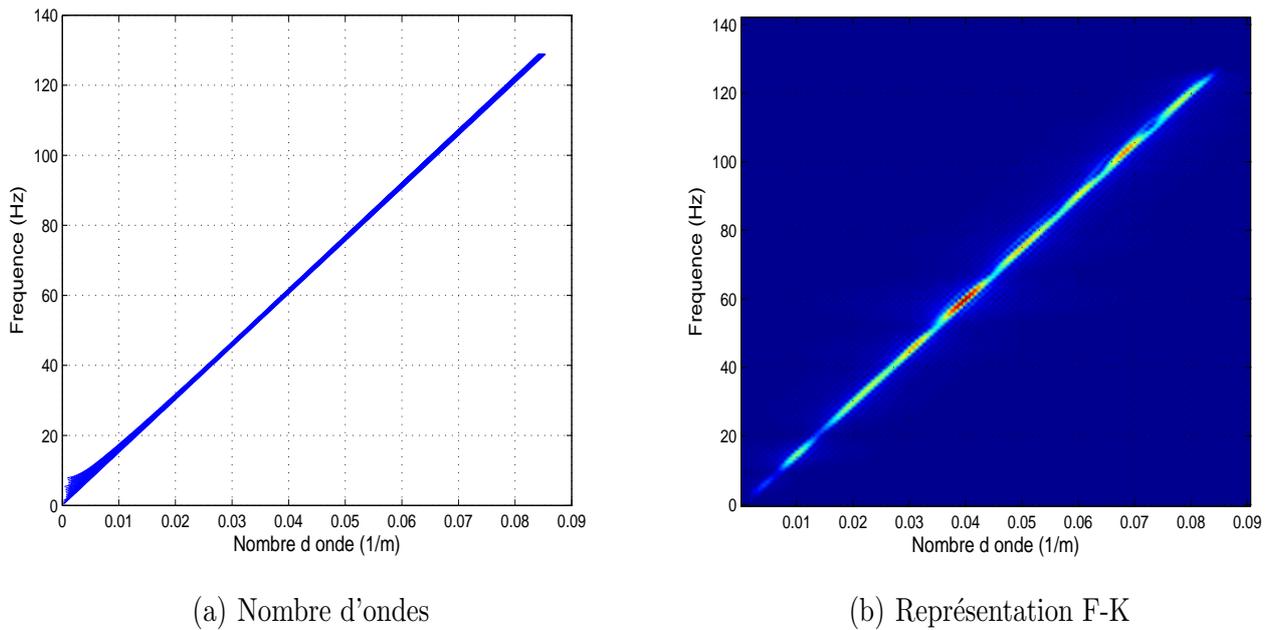


FIG. 4.7 : Nombres d'onde dans l'environnement Medoc14 et représentation F-K du signal pour une propagation après 30 km.

solution valide pour l'étude de la propagation UBF en grand fond. Cela permet notamment d'extraire une information physique liée à la propagation, tout en évitant le coût de calcul élevé des méthodes du type Matched Field Processing.

Pour tirer profit de la dispersion modale en grand fond, nous proposons alors d'étudier un concept appelé invariant océanique, ou *waveguide invariant* dans la littérature anglophone [Brekhovskikh03]. Ce concept a été largement utilisé en petit fond, car il constitue une caractéristique simple de la propagation qui peut être utilisé dans de nombreux cas, même lorsque le milieu varie en distance et en azimut [D'Spain99]. Il a été appliqué dans de nombreuses situations, telles que le retournement temporel [Hodgkiss99], l'estimation de la distance source/récepteur [Thode00a], l'inversion géoacoustique [Heaney02] ou la compensation de mouvement [Yang03]. Cependant, il n'a que très rarement été considéré en grand fond [Orlov88], où seules les UBF sont dispersives. Dans la prochaine section, nous allons présenter les principes de cet invariant océanique.

4.2 L'invariant océanique

4.2.1 Introduction

Dans un guide d'onde, le champ acoustique créé par une source ponctuelle peut-être décrit par une somme discrète de modes. Sous certaines conditions, l'intensité du champ acoustique reçu va présenter naturellement des phénomènes d'interférences dans le domaine distance-fréquence. Des zones spécifiques du champ, possédant une géométrie particulière, peuvent alors être particulièrement insonifiées (interférences constructives). A contrario, certaines zones peuvent avoir une intensité quasi nulle (interférences destructives). Par la suite, nous ferons référence à ces zones sous le terme de structures d'interférences.

Naturellement, la formation des structures d'interférences est définie par les conditions de propagation dans le guide d'onde : le profil de célérité dans la couche d'eau, les propriétés géoacoustiques du fond et les conditions d'insonification du milieu et d'enregistrement du champ (localisation, nature de la source et des récepteurs). Il est donc particulièrement intéressant d'étudier ce phénomène pour caractériser la propagation, mais également pour essayer d'en tirer des informations sur les conditions de propagation.

Les études menées sur ces phénomènes ont tout d'abord considéré des sources monochromatiques. Les premiers résultats furent obtenus dans des guides d'ondes parfaits [Wood59, Weston68], puis dans des conditions naturelles [Guthrie74a]. De ces analyses, il a été déduit que l'intensité acoustique rayonnée par une source large-bande et enregistrée à une certaine profondeur présente des lignes d'interférences, dites *striations*. Ces striations, découvertes par Weston et al. [Weston72], sont observables dans le domaine distance fréquence $r - f$.

Ce concept est particulièrement intéressant dans le cadre de nos études. En effet, nous avons vu dans la section précédente qu'il n'est plus possible en grand fond de caractériser la dispersion sur un unique capteur dans le domaine temps-fréquence. Nous décidons alors d'étudier les signaux propagés en grand fond dans le domaine distance-fréquence, et

ainsi de tirer profit des striations présentes dans ce domaine. De plus, l'étude d'un signal acoustique dans le domaine distance-fréquence se déduit du champ reçu sur une antenne horizontale par une simple transformée de Fourier. C'est donc une option applicable simplement en contexte opérationnel dans le cas d'une antenne remorquée.

4.2.2 Définition de l'invariant océanique

On considère une source large bande insonifiant un guide d'onde quelconque. Pour une fréquence donnée, le champ acoustique reçu sur une antenne possède des maxima et des minima dus à des interférences constructives ou destructives entre modes. Pour une fréquence légèrement différente, les structures d'interférences ont globalement le même motif, mais les maxima et minima sont légèrement décalés. Il en résulte la création des striations précédemment mentionnées. La figure 4.8 présente un exemple de ce phénomène dans l'environnement grand fond de type Méditerranée Medoc14 décrit dans la section 4.1.2.

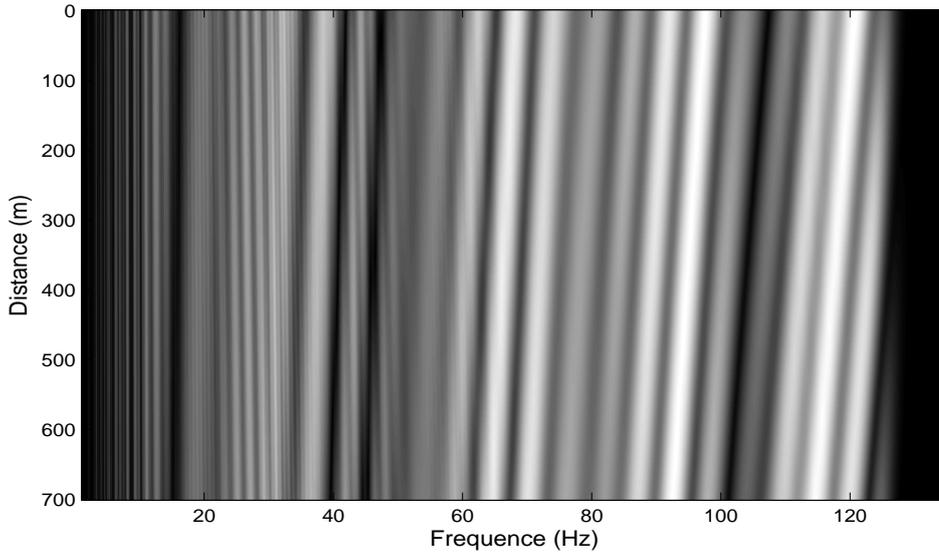


FIG. 4.8 : Intensité acoustique sur une antenne verticale de 700 m, pour une source UBF large bande à 40 km, dans un environnement grand fond de type Méditerranée.

Le décalage des structures d'interférences, i.e. les striations, est une caractéristique robuste de la propagation dispersive dans un guide d'onde. Elle est décrite par un unique scalaire β appelé l'*invariant océanique* [Chuprov82, Brekhovskikh03]. Pour caractériser ces striations, on s'intéresse aux zones du domaine distance-fréquence pour lesquelles l'intensité acoustique est constante. Pour cela, on différentie l'intensité en fonction de la distance et de la fréquence, on obtient :

$$I(r, \omega) = cte \Rightarrow \frac{\delta\omega}{\delta r} = -\frac{\partial I}{\partial r} / \frac{\partial I}{\partial \omega} \quad (4.2)$$

On peut noter que $\delta\omega/\delta r$ correspond à la pente locale des striations dans la figure 4.8. Cette pente est une observable directe sur les données. Il est donc intéressant de chercher à simplifier le terme $-\frac{\partial I}{\partial r}/\frac{\partial I}{\partial \omega}$. Les grandes lignes du calcul permettant de décrire ces pentes peuvent être trouvées dans [Brekhovskikh03]. Nous allons les détailler dans ce manuscrit en insistant sur les hypothèses et les approximations entrant en compte dans la définition de l'invariant océanique, ce qui permettra une meilleure compréhension des problèmes spécifiques liés à l'utilisation de l'invariant océanique en grand fond.

4.2.3 Calcul de l'invariant océanique

On sait que l'intensité acoustique s'écrit de la manière suivante :

$$I(r, \omega) = \left| Q \sum_n \psi_m(z_s, \omega) \psi_m(z_r, \omega) \frac{e^{-irk_{rm}(\omega)}}{\sqrt{rk_{rm}(\omega)}} \right|^2 \quad (4.3)$$

avec Q une constante dépendant de l'environnement, $\psi_m(z, \omega)$ la fonction modale du mode m à la profondeur z et à la pulsation ω , r la distance entre la source et le récepteur et k_{rm} le nombre d'onde horizontal du mode m .

On peut développer l'équation 4.3 et écrire :

$$I(r, \omega) = \frac{Q}{r} \left(\sum_n A_n^2 + \sum_{m,n} A_m A_n \cos[\Delta k_{mn} r] \right) \quad (4.4)$$

où les quantités A_m et Δk_{mn} dépendent de la pulsation ω et sont telles que :

$$A_m = \frac{\psi_m(z_s, \omega) \psi_m(z_r, \omega)}{\sqrt{k_{rm}(\omega)}} \quad (4.5)$$

$$\Delta k_{mn} = k_{rm}(\omega) - k_{rn}(\omega) \quad (4.6)$$

En supposant que la distance source/récepteur est grande (i.e. en ne gardant que les termes dominants en r), on obtient une formulation des dérivées partielles de l'intensité acoustique :

$$\frac{\partial I}{\partial r} = -\frac{Q}{r} \sum_{m,n} A_n A_m \Delta k_{mn} \sin(\Delta k_{mn} r) \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial I}{\partial \omega} = -Q \sum_{m,n} A_n A_m \left(\frac{\partial \Delta k_{mn}}{\partial \omega} \right) \sin(\Delta k_{mn} r) \quad (4.8)$$

Pour obtenir ces résultats, nous avons également supposé que les quantités A_n ne varient pas en fonction de la pulsation ω . Cela suppose que les fonctions modales ψ_m et les nombres d'onde k_{rm} ne varient pas en fonction de la pulsation, ce qui ne correspond pas à la réalité. Cela reste cependant assez juste en petit fond, où fonctions modales et nombres d'ondes varient lentement autour d'une pulsation donnée. Cette approximation est toujours admise dans la littérature pour le calcul de l'invariant. Dans notre contexte grand fond, nous insistons sur le fait que cette condition n'est respectée que *localement*, autour de la pulsation ω à laquelle on s'intéresse.

Pour simplifier les équations (4.7) et (4.8), on introduit les notions de lenteur de phase S_p^n et de lenteur de groupe S_g^n . Il s'agit respectivement des inverses des vitesses de phase et de groupe du mode n . Elles sont définies par :

$$S_p^n(\omega) = \frac{k_{rn}(\omega)}{\omega} \quad (4.9)$$

$$S_g^n(\omega) = \frac{\partial k_{rn}(\omega)}{\partial \omega} \quad (4.10)$$

On peut alors ré-écrire les équations (4.7) et (4.8) de la manière suivante :

$$\frac{\partial I}{\partial r} = -\frac{\omega}{r} Q \sum_{m,n} A_n A_m (S_p^m - S_p^n) \sin(\Delta k_{mn} r) \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial I}{\partial \omega} = -Q \sum_{m,n} A_n A_m (S_g^m - S_g^n) \sin(\Delta k_{mn} r) \quad (4.12)$$

On considère qu'à une certaine distance r le champ acoustique est principalement dominé par un groupe de modes [DeSanto79]. Dans un tel groupe, les lenteurs de phase sont toutes proches d'une lenteur de phase moyenne S_p et les lenteurs de groupe sont toutes proches d'une lenteur de groupe moyenne S_g . On peut alors supposer une relation fonctionnelle entre ces lenteurs moyennes $S_g = S_g(S_p)$ qui ne dépendrait ni du numéro du mode ni de la pulsation [Tolstoy87]. On peut alors développer en série de Taylor S_g^n (la lenteur de groupe du mode n) autour de la lenteur de groupe moyenne S_g d'un groupe de modes :

$$S_g^n = S_g + \frac{dS_g}{dS_p} (S_p^n - S_p) \quad (4.13)$$

C'est l'étape la plus critique de la définition de l'invariant océanique. En réalité, la relation fonctionnelle entre lenteur de phase et de groupe n'est elle pas locale, fréquentiellement et en terme de modes? De plus, on définit des lenteurs moyennes pour un groupe de modes. Comment sont choisis ces modes? Nous verrons plus tard comment répondre à ces questions.

