



**HAL**  
open science

# Détection d'objets enfouis sur le fond marin par ondes sismo-acoustiques de Scholte

Cyril Kottenkoff

► **To cite this version:**

Cyril Kottenkoff. Détection d'objets enfouis sur le fond marin par ondes sismo-acoustiques de Scholte. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2006. Français. NNT: . tel-00248886

**HAL Id: tel-00248886**

**<https://theses.hal.science/tel-00248886>**

Submitted on 8 Feb 2008

**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.





# Remerciements

Je remercie vivement les membres de mon jury de thèse, pour avoir considéré mon travail avec grand intérêt : Monsieur Jean Virieux, qui a accepté de présider ce jury, Messieurs André Quinquis et Jean-Pierre Sessarego, rapporteurs de mon mémoire, et enfin Monsieur Philippe Roux qui a également examiné mon travail avec attention. Leurs avis complémentaires sur ce sujet d'étude pluridisciplinaire m'en ont apporté une vision nouvelle.

Ce travail n'aurait pu naître sans mes deux directeurs de thèse, Messieurs Jean-Louis Lacoume et Jérôme Mars. Je les remercie tout d'abord pour m'avoir proposé ce sujet, à la fois complexe et passionnant. Ils ont su être présents aux bons moments pendant ces trois années. Je remercie tout particulièrement Jean-Louis Lacoume pour m'avoir inmanquablement motivé pendant les périodes d'incertitude, grâce à son optimisme et sa passion sans limite pour la physique et le traitement du signal.

Je suis reconnaissant envers les membres du Laboratoire des Images et des Signaux, qui m'ont accueilli, accompagné ou aidé pendant ces quelques années : le personnel permanent du laboratoire mais aussi les thésards que j'ai côtoyés. Je témoigne en particulier ma sympathie à Laurent Condat et Meryem Jabloun, qui ont été présents aussi bien comme collègues de bon conseil que comme amis à l'écoute.

Messieurs Stéphane Operto et Michel Dietrich m'ont apporté une aide précieuse, en me fournissant des logiciels de simulation d'ondes élastiques, et en m'accordant de leur temps pour m'apprendre à les exploiter. Ces logiciels ont été une des bases importantes de mon travail de recherche.

Merci enfin à toute ma famille, pour le soutien sans faille accordé tout au long des ces trois années de recherche, pour les encouragements et les félicitations. Merci également à tous mes amis, à tous ceux qui m'ont aidé d'une façon ou d'une autre dans mon cheminement de doctorant.



# Sommaire

<b>Abréviations et sigles utilisés</b>	<b>vii</b>
<b>Notations et conventions mathématiques et physiques</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
Détection d'objets enfouis . . . . .	1
Utilisation des ondes sismo-acoustiques de surface . . . . .	2
SONAR sismo-acoustique . . . . .	3
Plan du manuscrit . . . . .	4
<b>I Contexte et outils</b>	<b>5</b>
<b>1 Ondes de Scholte</b>	<b>7</b>
1.1 Propagation des ondes élastiques . . . . .	7
1.1.1 Couplage à une interface . . . . .	9
1.1.2 Couplage des ondes planes à une interface fluide-solide . . . . .	10
1.2 Ondes de Scholte 2D . . . . .	11
1.2.1 Polarisation des ondes de Scholte . . . . .	12
1.2.2 Pénétration des ondes de Scholte . . . . .	13
1.3 Propagation 3D . . . . .	14
1.3.1 Réponse à une source ponctuelle . . . . .	15
1.3.2 Onde de Scholte émise par une source ponctuelle . . . . .	17
1.4 Ondes de Scholte non idéales . . . . .	18
1.4.1 Dispersion des ondes de Scholte en milieu non homogène . . . . .	18
1.4.2 Absorption . . . . .	19
1.4.3 Polarisation en milieu non homogène . . . . .	20
1.5 Modèle de spectres d'ondes de Scholte . . . . .	20
1.6 Autres ondes observées à l'interface . . . . .	22
1.7 Conclusion sur les ondes de Scholte . . . . .	23