On utilise le développement limité de l'équation (4.13), pour calculer $S_g^n - S_g^m$. On obtient :

$$S_g^m - S_g^n = \frac{dS_g}{dS_p} (S_p^m - S_p^n) \quad (4.14)$$

On introduit l'équation (4.14) dans l'équation (4.12). Le terme $\frac{dS_g}{dS_p}$ peut être factorisé et sorti de la sommation. On peut maintenant calculer la quantité recherchée $-\frac{\partial I}{\partial r} / \frac{\partial I}{\partial \omega}$. Dans cette division, les deux sommes se simplifient et on obtient finalement le résultat simple :

$$\frac{\delta r}{\delta \omega} = -\frac{r}{\omega} \frac{dS_g}{dS_p} \quad (4.15)$$

On définit alors β , l'invariant océanique par :

$$\frac{1}{\beta} \equiv -\frac{dS_g}{dS_p}. \quad (4.16)$$

4.2.4 Invariant océanique et caractérisation de la propagation

Comme nous l'avons dit dans l'introduction, l'invariant océanique caractérise la propagation. Nous souhaitons démontrer que si $\beta > 0$ alors la propagation est majoritairement réfléchive, alors que si $\beta < 0$ la propagation est majoritairement réfractée. Nous étudions alors le comportement de la quantité $-dS_g/dS_p$ pour ces deux types de propagation. Une manière de considérer les variations dS_g et dS_p est d'étudier les variations des lenteurs de phase et de groupe lorsque l'angle de rasance varie (cet angle est celui défini dans le chapitre 1 sur la figure 1.2). On choisit ici d'étudier le cas d'une augmentation de cet angle. On obtiendrait évidemment les mêmes conclusions en étudiant une diminution de l'angle de propagation.

Le comportement de la lenteur de phase ne change pas selon le type de propagation (réfléchi ou réfracté). Lorsque l'angle de propagation augmente, le nombre d'onde horizontal moyen k_r diminue. En conséquence, la lenteur de phase moyenne qui vaut $\frac{k_r}{\omega}$ diminue, quelque soit le type de propagation. Par contre, le comportement de la lenteur de groupe est plus compliqué et dépend de la propagation.

Dans un environnement où les réflexions dominent (profil de célérité quasi-constant, par exemple en petit fond) : plus on augmente l'angle de propagation, plus le trajet est long. En moyenne, l'énergie acoustique se déplace plus lentement : la vitesse de groupe diminue. En conséquence, la lenteur de groupe moyenne augmente avec l'angle d'émission. Dans ce type d'environnement, lenteurs de phase et de groupe ont donc un sens de variation opposé : **l'invariant est positif**.

Dans un environnement où les réfractions dominent (comme en grand fond dans un chenal de propagation) : pour un angle de propagation faible, les trajets restent piégés dans le minimum de célérité. L'énergie acoustique se déplace alors lentement. Si on augmente l'angle de propagation, les trajets pénètrent des régions de plus grandes célérités. En moyenne, l'énergie acoustique se déplace plus rapidement : la vitesse de groupe augmente. En conclusion, une augmentation de l'angle de propagation implique une augmentation de la vitesse de groupe, et donc une diminution de la lenteur de groupe. Dans ce type d'environnement, lenteurs de phase et de groupe varient de concert : **l'invariant est négatif**.

4.2.5 Illustration sur données réelles

Pour illustrer ces notions, nous étudions le champ rayonné par un navire en mouvement et enregistré sur un unique capteur. Une telle expérience permet d'illustrer le principe de l'invariant océanique dans le domaine distance-fréquence. En effet, grâce au mouvement du navire, chaque temps d'enregistrement t est lié à une distance donnée r . Observer un spectrogramme du signal reçu est donc équivalent à observer le signal dans le domaine distance-fréquence.

En revanche, l'analyse des données enregistrées constitue une simple illustration de l'invariant océanique, non une réelle application expérimentale de la méthode proposée. En effet, nous ne disposons d'aucune donnée réelle enregistrée en grand fond. Cependant, nous allons montrer qu'en petit fond où la propagation est majoritairement réfléctive, l'invariant est bien positif.

La figure 4.9 présente le spectrogramme du bruit rayonné par un navire et enregistré sur un unique capteur au large de La Rochelle. L'environnement est très petit fond, la profondeur est de 35 m. Au premier coup d'œil, on remarque de nombreuses striations d'interférence sur cette figure. On distingue deux paquets distincts de part et d'autre du temps 2500 s. Les pentes des striations de ces deux paquets sont opposées. Ce phénomène s'explique aisément et ne contredit pas notre analyse du signe de l'invariant. Durant cette expérience, le navire coopératif : il a suivi une trajectoire telle qu'il s'approchait de l'hydrophone pour les temps inférieurs à 2500 s et s'en éloignait pour les temps supérieurs à 2500 s. Il en résulte que l'axe des temps de 0 à 2500 s correspond à un axe des distances décroissantes : le navire s'approche. La pente de la striation soulignée en rouge est donc positive dans le domaine distance-fréquence. A contrario, pour les temps supérieurs à 2500 s, le navire s'éloigne : les distances correspondantes sont donc croissantes. La pente de la striation soulignée en rouge est donc également positive. La propagation est donc bien majoritairement réfléctive, ce qui est cohérent dans un environnement si petit fond !

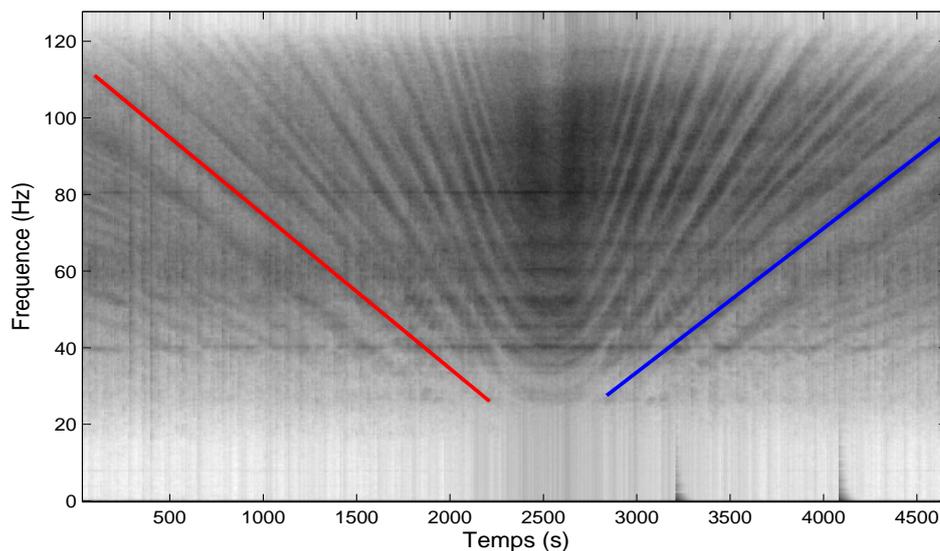


FIG. 4.9 : *Spectrogramme du bruit rayonné par un navire, enregistré au large de La Rochelle.*

Le même type d'analyse peut être mené avec des signaux d'opportunité, où le trafic maritime remplace le navire coopératif. Un exemple de données réelles enregistrées dans la baie du Saint Laurent est présentée en annexe B.

4.2.6 Conclusion sur l'invariant

La définition de l'invariant donnée par l'équation (4.16) montre que β ne dépend que des lenteurs de groupe et de phase. Il peut donc être calculé grâce à des simulateurs de type MOCTESUMA. On peut cependant se poser la question de l'invariance de β . Il dépend en effet de la manière dont on définit les lenteurs moyennes : modes et pulsation considérés.

Nous avons également pointé que l'obtention des équations (4.7) et (4.8) induisait un calcul local autour d'une pulsation donnée. De plus, le calcul de β fait apparaître une série de Taylor à l'ordre 1 de la lenteur de groupe. Le faible ordre de ce développement limité contribue également à faire de l'invariant une notion très locale.

Remarque : pour être cohérent avec la littérature existante sur le sujet et s'épargner un facteur 2π dans les équations, nous avons présenté la notion d'invariant en terme de pulsation ω . Cependant, nous l'appliquerons en terme de fréquence f , quantité plus parlante lorsque l'on entre dans un contexte plus applicatif.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons voir comment appliquer la notion d'invariant océanique pour réaliser la localisation de la source. Nous présenterons notamment deux applications : la discrimination entre les bruiteurs de surface et immergés, et l'estimation de la distance source/récepteur dans le cas d'une source immergée. Dans ces deux cas, on suppose être en possession d'une antenne horizontale immergée dans un environnement grand fond.

4.3 Discrimination entre sources de surface et sources immergées

4.3.1 Introduction

Dans un contexte opérationnel d'écoute passive, il est intéressant de pouvoir discerner rapidement et simplement les sources de surface des sources immergées. Pour cela, de nombreuses méthodes existent. Leurs fondements sont divers et variés, et ont des bases allant du calcul de nombreuses répliques simulées [Shang85a, Nicolas06] (c'est le principe du Matched Field Processing présenté dans le chapitre précédent) à une analyse fine de la physique de la propagation [Premus99].

La méthode que nous présentons ici se veut simple à mettre en place : elle ne requiert pas de calcul plus compliqué que la Transformée de Fourier du signal reçu sur chaque hydrophone de l'antenne. C'est une première application simple des principes physiques de l'invariant océanique aux environnements de type grand fond. Elle vise simplement une discrimination entre sources de surface et sources immergées, et non une estimation précise de la profondeur de la source. Pour cela, la méthode proposée s'appuie sur une connaissance a priori de l'environnement de propagation et une analyse du champ reçu dans le domaine distance-fréquence.

4.3.2 Méthode

Nous avons vu dans la section 4.2.4 que l'invariant océanique fournit une caractérisation de la propagation :

- si l'invariant est positif, $\beta > 0$, la propagation est majoritairement réfléchive ;
- si l'invariant est négatif, $\beta < 0$, la propagation est majoritairement réfractée.

Nous avons également vu que l'invariant est lié aux striations du champ reçu dans le domaine distance-fréquence. En combinant les équations (4.15) et (4.16), on obtient :

$$\frac{\delta r}{\delta f} = \beta \frac{r}{f}. \quad (4.17)$$

La pente des striations $\frac{\delta r}{\delta f}$ dans le domaine distance-fréquence a donc le même signe que l'invariant β . Ces pentes caractérisent donc le type de propagation. A titre d'exemple, les striations du champ acoustique présenté sur la figure 4.8 sont négatives. La propagation correspondante est donc majoritairement réfractée.

L'estimation de la profondeur de la source s'effectue alors en utilisant la connaissance de l'environnement et de la propagation. Il faut se poser la question de comment serait la propagation pour une source de surface et pour une source immergée, sachant qu'on ne s'intéresse qu'à des profondeurs d'immersion correspondant à des cas réalistes, donc dans la partie supérieure de la colonne d'eau. Pour un profil de célérité classique grand fond possédant un unique chenal de propagation, comme celui présenté sur la figure 1.5, une source immergée a une propagation réfractée. En effet, le son reste piégé autour du minimum de célérité : c'est le cas du chemin B présenté sur la figure 1.6. A contrario, une source de surface aura une propagation présentant de nombreuses réflexions à la surface : c'est par exemple le cas du chemin A de la figure 1.6. En conclusion :

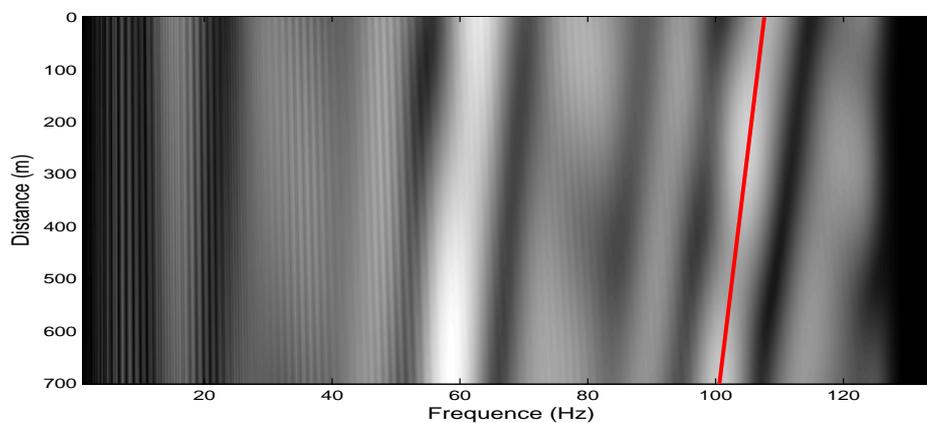
- si l'invariant est positif, $\beta > 0$, la source est à la surface ;
- si l'invariant est négatif, $\beta < 0$, la source est immergée.

Cette méthode n'est pas applicable en petit fond. En effet, la propagation est toujours majoritairement réfléchiée en petit fond, quelque soit la profondeur de la source. En petit fond, on considère que l'invariant est constant et vaut $\beta = 1$ [Brekhovskikh03].

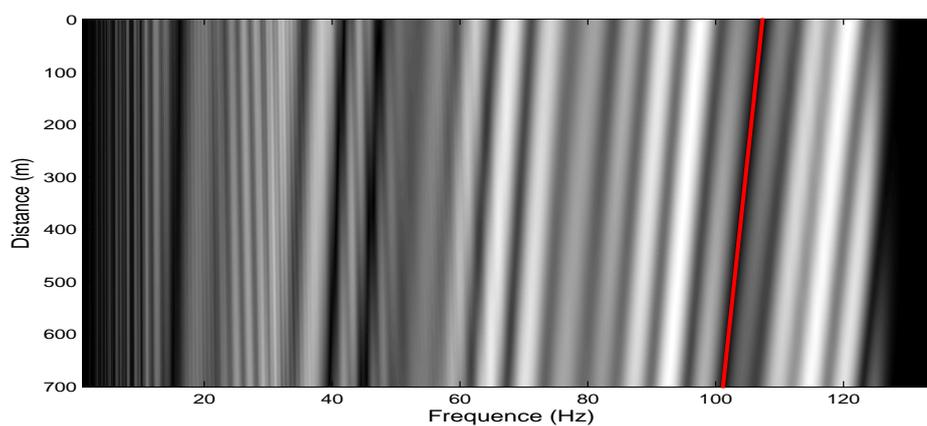
4.3.3 Application sur données MOCTESUMA

Nous appliquons cette méthode à des données simulées par le logiciel MOCTESUMA dans l'environnement Medoc14 pour une source impulsionnelle entre 0 et 130 Hz. Le champ est enregistré sur une antenne horizontale de 700 m constituée de 238 éléments et située dans le chenal de propagation, ce qui constitue une profondeur idéale pour l'écoute passive. On considère deux distances source/antenne : 30 et 40 km. La figure 4.10 présente le champ reçu dans le domaine distance-fréquence pour les deux distances étudiées lorsque la source se trouve à 150 m de profondeur. Sur chacune des figures 4.10(a) et 4.10(b), une striation a été surlignée en rouge. La pente des striations est positive, on en conclut donc que la source est immergée, ce qui correspond bien au cas testé.