<b>2</b>	<b>Bruit sismo-acoustique</b>	<b>25</b>
2.1	Origine du bruit . . . . .	25
2.2	Caractéristiques du bruit . . . . .	26
2.2.1	Propriétés temporelles ou spectres . . . . .	27
2.2.2	Corrélation spatiale du bruit . . . . .	28
2.2.3	Corrélation intercomposantes . . . . .	28
2.3	Modèle de bruit séparable en temps, espace et composantes . . . . .	30
2.3.1	Cas scalaire . . . . .	30
2.3.2	Cas multicomposante . . . . .	31
2.4	Bruit propagé . . . . .	31
2.4.1	Bruit unimodal scalaire . . . . .	32
2.4.2	Application à une antenne linéaire . . . . .	35
2.4.3	Densité spectrale continue en $k - \nu$ . . . . .	37
2.4.4	Bruit propagé multimodal . . . . .	38
2.4.5	Bruit propagé multicomposante . . . . .	39
2.5	Conclusion sur le Bruit . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Outils de simulation</b>	<b>41</b>
3.1	Modèles empiriques de signaux . . . . .	41
3.2	Différences finies 2D . . . . .	42
3.3	Intégration en nombres d'onde discrets . . . . .	44
3.4	Réflexion sur un objet enfoui . . . . .	45
3.4.1	Différences finies 2D avec un objet enfoui . . . . .	46
3.4.2	Différences finies 3D . . . . .	47
3.5	Compromis pour l'étude du système . . . . .	48
<b>II</b>	<b>Système de détection-localisation</b>	<b>51</b>
<b>4</b>	<b>Présentation générale du système</b>	<b>53</b>
4.1	Stratégie de traitement des signaux . . . . .	54
4.2	Géométrie du système . . . . .	54
4.3	Sources . . . . .	55
4.4	Types de capteurs . . . . .	55
4.4.1	Ordres de grandeur . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Apprentissage</b>	<b>59</b>
5.1	Estimation classique de la dispersion . . . . .	59
5.1.1	Estimation de la dispersion en $k - \nu$ . . . . .	60
5.2	Estimation paramétrique de l'onde incidente . . . . .	61
5.3	Estimation paramétrique de la dispersion . . . . .	63
5.3.1	Initialisation de l'estimation . . . . .	64

---

5.3.2	Maximisation de la fonctionnelle . . . . .	66
5.3.3	Estimation avec une antenne de géométrie quelconque . . . . .	66
5.4	Dispersion d'une onde de Scholte synthétique . . . . .	67
5.5	Estimation de l'atténuation . . . . .	68
5.6	Estimation multicomposante . . . . .	69
5.7	Conclusion . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Détection-localisation</b> . . . . .	<b>73</b>
6.1	Détection-localisation optimale d'ondes de Scholte . . . . .	73
6.2	Détection d'objets enfouis . . . . .	74
6.2.1	Détection sous-optimale . . . . .	75
6.2.2	Influence du coefficient de réflexion . . . . .	75
6.3	Parallèle avec la formation de voies . . . . .	76
6.3.1	Formation de voies multicomposante . . . . .	77
6.4	Performances théoriques du système . . . . .	78
6.4.1	Géométrie du problème . . . . .	79
6.4.2	Résolution . . . . .	79
6.4.3	Performances de détection . . . . .	80
6.4.4	Biais et variance de localisation . . . . .	82
6.5	Focalisation en présence de bruit corrélé . . . . .	83
6.5.1	Modèle séparable de bruit corrélé . . . . .	84
6.5.2	simulations . . . . .	85
6.6	Prise en compte de l'atténuation des ondes . . . . .	87
6.7	Traitement de l'onde incidente . . . . .	87
6.7.1	Influence de l'onde incidente sur la détection . . . . .	88
6.7.2	Suppression de l'onde incidente . . . . .	88
6.8	Conclusion . . . . .	90
<b>7</b>	<b>Applications</b> . . . . .	<b>91</b>
7.1	Signaux Différences Finies 2D . . . . .	91
7.1.1	Construction des signaux . . . . .	91
7.1.2	Apprentissage . . . . .	93
7.1.3	Détection-localisation . . . . .	94
7.1.4	Discussion . . . . .	95
7.2	Cas réel : réflexion d'ondes de surface terrestres . . . . .	95
7.2.1	Présentation du contexte . . . . .	96
7.2.2	Analyse préliminaire des signaux . . . . .	96
7.2.3	Apprentissage . . . . .	97
7.2.4	Détection-localisation . . . . .	99
7.2.5	Discussion . . . . .	101



<b>Conclusion générale</b>	<b>105</b>
Objectifs de la thèse . . . . .	105
Propagation des ondes de Scholte au fond de la mer . . . . .	105
Bruit sismo-acoustique . . . . .	106
Stratégie de traitement . . . . .	106
Détection-localisation . . . . .	107
<b>A Représentation des signaux multidimensionnels</b>	<b>109</b>
A.1 Transformée fréquence-nombre d'onde . . . . .	109
A.2 Dispersion en $k - \nu$ . . . . .	110
A.3 Mesure d'un champ d'onde sur une antenne linéaire discrète . . . . .	110
A.4 Recalage temporel de signaux d'antenne . . . . .	112
A.5 Signaux polarisés . . . . .	113
<b>Bibliographie</b>	<b>115</b>

---

## Abréviations et sigles utilisés

1C, 2C, 3C, 4C	une, deux, trois ou quatre composantes
1D, 2D, 3D	une, deux ou trois dimensions
RSB	Rapport Signal sur Bruit. Sa définition sera précisée
SONAR	<i>Sound Navigation and Ranging</i>
RADAR	<i>Radio Detection and Ranging</i>
SVD	Décomposition en valeurs singulières
OBC	<i>Ocean Bottom Cable</i>
OBS	<i>Ocean Bottom seismometer</i>
CST	Corrélation Spatio-Temporelle
CSF	Corrélation Spatio-Fréquentielle
DSP	Densité Spectrale de Puissance
DSP $k - \nu$	Densité Spectrale de Puissance en fréquence-nombre d'onde
$k - \nu$	Domaine fréquence-nombre d'onde, noté ainsi quelle que soit la dimension de l'espace
P	Onde de compression
S	Onde de cisaillement
SV	Onde S à polarisation verticale
SH	Onde S à polarisation horizontale
P-SV	Propagation d'ondes P et/ou SV uniquement



# Notations et conventions mathématiques et physiques

$j$	nombre complexe racine carrée de $-1$
$\nu$	fréquence temporelle
$\omega$	fréquence temporelle angulaire
$t$	variable temporelle
$u$	lettre dédiée au déplacement
$v$	lettre dédiée à la vitesse de déplacement
$P$	lettre dédiée à la pression, à ne pas confondre avec $P$ (caractère droit)
$\nabla$	opérateur Nabla
$\mathbf{s}$ ou $\mathbf{s}(t)$	une lettre en gras désigne un vecteur colonne constant ou une fonction
$\mathbf{M}$ ou $\mathbf{M}(t)$	une lettre majuscule en gras désigne une matrice
$\tilde{\cdot}$	désigne la fonction analytique associée à une fonction temporelle réelle
$\cdot^*$	conjugué complexe
$\cdot^T$	transposition
$\cdot^H$	transposé conjugué
$ \cdot $	norme euclidienne, valeur absolue ou module, suivant l'argument
$\times$	produit vectoriel
$\delta(\cdot)$	distribution de Dirac associée à la variable en argument
$\delta_{ij}$	symbole de Kronecker