La figure 4.11 présente le champ enregistré pour une distance source/antenne de 30 km et une source de surface (simulée avec une source à 5 m de profondeur). Cette fois-ci, les



(a) Distance source/antenne : 30 km



(b) Distance source/antenne : 40 km

FIG. 4.10 : *Champ simulé dans l'environnement Medoc14 pour une source immergée (profondeur 150 m).*

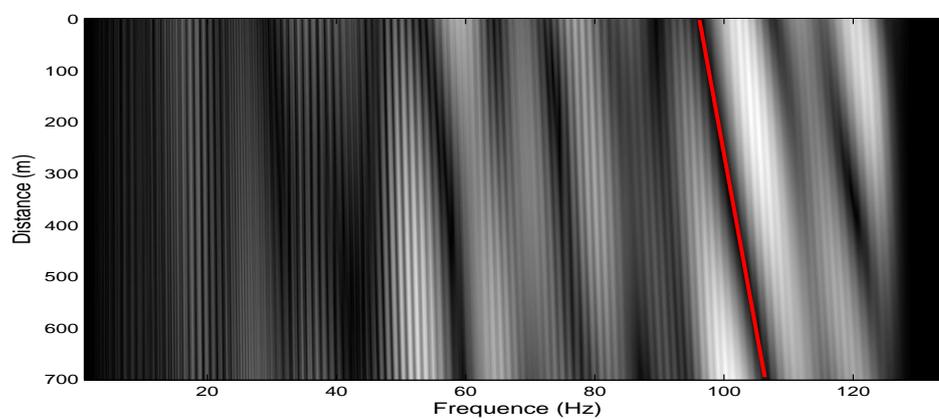


FIG. 4.11 : *Champ simulé dans l'environnement Medoc14 pour une source de surface et une distance source/antenne de 30 km.*

pentés des striations observées sont négatives. On en conclut que la source est en surface, ce qui correspond à la situation simulée.

Pour confirmer la validité de cette méthode, nous la testons également dans deux autres environnements, correspondant à de légères variations de l'environnement Medoc14. Deux variations sont considérées :

- il existe un chenal de surface entre 0 et 40 m, correspondant à une couche d'eau mélangée,
- le minimum de célérité du chenal principal se trouve à 100 m au lieu de 90 m.

Ces variations du modèle Medoc14 sont réalistes. Elles ont été proposées par X. Cristol et D. Fattaccioli. Dans un contexte expérimental, elles pourraient correspondre à une erreur d'a priori sur l'environnement. La figure 4.12 présente le profil de célérité de l'environnement Medoc14 et de ses variations pour une profondeur allant de 0 à 250 m.

L'intensité acoustique enregistrée dans ces environnements est présentée sur les figures 4.13 et 4.14. Dans ces deux nouveaux environnements, on retrouve le même type de résultats que précédemment : la pente des striations permet de distinguer une source de surface d'une source immergée. La méthode proposée est donc robuste à une erreur d'a priori sur l'environnement.

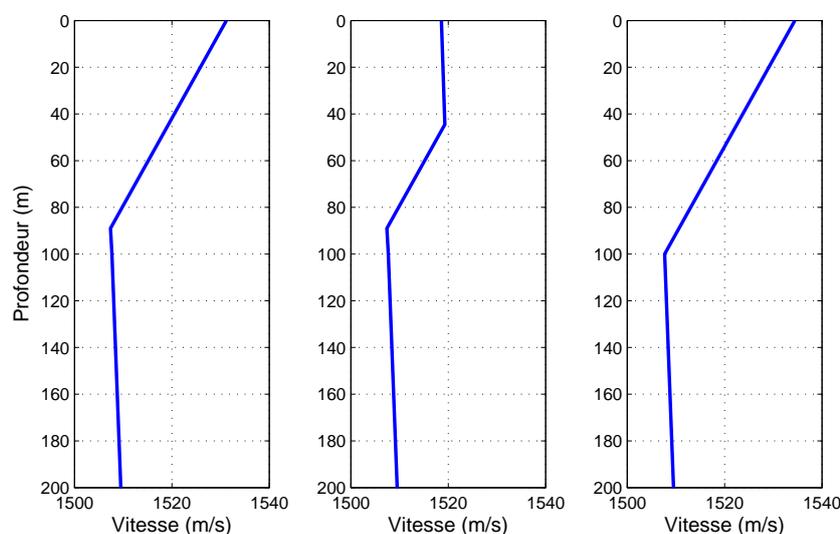


FIG. 4.12 : Zoom sur les 250 premiers mètres des profils de célérité du jeu de données Medoc14 (à gauche) et de ses variations : présence d'un chenal de surface (au milieu) ou chenal principal plus profond (à droite).

4.3.4 Conclusion

La méthode proposée dans cette section permet une discrimination simple entre sources de surface et sources immergées. Elle ne requiert aucun calcul si ce n'est la transformée de Fourier du champ reçu sur chaque capteur de l'antenne, elle est donc très simple à mettre en place opérationnellement. Elle constitue une application directe de la notion d'invariant

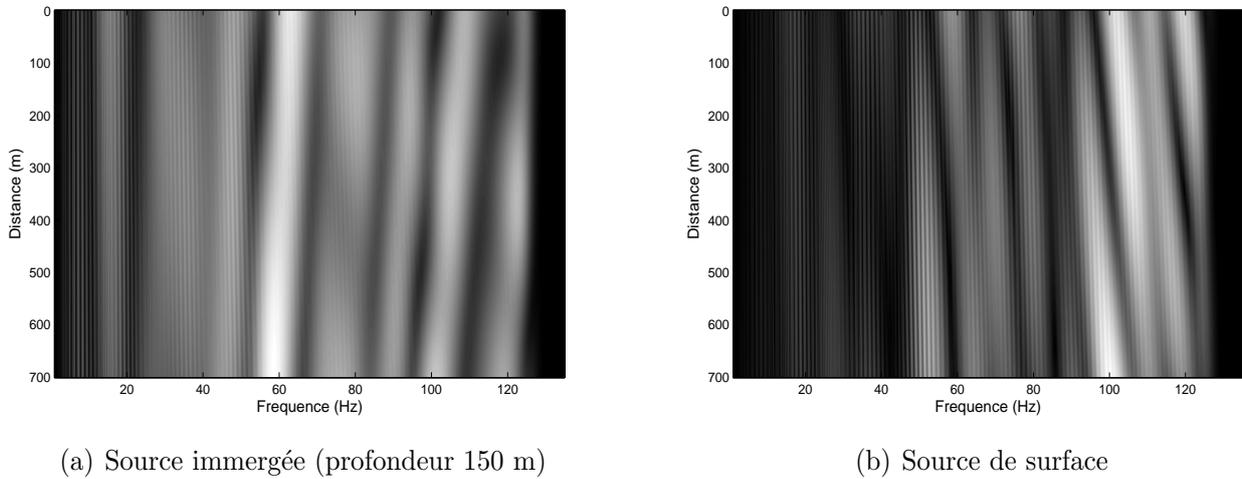


FIG. 4.13 : *Champ simulé dans l'environnement Medoc14 modifié avec un chenal de surface ($R=30$ km).*

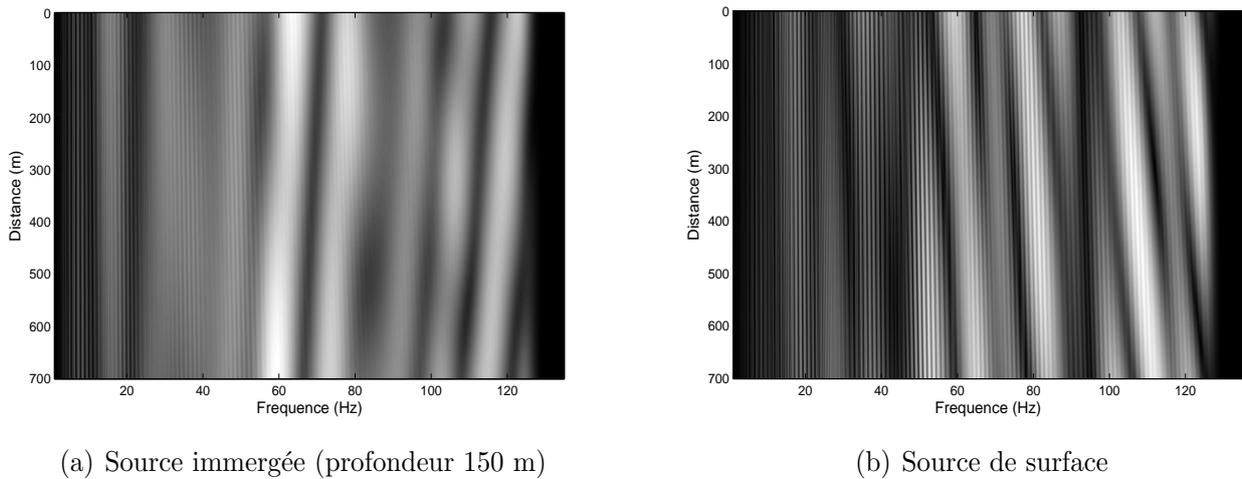


FIG. 4.14 : *Champ simulé dans l'environnement Medoc14 modifié avec le minimum de célérité à 100 m ($R=30$ km).*

océanique, mais n'en n'exploite pas toutes les possibilités. Nous allons maintenant voir que l'on peut l'utiliser pour estimer la distance source antenne dans le cas d'une source immergée.

4.4 Estimation de la distance en grand fond

4.4.1 Introduction

La méthode proposée dans cette section se propose de répondre à la question de la localisation de sources UBF immergées dans un guide d'onde océanique de type grand

fond. Nous considérons encore une fois l'environnement Medoc14 dont le profil de célérité est présenté figure 4.2. Les configurations expérimentales sont les mêmes que dans la section 4.3.3. On ne s'intéresse qu'au cas des sources immergées pour deux raisons :

- en terme d'acoustique sous marine, la localisation des sources de surface présente un problème moins intéressant que celui des sources immergées, puisqu'elle peut se faire visuellement ou avec des méthodes classiques de type radar [Skolnik70, Crisp04],
- la modélisation de l'invariant océanique en tant que distribution que nous proposons dans cette section est prévue pour les sources immergées, et donc pour une propagation réfractée. La méthode en question ne possède pas d'applicabilité directe dans le cas d'une propagation réfléchiée en grand fond.

4.4.2 L'invariant en tant que distribution à trois dimensions

Nous avons déjà insisté sur le fait que l'invariant est une notion à appliquer localement, aussi bien en terme de fréquence que de modes pris en compte pour son calcul. Pour illustrer les variations de β , les vitesses de groupe et de phase correspondant à l'environnement Medoc14 sont calculées pour des fréquences allant de 35 à 130 Hz. La figure 4.15 présente la relation fonctionnelle entre vitesses de groupe et de phase pour les modes 30 et 35. D'après l'équation 4.16, l'invariant correspond à la pente de ces courbes. On pourrait définir une pente moyenne pour ces courbes, ne dépendant ni du mode étudié ni de la fréquence. Cette notion serait de plus en plus exacte lorsque les fréquences augmentent. Comme nous travaillons dans un contexte UBF, nous choisissons de ne pas moyenniser directement la relation fonctionnelle entre lenteurs de phase et de groupe sur plusieurs modes pour en extraire une unique pente. Nous considérons plutôt l'invariant comme une distribution à trois dimensions calculée à une fréquence donnée pour des modes adjacents appartenant à un même groupe. Cette distribution dépend alors de trois paramètres :

1. le nombre N de modes sur lesquelles les lenteurs de groupe et de phase moyennes sont calculées,
2. le mode m , mode central du groupe de modes précédemment défini,
3. la fréquence f autour de laquelle on calcule la pente $\frac{dS_g}{dS_p}$.

Ainsi, les approximations faites lors du calcul théorique de l'invariant sont respectées au mieux. La distribution est bien une notion locale fréquentiellement, ce qui justifie le passage entre les équations (4.4) et (4.8) et le faible ordre du développement limité (4.13). De plus, l'invariant est également localisé en terme de modes utilisés pour calculer les lenteurs moyennes. Cela permet de palier le fait que l'invariant n'est souvent valide que pour un groupe de modes [Brekhovskikh03]. Notons également que l'invariant a déjà été considéré comme une distribution [Rouseff02]. Cependant, notre approche calcule l'invariant en tant que distribution théorique correspondant à un environnement donné, alors que l'approche proposée dans [Rouseff02] considère l'invariant comme une distribution mesurée sur des données.

Défini de cette sorte, l'invariant océanique devient une distribution à trois dimensions $\beta(N, m, f)$. Son calcul est basé sur un modèle de l'environnement permettant de calculer les lenteurs de groupe et de phase. Seuls les groupes de modes de taille N impaire sont

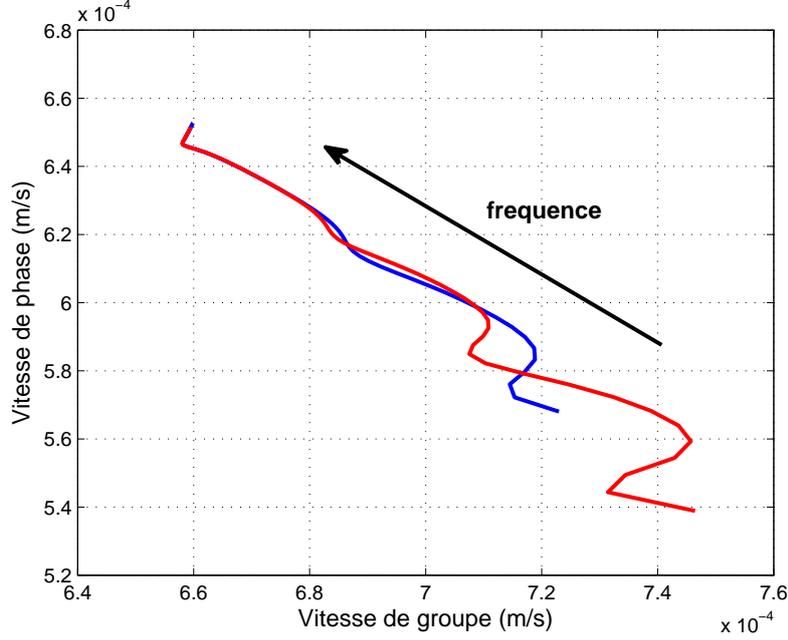


FIG. 4.15 : Relation fonctionnelle entre vitesse de phase et vitesse de groupe pour les modes 30 (en bleu) et 35 (en vert) dans l'environnement Medoc14.

considérés, ils ont ainsi un mode central m défini de manière unique. La distribution $\beta(N, m, f)$ est alors obtenue par :

$$\beta(N, m_0, f) = -\frac{1}{N} \sum_{m=m_0-\frac{N-1}{2}}^{m_0+\frac{N-1}{2}} \frac{dS_{gm}(f)}{dS_{pm}}, \quad (4.18)$$

où $N < N_{max}$ et $\frac{N-1}{2} < m_0 < N_{max} - \frac{N-1}{2}$ avec N_{max} le rang du plus haut mode excité à la fréquence f .