Une lettre non en gras désigne un scalaire ou une fonction scalaire. Il peut s'agir d'une composante d'un vecteur ou d'une matrice, alors pourvue d'indices. Un vecteur peut avoir plusieurs indices et une matrice peut avoir plusieurs indices par dimension. Sauf mention contraire, les variables, paramètres ou indices d'une fonction seront toujours explicités. Les significations de ces variables, paramètres et indices seront données si besoin. De cette manière, deux objets mathématiques différents pourront utiliser la même lettre. Par exemple :

$s_i(t)$  et  $s(t)$  sont deux fonctions scalaires différentes  
 $s(t)$  et  $s(\nu)$  désignent une fonction et sa transformée de Fourier

La lettre  $k$  pourra désigner soit la fréquence spatiale, soit le nombre d'onde, les deux étant égaux au facteur  $2\pi$  près ; la convention utilisée sera spécifiée. Il en sera de même pour le vecteur  $\mathbf{k}$ . En l'absence d'ambiguïté,  $k$  pourra aussi désigner une composante d'un capteur multicomposante.



# Introduction générale

## Détection d'objets enfouis

La détection d'objets au fond de la mer a des enjeux civils et militaires. Mentionnons comme applications l'archéologie sous-marine, la localisation de pipelines ou de déchets immergés et la détection de mines sous-marines, pour la protection des ports et des chenaux de navigation. Pour la localisation d'objets et l'imagerie du fond marin, on utilise les systèmes SONAR (*Sound Navigation and Ranging*). Les plus répandus utilisent des ondes acoustiques hautes fréquences, typiquement de plusieurs dizaines de kilohertz. Ces systèmes sont très efficaces pour localiser des objets dans l'eau ou à la surface du fond marin. Leurs fréquences de fonctionnement leur confèrent des résolutions très intéressantes.

Les objets placés naturellement ou par l'homme au fond de la mer sont progressivement enfouis sous la surface des sédiments sous l'effet des courants ou des marées. Ces objets deviennent rapidement invisibles des SONAR classiques pour deux raisons : les ondes acoustiques de hautes fréquences utilisées ont une absorption très importante dans les sédiments et le faible angle critique de pénétration dans les sédiments réduit le champ de « visibilité ».

Pour combattre ces inconvénients, une amélioration des SONAR pour la détection sous-marine consiste à augmenter la couverture (ou l'ouverture) par l'emploi de SONAR à antenne synthétique (SAS). Diverses stratégies sont mises en œuvre pour augmenter l'ouverture : l'emploi de véhicules autonomes sous-marins [LS02] ou de transducteurs et de capteurs déplacés le long d'un rail [PBHT02]. Ceci permet à la fois de couvrir efficacement la zone de recherche et d'augmenter le rapport signal sur bruit (RSB) du système. La fréquence de fonctionnement est baissée pour une meilleure pénétration acoustique dans les sédiments. Mais il en résulte des images plus difficiles à interpréter et corrompues par un bruit de chatoiement important, dû à la structure granulaire du sédiment. Ces systèmes demandent des traitements de signaux élaborés pour la focalisation (la formation des images du fond). Ils font l'objet d'importantes recherches tant en traitement du signal pour la formation d'images [LS02, PBHT02] qu'en débruitage/détection [Mau05].

Pour la détection d'objets enfouis sous la surface des sédiments, il existe une alternative aux SONAR acoustiques : l'utilisation d'ondes sismo-acoustiques de surface. Il s'agit d'ondes qui se propagent naturellement à l'interface entre deux milieux, en particulier entre l'eau et les sédiments sous-marins. Elles subissent également une forte atténuation

à cause de la propagation anélastique dans les sédiments mais leurs faibles vitesses permettent d'envisager des systèmes fonctionnant en basse fréquence. La figure 1 présente à titre d'illustration une simulation d'ondes élastiques par différences finies à l'interface entre un fluide et un solide. Une onde sismo-acoustique de surface de type Scholte a été émise par une source acoustique près de l'interface. Lorsqu'elle atteint un objet enfoui juste sous l'interface, une onde de Scholte est réfléchiée.

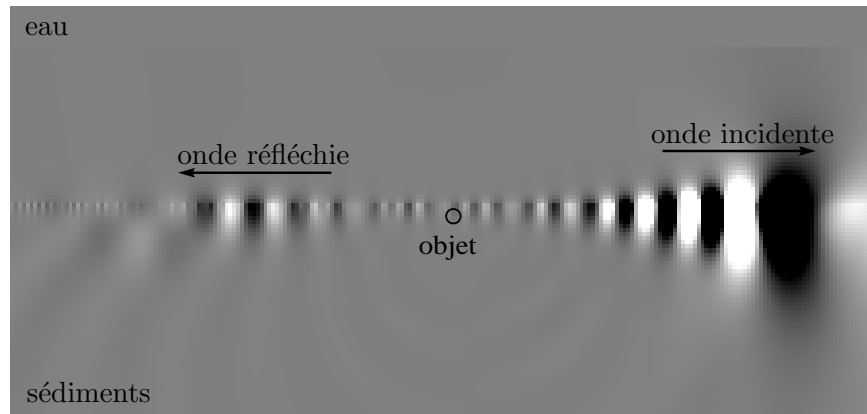


FIG. 1 – Propagation d'une onde de Scholte et réflexion sur un objet enfoui. Simulation par différences finies 2D.

## Utilisation des ondes sismo-acoustiques de surface

Les ondes sismo-acoustiques de surface se propagent le long des interfaces entre deux milieux de propriétés mécaniques différentes. Il en existe de plusieurs types :

- les ondes de Rayleigh se propagent le long des surfaces libres de solides,
- les ondes de Stoneley se propagent (sous certaines conditions) entre deux solides différents
- les ondes de Scholte se propagent entre un fluide et un solide. Elles sont parfois appelées ondes de Stoneley ou de Stoneley-Scholte.

Ces trois types d'ondes ont des mécanismes de propagation très similaires. On inclut aussi parfois dans la catégorie des ondes sismo-acoustiques de surface les ondes de Love, qui existent à la surface de solides mais avec un mécanisme de propagation différent.

Les ondes sismo-acoustiques de surface de type Rayleigh-Scholte-Stoneley sont étudiées depuis des décennies. Les ondes de Rayleigh constituent la plus grande partie de l'énergie sismique des tremblements de terre. Elles sont exploitées dans la caractérisation de la croûte terrestre. À une échelle bien plus réduite, les ondes de Scholte à l'interface eau-sédiments au fond de la mer ont été étudiées dès les années 1980 [Sch80, Ess80, Rau80, RS83]. Elles ont

été exploitées dans la caractérisation géoacoustique des sédiments sous-marins grâce à leur profondeur de pénétration qui dépend de la fréquence [CAS91, HAE91, Gui94]. Les ondes de Stoneley entre deux solides sont par nature difficilement observables. En prospection pétrolière, elles apparaissent généralement sur les enregistrements réalisés dans les puits.

L'imagerie par tomographie est applicable aux ondes de surface Rayleigh/Scholte. Le principe de cette méthode est de couvrir intégralement la zone à caractériser par des trajets d'ondes de surface. L'analyse de tous les temps de parcours sur ces trajets permet d'estimer la vitesse de propagation des ondes sur toute la zone. Dans [MKL00] une expérience de tomographie à échelle réelle est présentée, un site d'enfouissement de déchets est simulé. Dans [MZ00], une expérience à petite échelle en laboratoire est mise en œuvre pour localiser des hétérogénéités avec peu de contraste de vitesse.