4.4.3 La méthode de localisation

Une distance source/récepteur peut être associée à chaque valeur $\beta(N, m, f)$ via l'équation (4.17) :

$$R(N, m, f) = \beta(N, m, f) f \frac{\delta r}{\delta f}, \quad (4.19)$$

où $\frac{\delta r}{\delta f}$ est la pente locale d'une striation d'interférences. Pour estimer une unique distance source/récepteur, on suit la méthode suivante [Bonnell10b] :

1. Suivre une striation d'interférence.
2. Interpoler cette striation avec un polynôme du second degré. Cette interpolation permet d'obtenir une unique fréquence par distance le long de la striation. De plus, elle lisse la courbe et permet de s'affranchir d'un éventuel bruit.
3. Calculer la distribution $\beta(N, m, f)$ à toutes les fréquences définies par l'interpolation.

4. Calculer la distribution de distance correspondante $R(N, m, f)$ en utilisant l'équation (4.19).

L'estimation finale de la distance \hat{R} s'obtient en moyennant la distribution $R(N, m, f)$ selon les trois dimensions N , m et f :

$$\hat{R} = \text{moy } \hat{R}(N, m, f). \quad (4.20)$$

Cette méthode, basée sur la distribution à trois dimensions de l'invariant, implique un groupe de modes adjacents les uns aux autres. Empiriquement, nous avons observé qu'elle n'est valable que lorsque la pente des striations est positive. Dans ce cas, la propagation est refractée et se décrit aisément en terme de modes adjacents. Lorsque la propagation est réfléchiée en grand fond, il est plus difficile de la décrire en terme de modes. Cela met la méthode proposée en défaut. Il en résulte que, comme annoncée dans la section 4.4.1, notre méthode de localisation de sources n'est valide que pour les sources immergées.

4.4.4 Application sur des données simulées

Cette méthode de localisation est appliquée sur les données simulées dans l'environnement Medoc14 pour une distance source/récepteur de 30 km. Pour mémoire, l'intensité acoustique reçue est présentée sur la figure 4.10(a). On suit la striation d'interférences autour de 100 Hz, en rouge sur cette même figure. La figure 4.16 présente le résultat du suivi de cette striation et l'interpolation correspondante. L'interpolation permet d'éliminer l'effet d'escalier dû à l'échantillonnage fréquentiel lors de la simulation du signal. Il est intéressant de remarquer que la courbe interpolée est loin d'être une droite. La pente de la striation n'est pas constante : l'invariant varie !

La distribution de l'invariant est alors calculée pour chaque fréquence de la courbe interpolée et pour chaque groupe de modes correspondant. La figure 4.17 présente une coupe à deux dimensions de cette distribution : la taille du groupe de modes utilisés pour le calcul est alors fixé à $N = 7$. La distribution de distance correspondante est calculée grâce à l'équation (4.19). Les pentes utilisées dans le calcul sont mesurées localement fréquence par fréquence sur la courbe interpolée de la figure 4.16. Une coupe de la distribution résultante pour $N = 7$ est présentée sur la figure 4.18. Comme la striation considérée n'est pas linéaire, le lien entre les deux distributions $\beta(N, m, f)$ et $R(N, m, f)$ n'est pas linéaire non plus. Ce résultat est bien visible en comparant les deux figures 4.17 et 4.18. La distance source/récepteur est ensuite estimée en moyennant la distribution complète $R(N, m, f)$ dans les trois dimensions ; le résultat obtenu est $\hat{R} = 32.0$ km. C'est un bon résultat, puisque la distance est estimée avec une erreur acceptable :

$$\hat{R} = R \pm 6.6\%. \quad (4.21)$$

Le même traitement est appliqué sur plusieurs striations d'interférences. On obtient les résultats suivants :

- striation autour de 110 Hz : $\hat{R} = 31.5$ km,
- striation autour de 105 Hz : $\hat{R} = 32.0$ km,
- striation autour de 60 Hz : $\hat{R} = 26.9$ km.

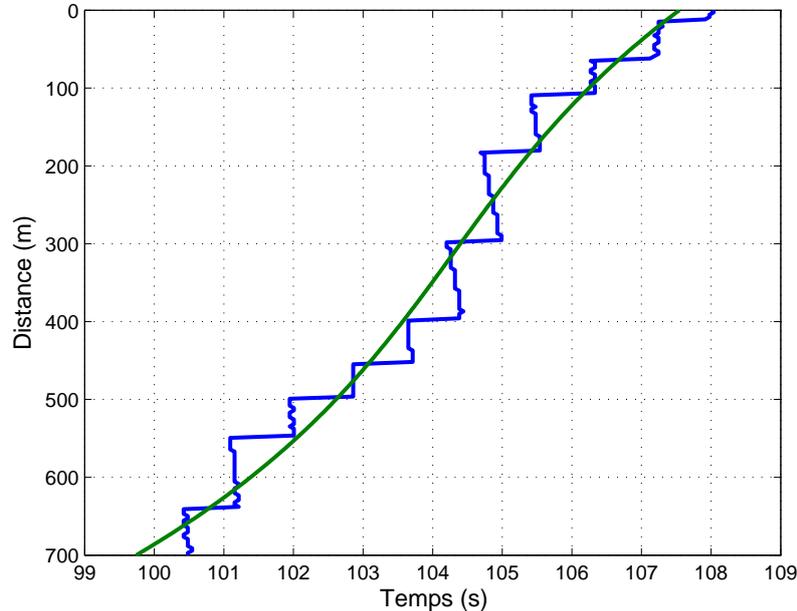


FIG. 4.16 : Raie d'interférence tirée des données Medoc14 pour une distance source récepteur de 30 km : données brutes (en bleue) et données interpolées (en vert).

On applique également cette méthode pour le signal simulé dans l'environnement Medoc14 mais pour une distance de 40 km. Sa représentation dans le domaine fréquence-distance est présentée sur la figure 4.8. Les résultats de l'estimation sont alors :

- striation autour de 105 Hz : $\hat{R} = 38.0$ km,
- striation autour de 95 Hz : $\hat{R} = 42.2$ km,
- striation autour de 69 Hz : $\hat{R} = 41.2$ km.

Ce sont de bons résultats, puisqu'à chaque fois l'erreur d'estimation avoisine les 5 %, sauf dans le cas de l'estimation autour de 60 Hz pour la distance $R = 30$ km. Ce résultat est volontairement moins bon que les autres car il permet de présenter un détail important. Le calcul de l'invariant, basé sur l'équation 4.2, suppose de suivre une striation d'intensité constante. Ceci est évidemment impossible en contexte réel, où l'on étudie des signaux bruités enregistrés sur divers hydrophones présentant éventuellement des problèmes de calibration. Pour contourner ce problème, nous suivons donc des maxima ou minima dans le champ reçu, le long desquels l'intensité acoustique est supposée localement constante. Cette condition est moins respectée pour la striation autour de 60 Hz que pour les autres. Le résultat de l'estimation est donc moins bon.

La méthode proposée est basée sur une moyenne de la distribution de distance $R(N, m, f)$. Cette moyenne permet de lisser les erreurs d'estimation de R . Elle permet également de rendre la méthode robuste à une éventuelle méconnaissance de l'environnement. Pour le démontrer, nous appliquons la méthode une seconde fois sur les deux jeux de données Medoc14 à 30 et 40 km. Cependant, nous modélisons une méconnaissance réaliste de l'environnement en introduisant des erreurs dans le calcul de l'invariant. Pour cela, la distribution $\beta(N, m, f)$ est calculée en utilisant les deux profils de célérité modifiés présentés

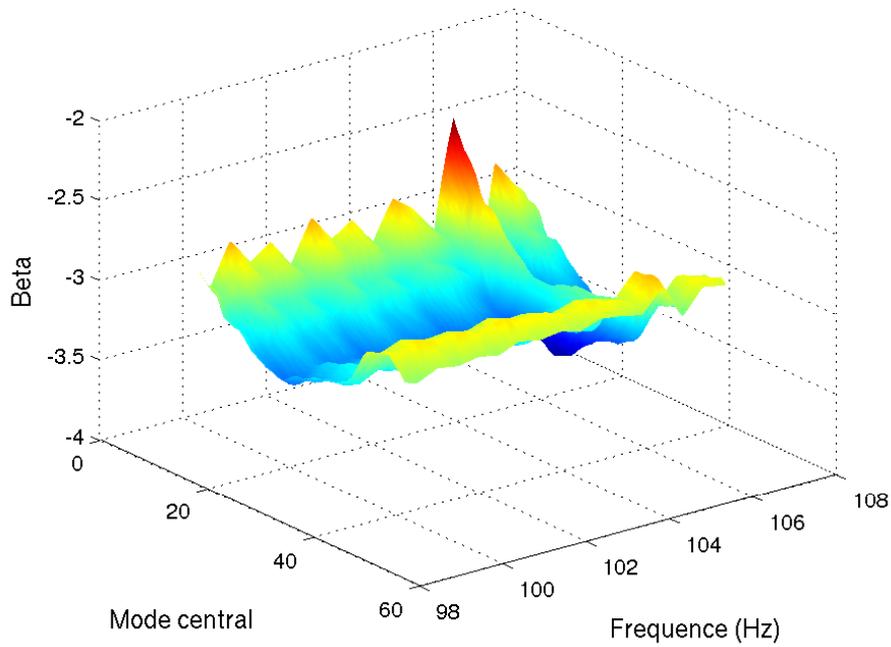


FIG. 4.17 : *Distribution de l'invariant pour les données Medoc14 et la striation autour de 105 Hz, coupe pour $N=7$.*

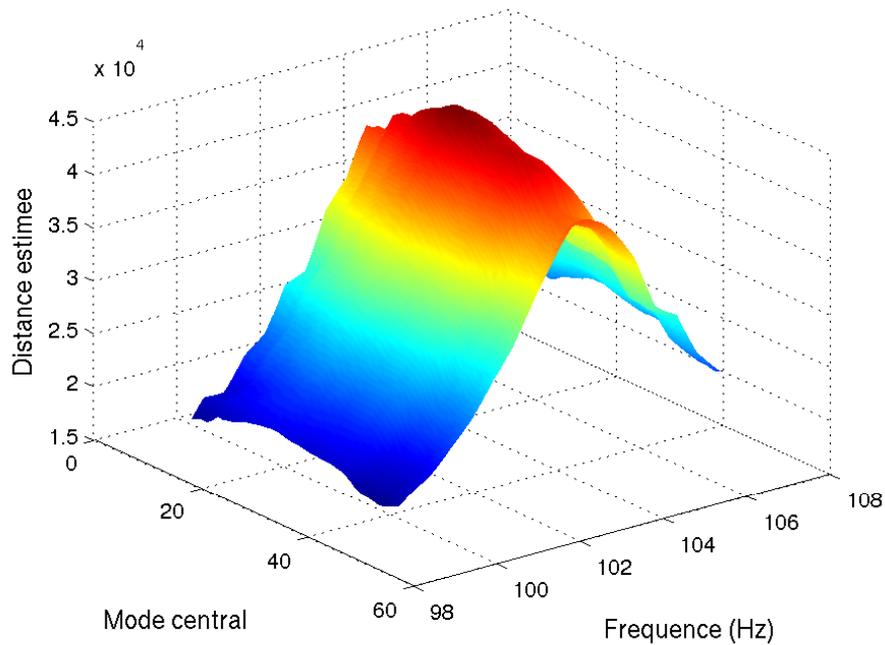


FIG. 4.18 : *Distribution de la distance estimée pour les données Medoc14 et la striation autour de 105 Hz, coupe pour $N=7$.*

sur la figure 4.12, puis nous en déduisons l'estimation de R . A chaque fois, l'erreur d'estimation de la distance se situe autour de 5 %. La moyenne de la distribution de l'invariant a donc permis de filtrer l'erreur d'a priori sur l'environnement. Les résultats complets de cette estimation sont présentés dans les tableaux 4.1 et 4.2.

	striation ≈ 60 Hz	striation ≈ 105 Hz	striation ≈ 110 Hz
A priori sans erreur	$\hat{R} = 26.9$ km	$\hat{R} = 32.0$ km	$\hat{R} = 31.5$ km
Chenal trop profond	$\hat{R} = 27.2$ km	$\hat{R} = 32.3$ km	$\hat{R} = 31.7$ km
Chenal de surface	$\hat{R} = 26.7$ km	$\hat{R} = 32.1$ km	$\hat{R} = 31.6$ km

TAB. 4.1 : Distances estimées pour les données Medoc 14 lorsque $R = 30$ km. Estimations pour différentes striations d'interférences et différents a priori sur l'environnement.

	striation ≈ 69 Hz	striation ≈ 95 Hz	striation ≈ 105 Hz
A priori sans erreur	$\hat{R} = 41.2$ km	$\hat{R} = 42.2$ km	$\hat{R} = 38.0$ km
Chenal trop profond	$\hat{R} = 41.8$ km	$\hat{R} = 42.3$ km	$\hat{R} = 37.8$ km
Chenal de surface	$\hat{R} = 41.1$ km	$\hat{R} = 42.1$ km	$\hat{R} = 38.2$ km

TAB. 4.2 : Distances estimées pour les données Medoc 14 lorsque $R = 40$ km. Estimations réalisées pour différentes striations d'interférences et différents a priori sur l'environnement.

4.4.5 Conclusion

La méthode de localisation de sources présentée dans cette section permet une estimation de la distance source/récepteur. Elle est basée sur le concept de l'invariant océanique considéré en temps que distribution. Pour calculer cette distribution, la méthode proposée requiert une connaissance a priori de l'environnement. Elle permet une estimation correcte de la distance source/récepteur, avec une erreur d'estimation autour de 5 %. Cette erreur d'estimation n'augmente pas si l'a priori sur l'environnement est raisonnablement erroné.

Conclusion générale sur les grands fonds

Dans ce chapitre, nous avons présenté une première ouverture concernant la surveillance de l'environnement marin grand fond. En utilisant la notion d'invariant océanique, nous avons proposé deux nouvelles méthodes de localisation de sources UBF :

- une méthode de discrimination entre les sources immergées et les sources de surface,
- une méthode d'estimation de la distance source/récepteur pour les sources immergées.

Dans un premier temps, nous avons présenté les grands fonds comme milieu de propagation UBF. Nous avons vu qu'il est impossible d'y transposer directement les méthodes

applicables en petit fond. Nous avons ensuite présenté le concept de l'invariant océanique, notion largement utilisée pour décrire la propagation dans un guide d'onde petit fond. Nous avons adapté cette notion aux grands fonds en définissant l'invariant comme une distribution à trois dimensions, ce qui permet de prendre en compte les approximations de son calcul. Nous avons ensuite utilisé l'invariant dans deux nouvelles méthodes de localisation de sources.

Les deux méthodes proposées requièrent une bonne connaissance de l'environnement de propagation, mais restent robustes à une erreur d'a priori réaliste. Elles sont basées sur la représentation du champ acoustique reçu dans le domaine distance-fréquence. Cette représentation s'obtient naturellement par Transformée de Fourier du signal reçu sur une antenne horizontale. Les méthodes proposées, permettant l'estimation de la distance source/antenne et la discrimination entre sources immergées et sources de surface, sont prometteuses. Leurs résultats rentrent toujours dans une marge d'erreur de 10%. Ils ne sont donc pas d'une extrême précision, mais ne sont jamais franchement faux et ne présentent donc aucune ambiguïté.

Les méthodes développées sont simples à mettre en place. Elles correspondent à la configuration classique d'une antenne tractée par un porteur, qu'il soit à la surface ou sous l'eau. De plus, ces méthodes ne requièrent pas de calcul plus compliqué qu'une Transformée de Fourier et des mesures de pentes. Elles sont donc parfaitement adaptées à un contexte opérationnel. Il faudrait cependant les tester sur des données expérimentales. Malheureusement, nous n'en avons pas à disposition : les données récoltées lors de la première mise à l'eau de l'antenne UBF sont confidentielles.

If you understood everything I say, you'd be me!

Miles Davis

Conclusion et Perspectives

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire se focalise sur la propagation des ondes Ultra Basse Fréquence en milieu océanique, et leur utilisation pour caractériser et surveiller l'environnement. Nous nous sommes tout d'abord concentrés sur une configuration originale : le signal est enregistré sur un unique hydrophone en milieu petit fond. Cette configuration, a priori défavorable, ne permet pas d'utiliser les outils classiques de traitement du signal. Dans la continuité des travaux réalisés à GIPSA-Lab, nous avons proposé de nouvelles méthodes de traitement du signal basées sur la physique de la propagation et adaptées à l'étude mono-capteur des ondes UBF. Nous avons ensuite utilisé ces méthodes pour proposer de nouvelles techniques de localisation de sources et de caractérisation de l'environnement océanique en milieu petit fond. Ces méthodes sont simplement applicables en contexte opérationnel. En effet, la méthode de localisation de sources est basée sur l'utilisation d'un réseau parcimonieux d'hydrophones autonomes (au moins trois), alors que la méthode de caractérisation de l'environnement est applicable en contexte mono-récepteur. Ces méthodes ont été validées sur des simulations, des données expérimentales acquises en cuve ultrasonore et des données réelles marines.

Nous nous sommes également intéressés à la propagation des ondes UBF en grand fond. Cette configuration est radicalement différente de la configuration précédente et les méthodes développées pour le petit fond ne sont plus applicables. Il est notamment impossible d'extraire de l'information à partir d'un unique récepteur. Nous avons alors proposé de nouvelles méthodes de localisation de sources utilisant une antenne d'hydrophones horizontale. Ces méthodes ont été validées sur des simulations réalistes fournies par Thales Underwater System.

Le premier chapitre de ce mémoire présente les bases nécessaires à la compréhension des méthodes développées dans la suite du mémoire. Nous y présentons des concepts élémentaires d'acoustique, puis les appliquons au cas océanique. L'océan est alors considéré comme un guide d'onde, dans lequel la propagation des UBF est décrite par la théorie des modes. Cette modélisation impose une distinction marquée entre deux types d'environnement marin : les milieux petit fond et grand fond. Nous présentons ensuite trois guides d'onde classiques utilisés en acoustique sous-marine : le guide Parfait, le guide de Pekeris et le guide de Munk. Ces guides nous servent de modèles pour les algorithmes de traitement du signal utilisés dans la suite du manuscrit.

Nous présentons également dans ce premier chapitre le simulateur MOCTESUMA, que nous utilisons dans la suite pour simuler la propagation en grand fond.

Dans le second chapitre, nous insistons sur la représentation mono-capteur des signaux UBF propagés en milieu petit fond. Nous montrons tout d'abord que les limitations intrinsèques des représentations temps-fréquence classiques ne permettent pas une bonne représentation de ces signaux. Nous présentons alors des solutions pour y remédier et introduisons pour cela les transformations dites de warping. Basées sur la physique de la propagation, elles transforment les structures du signal reçu et rendent son analyse plus aisée dans le domaine temps-fréquence. Nous utilisons une transformation de warping temporel existante et proposons également un nouvel algorithme de warping fréquentiel qui permet une détection simple du signal UBF. Après l'avoir caractérisé de manière théorique, nous présentons une validation expérimentale de ce warping grâce à des données que nous avons récoltées en cuve ultrasonore.

Le troisième chapitre présente des méthodes de localisation de sources et de caractérisation de l'environnement adaptées à la bande de fréquences UBF, aux environnements petits fonds, et à l'utilisation d'un nombre restreint de capteurs. Dans un premier temps, nous proposons un algorithme de filtrage modal qui permet d'extraire l'information du signal propagé dans une configuration mono-capteur. Cet algorithme est applicable sans a priori sur l'environnement ni sur la localisation de la source. Il sert donc de base à toutes les méthodes développées pour ce chapitre.

Nous introduisons ensuite deux applications directes du filtrage modal. La première consiste en l'estimation des fonctions modales sur une antenne verticale. Cette estimation est réalisée capteur par capteur, et est donc applicable même lorsque l'antenne n'échantillonne pas toute la hauteur de la colonne d'eau. Nous utilisons également le filtrage modal pour réaliser une estimation mono-capteur des Temps d'Arrivée des Modes (TAM). Les TAM dépendent de l'environnement et de la distance source/récepteur, ce sont d'excellents paramètres qui caractérisent le signal propagé.

Nous utilisons ensuite les TAM estimés pour réaliser la localisation de sources en angle et en distance. La méthode proposée est passive et nécessite l'utilisation d'un réseau d'hydrophones (au moins trois). Elle est particulièrement adaptée à la localisation de mammifères marins, et est validée sur des données réelles enregistrées dans la baie de Fundy au Canada, où une baleine franche est localisée à partir de ses vocalises.

Nous utilisons également les TAM estimés pour proposer une nouvelle méthode mono-capteur d'estimation de l'environnement. Elle nécessite la connaissance de la distance source/récepteur, mais ne requiert pas de synchronisation temporelle entre la source et le récepteur. Elle permet d'identifier le milieu de propagation réel à un guide de Pekeris via l'estimation de trois paramètres : la profondeur d'eau, la vitesse du son dans l'eau et la vitesse du son dans le fond. Nous avons validé cette méthode sur des données simulées et des données réelles.

Le quatrième et dernier chapitre de ce mémoire présente une première ouverture concernant la surveillance de l'environnement marin en grand fond. En effet, la propagation en grand fond est totalement différente de la propagation en petit fond, et les méthodes existantes n'y sont pas applicables. En considérant l'utilisation d'une antenne horizontale comme système de réception, nous avons proposé deux nouvelles méthodes de localisation de sources UBF :

- une méthode de discrimination entre les sources immergées et les sources de surface,

- une méthode d'estimation de la distance source/récepteur lorsque la source est immergée dans le chenal de propagation.

Pour cela, nous avons introduit la notion d'invariant océanique. L'invariant est une notion largement utilisée pour décrire la propagation en environnement petit fond. En effet, dans cette configuration, l'invariant est un simple scalaire. Cependant, en grand fond, l'invariant varie. Nous avons alors proposé de considérer l'invariant comme une distribution à trois dimensions. C'est sur cette distribution que nous avons basé nos méthodes de localisation de sources. Elles requièrent toutes deux une bonne connaissance de l'environnement de propagation, mais restent robustes à une erreur d'a priori réaliste.

Les deux méthodes développées sont simples à mettre en place et correspondent à la configuration classique d'une antenne tractée par un porteur. Elles ont toutes deux été validées sur des simulations.

Perspectives

Les travaux présentés dans ce mémoire ouvrent la porte à de nombreuses perspectives. Ces perspectives concernent l'amélioration des méthodes proposées, leur évolution vers des contextes plus généraux et la création de nouvelles méthodes.

Les méthodes de traitement du signal proposées peuvent être améliorées. Au cours du manuscrit, nous avons souligné que certaines étapes requièrent une intervention de l'utilisateur : évaluation de la qualité du warping fréquentiel, réglage d'un seuil pour la segmentation des modes après warping temporel, sélection des modes après warping. Il serait intéressant d'automatiser toute la chaîne de traitement. Cela requerrait le développement de nouvelles méthodes basées sur la reconnaissance de forme dans le plan temps-fréquence. On pourrait également envisager une amélioration de l'estimation des TAM en s'inspirant de récentes méthodes temps-fréquence, qu'elles soient basées sur un modèle physique [Hong05, Zorych08] ou non [Ioana06]. De plus, quelle que soit la méthode d'estimation des TAM, il serait également intéressant d'estimer l'énergie le long de ces TAM. Dans un cas général, cette énergie varie avec le temps et la fréquence et doit donc être porteuse d'information.

Les méthodes de warping proposées sont basées sur un modèle de propagation relativement simple. Cela permet une analyse correcte du signal reçu lorsque l'environnement est inconnu. A contrario, il serait intéressant de proposer de nouvelles transformations basées sur des modèles d'environnement plus compliqués, applicables lorsqu'un a priori précis sur l'environnement est disponible. On pourrait ainsi extraire plus facilement l'information modale dans des environnements compliqués. De telles méthodes seraient par exemple applicables pour les données récoltées lors des expériences Yellow Shark [Hermand96, Siderius99] et permettraient d'isoler les modes.

La méthode d'inversion proposée est applicable sur n'importe quel modèle de l'environnement. Nous nous sommes limités à des répliques simulées dans un guide de Pekeris. Il serait naturel de tester cette méthode avec une modélisation de l'environnement plus compliquée ; ainsi, plus de paramètres environnementaux pourraient être estimés. Cependant, cela imposerait de calculer un très grand nombre de répliques et alourdirait considéra-

blement le temps de calcul. Il serait alors judicieux de ne plus effectuer une recherche exhaustive dans l'espace des paramètres, mais d'appliquer des algorithmes de type recuit simulé, algorithme génétique, ou algorithme hybride [Chapman08] pour optimiser la recherche dans l'espace des paramètres.

Concernant les grands fonds, il faudrait évidemment tester les méthodes proposées sur des données réelles et ainsi valider leur applicabilité opérationnelle. De plus, il serait enrichissant d'effectuer une réelle étude physique concernant la distribution de l'invariant océanique. Une meilleure compréhension de cette distribution ne pourrait qu'être profitable aux développements de nouvelles méthodes adaptées aux grands fonds.

Jusqu'à maintenant, les études sur les ondes UBF ont principalement concerné les sources impulsionnelles. Il serait intéressant de les étendre à des sources longues en temps, voir stationnaires. Cela permettrait de profiter de la diversité des sources UBF présentes naturellement dans l'océan. Notamment, nous avons commencé à travailler en collaboration avec C. Gervaise de l'ENSIETA sur l'étude des vocalises de baleines présentes dans le Saint Laurent. Ces baleines bleues émettent des modulations de fréquences comprises entre 70 et 30 Hz qui durent quelques secondes [Berchok06]. Après propagation sur une distance suffisante, la dispersion affecte suffisamment ces vocalises pour voir apparaître les modes dans le plan temps-fréquence (voir annexe B). Nous espérons alors proposer de nouvelles méthodes passives d'estimation de l'environnement basées sur ce type de signaux UBF.

Enfin, nous proposons une dernière perspective à plus long terme. Les validations expérimentales du warping fréquentiel et son lien avec la rétrodispersion ouvrent la voie à des systèmes de sonar actif adaptés à l'environnement. On peut ainsi espérer corriger la dispersion UBF et focaliser les modes sur une cible, et éventuellement développer des codes d'émission adaptés aux communications en acoustique sous-marine.

Pour conclure, même si elles sont étudiées depuis de nombreuses années, les ondes Ultra Basse Fréquence restent un sujet de recherche actif et prometteur. De nombreux travaux sont encore envisageables afin d'exploiter au mieux leur potentiel pour surveiller et caractériser l'environnement marin.

Annexe A

Expériences en cuve, influence du fond

Dans le corps de ce manuscrit, nous considérons que dans un guide d'onde océanique, l'interface entre la colonne d'eau et le fond est une interface fluide/fluide. Pour bien comprendre ce qui se passe lors des expériences en cuve, il est nécessaire d'introduire les interfaces fluide/solide.

Interface fluide/solide

La propagation dans un solide est plus complexe que dans un fluide. La propagation dans un fluide, présentée au chapitre 1 de ce manuscrit, est décrite avec des ondes acoustiques. Dans un solide, ce sont des ondes élastiques qui se propagent. Au passage d'une onde élastique, des contraintes apparaissent dans le solide, et ce dernier se déforme. Le déplacement des particules du milieu peut alors se décomposer en une composante de compression et une composante de cisaillement [Brekhovskikh03]. Il existe alors deux types d'ondes élastiques :

- les ondes P, ou ondes de compression, qui correspondent à des déplacements de particules qui s'effectuent parallèlement à la propagation,
- les ondes S, ou ondes de cisaillement, qui correspondent à des déplacements de particules dans un plan orthogonal à la direction de propagation.

Sous cette modélisation, un fond fluide peut être considéré comme un solide dans lequel le cisaillement est nul, et où seules les ondes P se propagent.

Dans le cas d'une interface fluide/solide, une onde P incidente donne naissance à une onde P réfléchie, une onde P transmise et une onde S transmise. Les calculs de réflexion sont alors analogues à ceux présentés dans la section 1.2.1.1. Il faut cependant prendre en compte, en plus des potentiels relatifs aux ondes P, le potentiel relatif à l'onde S. Les calculs détaillés peuvent être trouvés dans [Brekhovskikh03]. Nous nous intéressons seulement ici à l'allure du coefficient de réflexion dans le cas d'une interface eau/acier et d'une interface eau/sable.

Interface eau/acier

Dans l'acier, la vitesse des ondes S est $c_s = 3100$ m/s, la vitesse des ondes P est $c_p = 5000$ m/s et la densité vaut $\rho = 8$ [Weast69]. L'évolution du coefficient de réflexion pour une interface eau/acier est présenté sur la figure 19. Il existe un angle d'incidence en dessous duquel les ondes sont totalement réfléchies. Cet angle correspond à l'angle critique $\theta_s = 60^\circ$ associé à l'onde S transmise. C'est pourquoi, lorsque nous modélisons le guide d'onde réalisé dans la cuve par un guide de Pekeris, nous affectons au fond la valeur $c_2 = c_s = 3100$ m/s. Cependant, il est également important de remarquer que le module du coefficient de réflexion est toujours supérieur à 0.9. Cela est dû à l'importante différence de densité entre l'eau et l'acier. En conséquence, le fond en acier est particulièrement réfléchissant, et le guide d'onde réalisé est très proche d'un guide parfait.

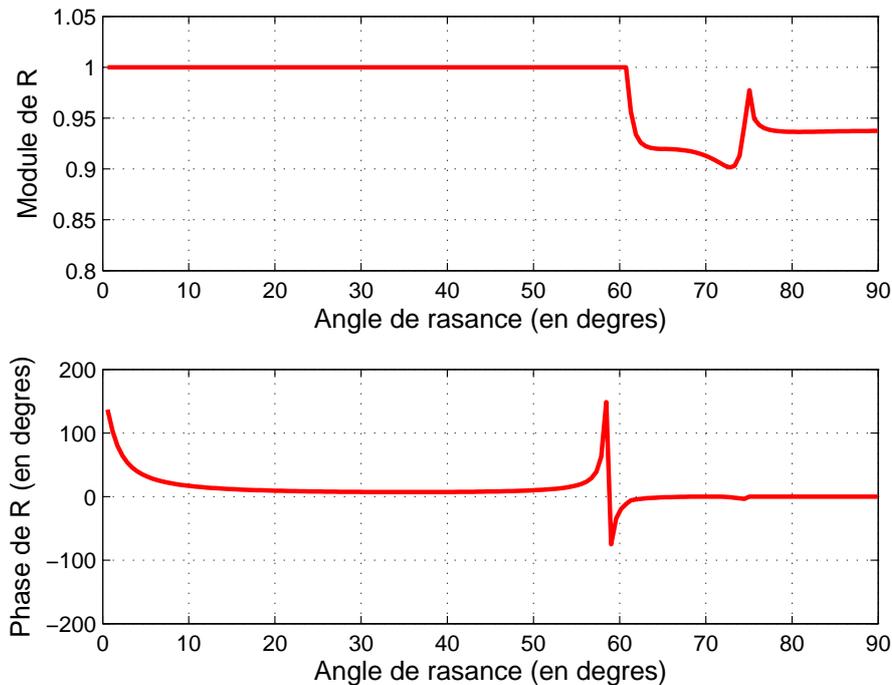


FIG. 19 : Evolution du coefficient de réflexion pour une interface eau/acier.

Interface eau/sable

Les paramètres du sable sont $c_s = 500$ m/s, $c_p = 1700$ m/s et $\rho = 2$. Sous ces conditions, l'évolution du coefficient de réflexion pour une interface eau/sable est présentée sur la figure 20. Cette figure présente un angle critique $\theta_p = 28^\circ$ très marqué. Pour des angles d'incidence supérieurs à cet angle critique, l'onde est fortement atténuée mais non déphasée ; alors que pour des angles inférieurs à θ_p , l'onde n'est que faiblement atténuée. Le comportement de l'interface est donc proche du comportement d'une interface fluide/fluide d'angle critique $\theta_p = 28^\circ$. Cet angle correspond à l'angle critique des ondes P. Il est donc logique de modéliser le fond en sable par un fluide dans lequel la vitesse des ondes acoustiques vaut $c_2 = c_p = 1500$ m/s.

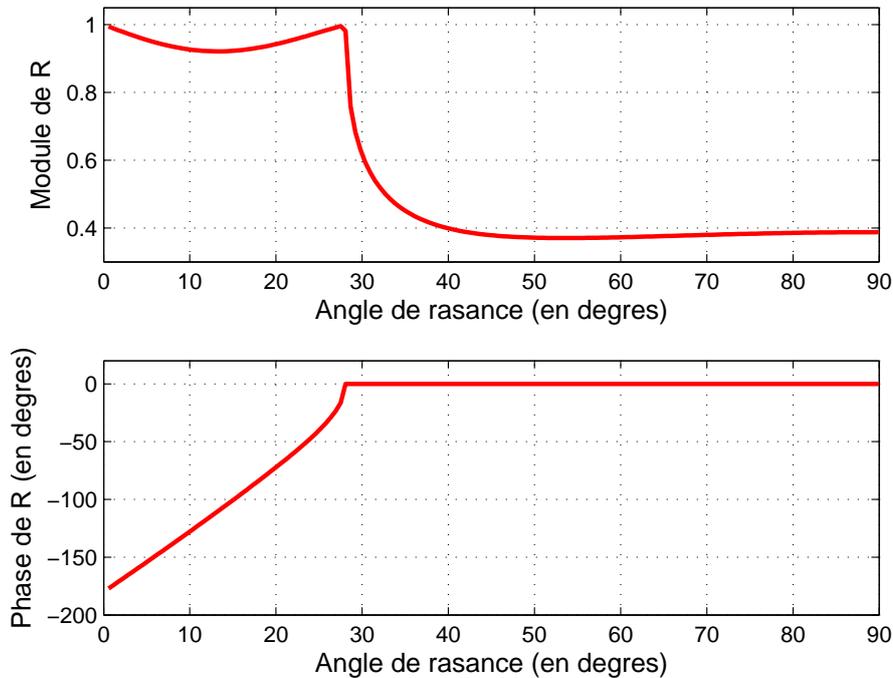


FIG. 20 : Evolution du coefficient de réflexion pour une interface eau/sable.

Annexe B

Données réelles Saint-Laurent

Cette annexe présente des données réelles enregistrées au parc marin de Saguenay dans l'estuaire du Saint Laurent. C'est un lieu de passage pour de nombreux bateaux commerciaux, mais également l'habitat de nombreux mammifères marins : baleines bleues, rorquals communs [Simard08]. La propagation acoustique y est particulière. Le fond se trouve à une profondeur d'environ 300 m. Le profil de célérité dans la colonne d'eau est variable, mais présente souvent un minimum entre 50 et 70 m de profondeur.

La figure 21 présente le spectrogramme d'un signal enregistré sur un unique capteur dans ce parc marin. On y voit les striations caractéristiques du bruit rayonné par les navires, comme présenté dans la section 4.2.5. Le passage de deux bateaux peut y être distingué. L'analyse de la pente des striations est exactement la même que dans la section 4.2.5. De 0 à 2500 sec, on distingue un premier bateau s'éloignant de l'hydrophone, et de 2000 à 5500 sec on peut observer un second bateau. Ce dernier s'approche de l'hydrophone entre les temps 2000 et 3000 s puis s'en éloigne de 3000 à 5500 s.

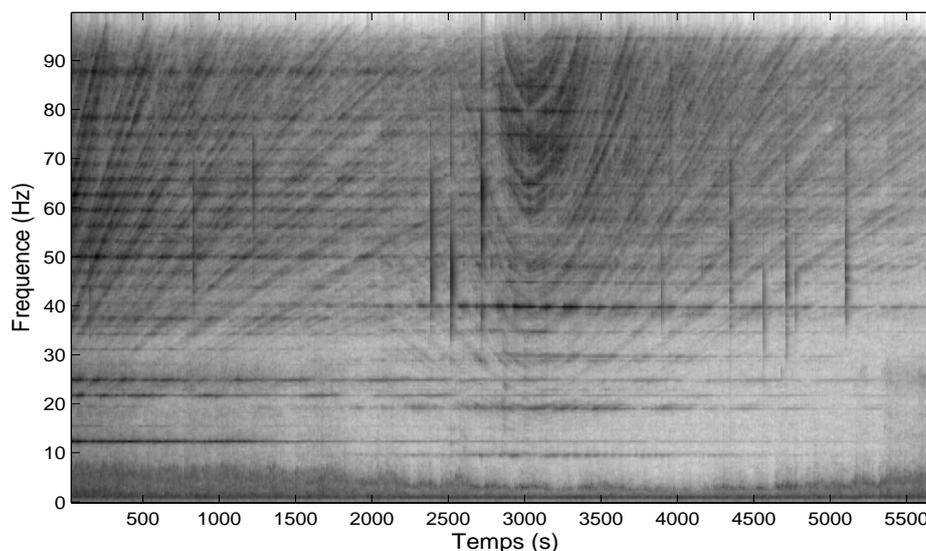


FIG. 21 : Spectrogramme du signal enregistré dans le parc marin de Saguenay.

On remarque également sur cette figure de nombreuses impulsions. Ce sont en réalité des modulations de fréquences UBF compressées par l'échelle temporelle. Ces modulations, allant d'environ 90 à 30 Hz en quelques secondes sont des vocalises de baleines bleues [Berchok06]. A titre d'exemple, la figure 22 présente un zoom sur la vocalise située au temps $t = 5100$ s. De par la distance entre la baleine et le récepteur (au moins une quarantaine de kilomètres), la vocalise est affectée par la dispersion et on peut distinguer les modes sur le spectrogramme. Ce type de signaux d'opportunité semble prometteur pour réaliser de nouvelles méthodes passives d'inversion géoacoustique de l'environnement marin (voir les perspectives de ce manuscrit).

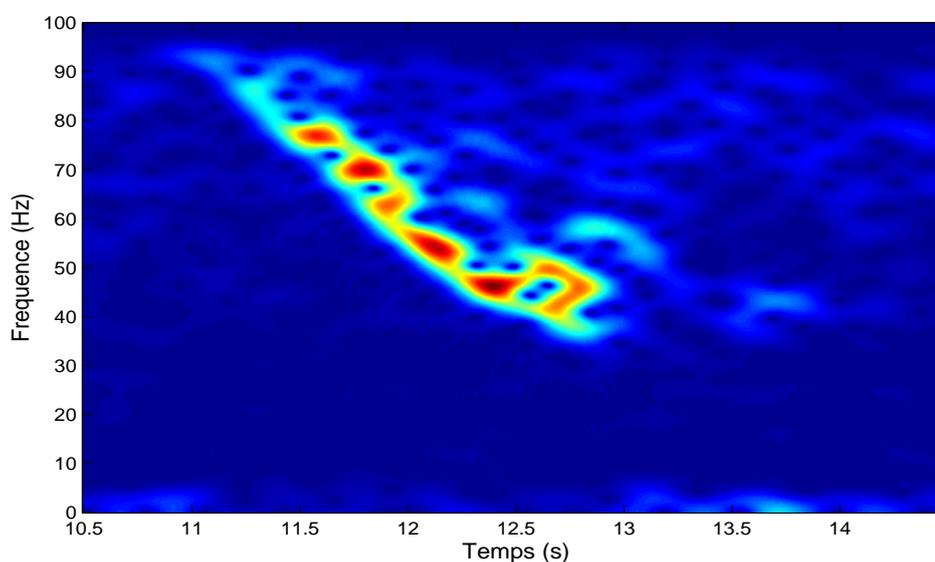


FIG. 22 : Spectrogramme du signal enregistré dans le parc marin de Saguenay.

Bibliographie

- [Abramowitz72] M. Abramowitz, I.A. Stegun, et al. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables, 1972.
- [Allen77] J.B. Allen and Rabiner L.R. A Unified approach to STFT analysis and synthesis. *Proc. IEEE*, 65 :1558–1564, 1977.
- [Altes90] R.A. Altes. Wide-band, proportional-bandwidth Wigner-Ville analysis. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 38(6) :1005–1012, 1990.
- [Auger95] F. Auger and P. Flandrin. Improving the readability of time-frequency and time-scale representations by the reassignment method. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 43(5) :1068–1089, 1995.
- [Baggeroer93] A.B. Baggeroer, W.A. Kuperman, and P.N. Mikhalevsky. An overview of matched field methods in ocean acoustics. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 18(4) :401–424, 1993.
- [Baraniuk95] R.G. Baraniuk and D.L. Jones. Unitary equivalence : A new twist on signal processing. *IEEE transactions on signal processing*, 43(10) :2269–2282, 1995.
- [Berchok06] C.L. Berchok, D.L. Bradley, and T.B. Gabrielson. St. Lawrence blue whale vocalizations revisited : Characterization of calls detected from 1998 to 2001. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120 :2340, 2006.
- [Boashash92a] B. Boashash. Estimating and interpreting the instantaneous frequency of a signal. I. Fundamentals. *Proceedings of the IEEE*, 80(4) :520–538, 1992.
- [Boashash92b] B. Boashash. Estimating and interpreting the instantaneous frequency of a signal. II. Algorithms and applications. *Proceedings of the IEEE*, 80(4) :540–568, 1992.
- [Bonnell08] J. Bonnell, G. Le Touzé, B. Nicolas, J.I. Mars, and C. Gervaise. Automatic and passive whale localization in shallow water using gunshots. IEEE/MTS Oceans’08, Quebec, Canada, 2008.

- [Bonnell09a] J. Bonnel, B. Nicolas, D. Fattaccioli, and J. Mars. Warping fréquentiel pour l'estimation du temps d'arrivée des modes en acoustiques sous-marines. GRETSI, Dijon, France, 2009.
- [Bonnell09b] J. Bonnel, B. Nicolas, J. Mars, and D. Fattaccioli. Frequency warping for waveguide characterization with a single hydrophone. IEEE/MTS Oceans'09, Biloxi, USA, 2009.
- [Bonnell09c] J. Bonnel, B. Nicolas, J. Mars, and D. Fattaccioli. Rapid inversion in shallow water with a single receiver using modal time-frequency pattern extraction. IEEE/MTS Oceans'09, Biloxi, USA, 2009.
- [Bonnell09d] J. Bonnel, B. Nicolas, J.I. Mars, G. Le Touze, and D. Fattaccioli. Mode characterization in shallow water using warping tools. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125 :2541, 2009.
- [Bonnell10a] J. Bonnel, B. Nicolas, J.I. Mars, and D. Fattaccioli. Single receiver inversion in shallow water. European Conference on Underwater Acoustics, Istanbul, Turkey, 2010.
- [Bonnell10b] J. Bonnel, B. Nicolas, J.I. Mars, and D. Fattaccioli. Source localisation in deep water using waveguide invariant. European Conference on Underwater Acoustics, Istanbul, Turkey, 2010.
- [Bonnell10c] J. Bonnel, B. Nicolas, J.I. Mars, and S.C. Walker. Estimation of modal group velocities with a single receiver for geoacoustic inversion in shallow water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128, 2010.
- [Boudreaux-Bartels86] G. Boudreaux-Bartels and T. Parks. Time-varying filtering and signal estimation using Wigner distribution synthesis techniques. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 34(3) :442–451, 1986.
- [Brekhovskikh03] L.M. Brekhovskikh, Y.P. Lysanov, I.U.P. Lysanov, and I.U.P. Lysanov. *Fundamentals of ocean acoustics*. Springer Verlag, 2003.
- [Brigham88] E.O. Brigham. *The fast Fourier transform and its applications*. Prentice Hall Englewood Cliffs, NJ, 1988.
- [Bucker76] H.P. Bucker. Use of calculated sound fields and matched-field detection to locate sound sources in shallow water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 59 :368, 1976.
- [Chapman08] N.R. Chapman. Inverse Problems in Underwater Acoustics. *Handbook of Signal Processing in Acoustics*, pages 1723–1735, 2008.

- [Chen06] Y.T.L.C.F. Chen and J.F. Lynch. An equivalent transform method for evaluating the effect of water-column mismatch on geoacoustic inversion. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 31(2) :284–298, 2006.
- [Chuprov82] S.D. Chuprov. Interference structure of a sound field in a layered ocean. *Ocean Acoustics, Modern State*, pages 71–91, 1982.
- [Clay66] C.S. Clay. Use of arrays for acoustic transmission in a noisy ocean. *Reviews of Geophysics*, 4 :475–507, 1966.
- [Clay77] C.S. Clay and H. Medwin. *Acoustical oceanography : Principles and applications(Book)*. Wiley-Interscience, New York, 1977.
- [Clay87] C.S. Clay. Optimum time domain signal transmission and source location in a waveguide. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 81 :660, 1987.
- [Cohen89] L. Cohen. Time-frequency distributions—a review. *Proceedings of the IEEE*, 77(7) :941–981, 1989.
- [Crisp04] D.J. Crisp. The state-of-the-art in ship detection in synthetic aperture radar imagery. 2004.
- [Cristol04] X. Cristol and D. Fattaccioli. Multistatic acoustic reverberation through compressed modal representations of sonar pulses in shallow marine environments. In *Actes de la Conférence Undersea Defense Technology UDT EUROPE, Nice*. 2004.
- [D’Alembert51] J.L.R. D’Alembert. Discours Préliminaire de l’Encyclopédie. 1751.
- [DeSanto79] J.A. DeSanto. Theretical methods in ocean acoustics. In *J.A. DeSanto, Ocean Acoustics, Springer, Heidelberg*, pages 7–77. 1979.
- [Desharnais04a] F. Desharnais, M. Cote, C.J. Calnan, G.R. Ebbeson, D.J. Thomson, N.E.B. Collison, and C.A. Gillard. Right whale localization using a downhill simplex inversion scheme. *Canadian Acoustics*, 32 :137–145, 2004.
- [Desharnais04b] F. Desharnais and A.E. Hay. Overview of the 2003 Workshop on detection and localization of marine mammals using passive acoustics. *Canadian Acoustics*, 32(2) :9–14, 2004.
- [Desharnais04c] F. Desharnais, M.H. Laurinolli, D.J. Schillinger, and A.E. Hay. A description of the workshop datasets. *Canadian Acoustics*, 32 :33–38, 2004.

- [Dosso93] S.E. Dosso, M.L. Jeremy, J.M. Ozard, N.R. Chapman, D.R.E. Pacific, and BC Victoria. Estimation of ocean-bottom properties by matched-field inversion of acoustic field data. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 18(3) :232–239, 1993.
- [D’Spain99] G.L. D’Spain and W.A. Kuperman. Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106 :2454, 1999.
- [Dushaw93] B.D. Dushaw, P.F. Worcester, B.D. Cornuelle, and B.M. Howe. On equations for the speed of sound in seawater. *Journal of the Acoustical Society of America*, 93(1) :255–275, 1993.
- [Edelmann02] G.F. Edelmann, T. Akal, W.S. Hodgkiss, S. Kim, W.A. Kuperman, and H.C. Song. An initial demonstration of underwater acoustic communication using time reversal. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 27(3) :602–609, 2002.
- [Ewing57] W.M. Ewing, W.S. Jardetzky, F. Press, and A. Beiser. Elastic waves in layered media. *Physics Today*, 10 :27, 1957.
- [Fader77] G.B. Fader, L.H. King, and B. MacLean. *Surficial geology of the eastern Gulf of Maine and Bay of Fundy*. Fisheries and Environment Canada, Fisheries and Marine Service, 1977.
- [Fallat99] M.R. Fallat and S.E. Dosso. Geoacoustic inversion via local, global, and hybrid algorithms. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105 :3219, 1999.
- [Fattaccioli06] D. Fattaccioli, X. Cristol, and Passerieux J-M. Modal representations of transient sound pulses in deep and shallow environments, with investigations about detailed space and time correlation of propagated waves. In *Actes de la Conférence Maritime Science and Technology MAST, Nice*. 2006.
- [Feichtinger93] H.G. Feichtinger and K. Grochenig. Theory and practice of irregular sampling. *Wavelets : Mathematics and Applications*, pages 305–363, 1993.
- [Fink92] M. Fink. Time reversal of ultrasonic fields—Part I : Basic principles. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 39(5) :555–566, 1992.
- [Flandrin93] P. Flandrin. *Temps-fréquence*. Hermes, Paris, 1993.
- [Folland97] G.B. Folland and A. Sitaram. The uncertainty principle : a mathematical survey. *J. Fourier Anal Appl.*, 3 :207–238, 1997.

- [Forsythe60] G.E. Forsythe and W.R. Wasow. *Finite-difference methods for partial differential equations*. Wiley New York, 1960.
- [Frazer90] L.N. Frazer and P.I. Pecholcs. Single-hydrophone localization. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88 :995, 1990.
- [Frisk89] G.V. Frisk, J.F. Lynch, and S.D. Rajan. Determination of compressional wave speed profiles using modal inverse techniques in a range-dependent environment in Nantucket Sound. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86 :1928, 1989.
- [Gabor46] D. Gabor. Theory of communication. 93(3) :429–457, 1946.
- [Gervaise08] C. Gervaise, S. Vallez, Y. Stephan, and Y. Simard. Robust 2D Localization of low-frequency calls in shallow waters using modal propagation modelling. *Canadian Acoustics*, 36(1) :153–159, 2008.
- [Guillemin90] V. Guillemin and S. Sternberg. *Geometric asymptotics*. Amer Mathematical Society, 1990.
- [Guthrie74a] A.N. Guthrie, R.M. Fitzgerald, D.A. Nutile, and J.D. Shaffer. Long-range low-frequency CW propagation in the deep ocean : Antigua-Newfoundland. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 56 :58, 1974.
- [Guthrie74b] K. Guthrie. The connection between normal modes and rays in underwater acoustics. *Journal of Sound Vibration*, 32 :289–293, 1974.
- [Guthrie76] K. Guthrie and C.T. Tindle. Ray effects in the normal mode approach to underwater acoustics. *Journal of Sound Vibration*, 47 :403–413, 1976.
- [Hahn96] S.L. Hahn. *Hilbert transforms in signal processing*. Artech House on Demand, 1996.
- [Heaney02] K.D. Heaney and H. Cox. Rapid geoacoustic characterization for limiting environmental uncertainty for sonar system performance prediction. *Impact of littoral environmental variability of acoustic predictions and sonar performance*, page 163, 2002.
- [Heard98] G.J. Heard, D. Hannay, S. Carr, and Brentwood Bay BC (CAN) Defence Research Establishment Atlantic, Dartmouth NS (CAN) ; Jasco Research Ltd. Genetic algorithm inversion of the 1997 geoacoustic inversion workshop test case data. *Issues*, 1(2) :61–71, 1998.
- [Hermant96] J.P. Hermant and P. Gerstoft. Inversion of broad-band multitone acoustic data from the YELLOW SHARK summer experiments. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 21(4) :324–346, 1996.

- [Hinich73] M.J. Hinich. Maximum-likelihood signal processing for a vertical array. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 54 :499, 1973.
- [Hinich79] M.J. Hinich. Maximum likelihood estimation of the position of a radiating source in a waveguide. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 66 :480, 1979.
- [Hlawatsch91] F. Hlawatsch. Time-frequency methods for signal processing. *Technical report (Dept. of Electrical Engineering, University of Rhode Island)*, 1991.
- [Hlawatsch92a] F. Hlawatsch and GF Boudreaux-Bartels. Linear and quadratic time-frequency signal representations. *IEEE Signal Processing Magazine*, 9(2) :21–67, 1992.
- [Hlawatsch92b] F. Hlawatsch and W. Krattenthaler. Bilinear signal synthesis. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 40(2) :352–363, 1992.
- [Hlawatsch94] F. Hlawatsch and W. Kozek. Time-frequency projection filters and time-frequency signal expansions. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 42(12) :3321–3334, 1994.
- [Hlawatsch97] F. Hlawatsch, A. Papandreou-Suppappola, and G.F. Boudreaux-Bartels. The hyperbolic class of quadratic time-frequency representations. II. Subclasses, intersection with the affine and power classes, regularity, and unitarity. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 45(2) :303–315, 1997.
- [Hlawatsch00] F. Hlawatsch, G. Matz, H. Kirchauer, and W. Kozek. Time-frequency formulation, design, and implementation of time-varying optimal filters for signal estimation. *IEEE Transactions on signal processing*, 48(5) :1417–1432, 2000.
- [Hodgkiss99] W.S. Hodgkiss, H.C. Song, W.A. Kuperman, T. Akal, C. Ferla, and D.R. Jackson. A long-range and variable focus phase-conjugation experiment in shallow water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105 :1597, 1999.
- [Hong05] J.C. Hong, K.H. Sun, and Y.Y. Kim. Dispersion-based short-time Fourier transform applied to dispersive wave analysis. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117 :2949, 2005.
- [Hory02] C. Hory, N. Martin, and A. Chehikian. Spectrogram segmentation by means of statistical features for non-stationary signal interpretation. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 50(12) :2915–2925, 2002.

- [Huang08] C.F. Huang, P. Gerstoft, and W.S. Hodgkiss. Effect of ocean sound speed uncertainty on matched-field geoacoustic inversion. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(6), 2008.
- [Huillery08] J. Huillery. *Support temps-fréquence d'un signal inconnu en présence de bruit additif gaussien*. Ph.D. thesis, Grenoble Institute of Technology, 2008.
- [Hursky01] P. Hursky, W.S. Hodgkiss, and W.A. Kuperman. Matched field processing with data-derived modes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 109 :1355, 2001.
- [Ioana06] C. Ioana, A. Quinquis, and Y. Stephan. Feature Extraction From Underwater Signals Using Time-Frequency Warping Operators. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 31(3) :628–645, 2006.
- [Jain00] A.K. Jain, R.P.W. Duin, and J. Mao. Statistical pattern recognition : A review. *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 22(1) :4–37, 2000.
- [Jensen94] F.B. Jensen, W.A. Kuperman, and B. Michael. *Computational ocean acoustics*. Amer Inst of Physics, 1994.
- [Jiang10] Y.M. Jiang, N.R. Chapman, and P. Gerstoft. Estimation of Geoacoustic Properties of Marine Sediment Using a Hybrid Differential Evolution Inversion Method. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 35(1) :59, 2010.
- [Kamel82] A. Kamel and L.B. Felsen. On the ray equivalent of a group of modes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 71 :1445, 1982.
- [Keller78] J.B. Keller. Rays, waves and asymptotics. *American Mathematical Society*, 84(5), 1978.
- [Kinsler51] L.E. Kinsler, A.R. Frey, and G.S. Bennett. Fundamentals of Acoustics. *American Journal of Physics*, 19 :254, 1951.
- [Knobles03] D.P. Knobles, R.A. Koch, S.A. Stotts, and T.B. Neilsen. Numerical study of geoacoustic inversion in range-dependent ocean environments. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 28(3) :355–369, 2003.
- [Koch85] T. Koch and R. Alferness. Dispersion compensation by active predistorted signal synthesis. *Lightwave Technology, Journal of*, 3(4) :800–805, 1985.
- [Kodera76] K. Kodera, C. De Villeday, and R. Gendrin. A new method for the numerical analysis of non-stationary signals. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 12 :142–150, 1976.

- [Kodera78] K. Kodera, R. Gendrin, and C. De Villeday. Analysis of time-varying signals with small BT values. *IEEE Transactions on Acoustics Speech and Signal Processing*, ASSP-26 :64–76, 1978.
- [Kozek92a] W. Kozek. Time-frequency signal processing based on the Wigner-Weyl framework. *Signal Processing*, 29(1) :77–92, 1992.
- [Kozek92b] W. Kozek and F. Hlawatsch. A comparative study of linear and nonlinear time-frequency filters. In *Proceedings of the IEEE-SP International Symposium*, pages 163–166. 1992.
- [Kuperman89] W.A. Kuperman and H. Schmidt. Self-consistent perturbation approach to rough surface scattering in stratified elastic media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86 :1511, 1989.
- [Kuperman98] W.A. Kuperman, W.S. Hodgkiss, H.C. Song, T. Akal, C. Ferla, and D.R. Jackson. Phase conjugation in the ocean : Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103 :25, 1998.
- [Landau87] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. Fluid Mechanics, Vol. 6. *Course of theoretical physics*, 1987.
- [Laurinolli04] M.H. Laurinolli and A.E. Hay. Localization of right whale sounds in the workshop Bay of Fundy dataset by spectrogram cross-correlation and hyperbolic fixing. *Canadian Acoustics*, 32 :132–136, 2004.
- [Lavergne86] M. Lavergne. *Méthodes sismiques*. Éditions Technip, 1986.
- [Le Roux92] S. Le Roux. *Propagation acoustique océanique UBF : 5-50 Hz. Approche expérimentale de l'influence du fond marin*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1992.
- [Le Touzé07] G. Le Touzé. *Localisation de source par petits fonds en UBF (1-100 Hz) à l'aide d'outils temps-fréquence*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2007.
- [Le Touzé09] G. Le Touzé, B. Nicolas, J. Mars, and J.L. Lacoume. Matched representations and filters for guided waves. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 57(5) :1783–1795, 2009.
- [Lee87] D. Lee and ST McDaniel. Ocean acoustic propagation by finite difference methods. *Comput. Math. Appl*, 14(5) :305423, 1987.
- [Lopatka09] M. Lopatka, B. Nicolas, G. Le Touzé, X. Cristol, B. Chalindar, J. Mars, and D. Fattaccioli. Robust Underwater localization for Ultra Low frequency sources in operational context. *3rd International Conference on Underwater Acoustics Measurements, Nafplion : Grèce*, 2009.

- [Lynch91] J.F. Lynch, S.D. Rajan, and G.V. Frisk. A comparison of broadband and narrow-band modal inversions for bottom geoacoustic properties at a site near Corpus Christi, Texas. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89 :648, 1991.
- [Mari98] J.L. Mari. *Géophysique de gisement et de génie civil*. Editions Technip, 1998.
- [Mark70] W. Mark. Spectral analysis of the convolution and filtering of non-stationary stochastic processes. *Journal of Sound Vibration*, 11 :19–63, 1970.
- [Meyer92] Y. Meyer. *Ondelettes, algorithmes et applications*. Armand Colin, Paris, 1992.
- [Millioz09] F. Millioz. *Deux approches de segmentation temps-fréquence : détection par modèle statistique et extraction de contour par le champ de vecteurs de réallocation*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2009.
- [Munk74] W.H. Munk. Sound channel in an exponentially stratified ocean, with application to SOFAR. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 55 :220, 1974.
- [Munk94] W.H. Munk, R.C. Spindel, A. Baggeroer, and T.G. Birdsall. The heard island feasibility test. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 96 :2330, 1994.
- [Musil99] M. Musil, M.J. Wilmut, and N.R. Chapman. A hybrid simplex genetic algorithm for estimating geoacoustic parameters using matched-field inversion. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 24(3) :358–369, 1999.
- [Nardin98] M. Nardin. *Ondes sismo-acoustiques guidées en milieu marin (de 2 à 200 Hz par petits fonds)*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1998.
- [Neilsen02] T.B. Neilsen and E.K. Westwood. Extraction of acoustic normal mode depth functions using vertical line array data. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111 :748, 2002.
- [Nicolas03] B. Nicolas, J. Mars, and J. Lacoume. Geoacoustical parameters estimation with impulsive and boat-noise sources. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 28(3) :494–501, 2003.
- [Nicolas04] B. Nicolas. *Identification du milieu océanique et localisation de source en ultra basse fréquence (1-100 Hz)*. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.

- [Nicolas06] B. Nicolas, J.I. Mars, and J.L. Lacoume. Source depth estimation using a horizontal array by matched-mode processing in the frequency-wavenumber domain. *EURASIP journal on applied signal processing*, 2006 :31, 2006.
- [Nicolas09] B. Nicolas, G. Le Touzé, C. Soares, S. Jesus, and JI Marsal. Incoherent versus coherent matched mode processing for shallow water source localisation using a single hydrophone. *Martech, Vilanova i la geltru, Espagne*, 2009.
- [Orlov88] E. F. Orlov, Fokin V. N., and G. A. Sharonov. Parameters of interference modulation of wideband sound in the deep ocean. *Soviet Physics Acoustics*, 34 :520–523, 1988.
- [Pal93] N.R. Pal and S.K. Pal. A review on image segmentation techniques. *Pattern recognition*, 26(9) :1277–1294, 1993.
- [Papandreou93] A. Papandreou, F. Hlawatsch, and G.F. Boudreaux-Bartels. The hyperbolic class of quadratic time-frequency representations. I. Constant-Q warping, the hyperbolic paradigm, properties, and members. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 41(12) :3425–3444, 1993.
- [Papandreou02] A. Papandreou and S.B. Suppappola. Analysis and classification of time-varying signals with multiple time-frequency structures. *IEEE Signal Processing Letters*, 9(3) :92–95, 2002.
- [Papoulis84] A. Papoulis. *Signal analysis*. McGraw-Hill New York, 1984.
- [Parks06] S.E. Parks, P.K. Hamilton, S.D. Kraus, and P.L. Tyack. The gunshot sound produced by male North Atlantic right whales (*Eubalaena glacialis*) and its potential function in reproductive advertisement. *Marine Mammal Science*, 21(3) :458–475, 2006.
- [Pekeris45] C.L. Pekeris. *Theory of propagation of explosive sound in shallow water*. sn, 1945.
- [Potty00] G.R. Potty, J.H. Miller, J.F. Lynch, and K.B. Smith. Tomographic inversion for sediment parameters in shallow water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108 :973, 2000.
- [Premus99] V. Premus. Modal scintillation index : A physics-based statistic for acoustic source depth discrimination. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105 :2170, 1999.
- [Rapp90] R.J. Rapp and W.K. Melville. Laboratory measurements of deep-water breaking waves. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 331(1622) :735, 1990.

- [Rouseff02] D. Rouseff and R.C. Spindel. Modeling the waveguide invariant as a distribution. In *AIP Conference Proceedings*, volume 621, page 137. 2002.
- [Roux97] P. Roux, B. Roman, and M. Fink. Time-reversal in an ultrasonic waveguide. *Applied Physics Letters*, 70 :1811, 1997.
- [Shang85a] E.C. Shang. Source depth estimation in waveguides. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 77 :1413, 1985.
- [Shang85b] E.C. Shang, C.S. Clay, and Y.Y. Wang. Passive harmonic source ranging in waveguides by using mode filter. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78 :172, 1985.
- [Shannon48] C.E. Shannon. A mathematical theory of communication. *The Bell System Technical Journal*, 27, 1948.
- [Siderius99] M. Siderius and J.P. Hermand. Yellow Shark Spring 1995 : Inversion results from sparse broadband acoustic measurements over a highly range-dependent soft clay layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106 :637, 1999.
- [Simard08] Y. Simard, N. Roy, and C. Gervaise. Passive acoustic detection and localization of whales : Effects of shipping noise in Saguenay–St. Lawrence Marine Park. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123 :4109, 2008.
- [Skolnik70] M.I. Skolnik and M. Skolnik. *Radar handbook*. McGraw-Hill New York, 1970.
- [Soares07] C. Soares, S.M. Jesus, and E. Coelho. Environmental inversion using high-resolution matched-field processing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122 :3391, 2007.
- [Stakgold79] I. Stakgold. Green’s functions and boundary value problems. 1979.
- [Stankovic94] L. Stankovic. An analysis of some time-frequency and time-scale distributions. *Annals of Telecommunications*, 49(9) :505–517, 1994.
- [Tappert77] F.D. Tappert. The parabolic approximation method. *Wave propagation and underwater acoustics, Lecture Notes in Physics*, 70 :224–287, 1977.
- [Thode00a] A.M. Thode. Source ranging with minimal environmental information using a virtual receiver and waveguide invariant theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108 :1582, 2000.

- [Thode00b] A.M. Thode, G.L. D'Spain, and W.A. Kuperman. Matched-field processing, geoacoustic inversion, and source signature recovery of blue whale vocalizations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107 :1286, 2000.
- [Tindle74] C. Tindle and K. Guthrie. Rays as interfering modes in underwater acoustics. *Journal of Sound Vibration*, 34 :291–295, 1974.
- [Tolstoy87] I. Tolstoy and C.S. Clay. *Ocean acoustics : theory and experiment in underwater sound*. Acoustical Society of Amer, 1987.
- [Tolstoy89] A. Tolstoy. Sensitivity of matched field processing to sound-speed profile mismatch for vertical arrays in a deep water Pacific environment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85 :2394, 1989.
- [Tolstoy91] A. Tolstoy, O. Diachok, and L.N. Frazer. Acoustic tomography via matched field processing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89 :1119, 1991.
- [Urick79] R.J. Urick. *Sound propagation in the sea*, 1979.
- [Vanderlaan03] A.S.M. Vanderlaan, A.E. Hay, and C.T. Taggart. Characterization of North Atlantic right-whale (*Eubalaena glacialis*) sounds in the Bay of Fundy. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 28(2) :164–173, 2003.
- [Ville48] J. Ville. Theorie et applications de la notion de signal analytique. *Cables et transmission*, 2(1) :61–74, 1948.
- [Vincent91] L. Vincent and P. Soille. Watersheds in digital spaces : an efficient algorithm based on immersion simulations. *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 13(6) :583–598, 1991.
- [Walker05] S.C. Walker, P. Roux, and W.A. Kuperman. Data-based mode extraction with a partial water column spanning array. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118 :1518, 2005.
- [Weast69] R.C. Weast. Handbook of chemistry and physics. *The American Journal of the Medical Sciences*, 257(6) :423, 1969.
- [Weston68] D.E. Weston. Sound Focusing and Beaming in the Interference Field Due to Several Shallow-Water Modes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 44 :1706, 1968.
- [Weston72] D.E. Weston and K.J. Stevens. Interference of wide-band sound in shallow water. *Journal of Sound and Vibration*, 21(1) :57–58, 1972.

- [Wigner32] E.P. Wigner. On the quantum correction for thermodynamic equilibrium. *Physical Review*, 40 :749–759, 1932.
- [Williams70] A.O. Williams. Normal-mode methods in propagation of underwater sound. In *Underwater Acoustics*, pages 23–56. Wiley Interscience, New York, 1970.
- [Wood59] A.B. Wood. Model experiments on sound propagation in shallow seas. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 31 :1213, 1959.
- [Yang03] T.C. Yang. Motion compensation for adaptive horizontal line array processing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113 :245, 2003.
- [Yardim10] C. Yardim, P. Gerstoft, and W. S. Hodgkiss. Array and frequency coherent processing in geoacoustic inversion and tracking. *European Conference on Underwater Acoustics, Istanbul, Turkey*, 2010.
- [Zeldovich85] B.I. Zeldovich, N.F. Pilipetskii, and V.V. Shkunov. Principles of phase conjugation. In *Berlin and New York, Springer-Verlag (Springer Series in Optical Sciences. Volume 42)*, 1985, 262 p., volume 42. 1985.
- [Zorych08] I. Zorych and Z.H. Michalopoulou. Particle filtering for dispersion curve tracking in ocean acoustics. *The Journal of the Acoustical Society of America (Express Letter)*, 124, 2008.

Résumé

Le milieu marin recèle de nombreuses sources acoustiques Ultra Basse Fréquence (UBF : 0-100Hz), qu'elles soient naturelles ou d'origine humaine. Les ondes UBF sont d'excellents porteurs d'information, aussi bien pour caractériser l'environnement que pour localiser des sources acoustiques. Cependant, la propagation des ondes UBF en milieu marin est dispersive, et cette dispersion est ambivalente. Elle déforme un signal large bande au cours de sa propagation, rendant son étude plus compliquée. En revanche, son analyse permet de remonter aux informations sur le canal de propagation et sur la localisation de la source.

Cette étude propose des outils d'analyse de la dispersion UBF dans le cas défavorable d'une réception monocapteur en milieu petit fond. En caractérisant le signal reçu dans le domaine temps-fréquence grâce à des outils de warping, il est possible d'effectuer l'inversion géoacoustique sur un unique récepteur et la localisation de source sur un réseau parcimonieux d'hydrophones. Les méthodes proposées ne sont pas applicables aux environnements de type grand fond. Pour y remédier, une étude de la dispersion basée sur l'invariant océanique est alors proposée. Elle permet de réaliser la localisation de source en utilisant une antenne horizontale de récepteurs.

Toutes les méthodes développées lors de cette étude ont été validées sur des simulations et des données expérimentales marines. Un effort particulier a été fourni pour proposer des méthodes applicables en contexte opérationnel, et plusieurs expériences en cuve ultrasonore ont été réalisées.

Mots-clés : Localisation de source, inversion géoacoustique, propagation modale, dispersion acoustique, warping, représentation temps-fréquence.

Abstract

There are a lot of Ultra Low Frequency (ULF : 0-100Hz) acoustic sources in the ocean, either natural or man-made. ULF waves are good information carriers which can be used both for geoacoustic inversion and source localization. However, ULF propagation is dispersive. While dispersion transforms a broadband signal during propagation and makes it harder to study, it also allows to characterize the propagation medium and the source localization.

This manuscript presents signal processing tools for dispersion characterization when a broadband signal is recorded on a single receiver in shallow water. By using warping transformations and time-frequency representation, it is possible to perform geoacoustic inversion using a single receiver and source localization with a sparse array of receivers. The developed methods can not be used for deep water propagation. To overcome it, dispersion is analyzed using waveguide invariant. It allows to localize a broadband source using an horizontal array of receiver.

All methods presented in this manuscript have been benchmarked on simulation and experimental marine data. A special effort has been made to develop method usable in operational context, and several experiments in ultrasonic tank have been realized.

Key-words : Source localization, geoacoustic inversion, modal propagation, acoustic dispersion, warping tools, time-frequency representation.

Laboratoire Grenoble Image Parole Signal et Automatique
Département des Images et des Signaux
Domaine Universitaire, BP 46,
38402 St-Martin-d'Hères Cedex, France.