De par leur propagation horizontale à une interface, les ondes de Rayleigh et Scholte permettent la détection de sources acoustiques ou sismiques. En mer, une onde de Scholte produite par une source à l'interface eau-sédiment peut être enregistrée par un réseau de capteurs placés à cette interface. Dans [TMC<sup>+</sup>95], la faisabilité d'un traitement d'antenne adapté aux ondes de Scholte a été prouvée expérimentalement. Les auteurs ont utilisé une antenne de géophones pour mesurer les déplacements verticaux du fond marin. La réponse de l'antenne à des sources explosives a été étudiée en champ lointain (à grande distance de l'antenne) et en large bande, en tenant compte de la dispersion des ondes. La polarisation particulière des ondes de Scholte n'a pas été exploitée. Dans [SGB04] les ondes de Rayleigh terrestres émises par un véhicule en mouvement sont enregistrées par un sismomètre à trois axes, suffisant pour réaliser à la fois une localisation angulaire des ondes et une discrimination des ondes par leur polarisation.

L'utilisation des ondes de surface pour la détection de sources passives (objets inertes) a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche à des fins de déminage. On peut mentionner les travaux du *Georgia Institute of Technology* en matière de détection hybride de mines terrestres [SML01, SSL02]. Le principe général du concept avancé est d'exciter la portion de sol à étudier en générant des ondes de Rayleigh et d'en mesurer la réponse (les déplacements) à l'aide d'un RADAR. La présence d'une mine se manifeste par des déplacements d'amplitude différente à son niveau et parfois une résonance élastique.

## SONAR sismo-acoustique

Pour la détection d'objets au niveau d'une interface, on peut envisager d'utiliser des ondes sismo-acoustiques de surface dans un système qui peut s'assimiler à un SONAR sismo-acoustique : une source (ou plusieurs) émet des ondes de surface et une antenne de capteurs enregistre les ondes se propageant à l'interface pour détecter des échos d'objets et localiser ces objets. Cette idée est à la base des travaux présentés dans cette thèse.

L'idée d'un tel système a été avancée par plusieurs auteurs [ZC96, SWB<sup>+</sup>98]. [ZC96] propose un système de détection sous-marine d'objets enfouis dans les sédiments à l'aide



d'une antenne d'hydrophones à l'interface et d'une source sismique. Le concept a été validé en laboratoire par les auteurs, par une expérience petite échelle en cuve. Celle-ci a mis en évidence les ondes de surfaces réfléchies par les objets « enfouis » et les zones d'ombre qu'ils créent. [SWB<sup>+</sup>98] présente une expérience de SONAR sismo-acoustique mis en place sur une plage. Une antenne de trois géophones à trois axes était utilisée. Le traitement d'antenne tirait profit de la polarisation des ondes de Rayleigh sur ces capteurs. La bande de fréquences était choisie de manière à éviter l'influence de la dispersion des ondes. Afin de détecter correctement les cibles, il a été nécessaire de soustraire la réponse du milieu car la réverbération masquait les échos à détecter.

Cette étude a servi de base à plusieurs travaux menés à la *Naval Postgraduate School, Monterey, California*. Dans [Fit98], des essais d'une source sismique bande étroite sont réalisés sur une plage. Le principe de cette source était l'application d'une force sinusoïdale verticale sur le sable, pour émettre une onde de Rayleigh. Dans [Hal98], c'est la réflexion des ondes sur des objets sensés représenter des mines qui a été mesurée expérimentalement, en utilisant la source précédemment mentionnée. [She00] décrit une expérience complète de SONAR sismo-acoustique bistatique. Une antenne de 7 transducteurs émet une onde de Rayleigh directionnelle et les échos sont enregistrés sur une antenne de 5 capteurs à trois composantes. Tous ces travaux ont utilisé un traitement multicomposante adapté à la polarisation des ondes de Rayleigh. Une sensibilité de la vitesse des ondes à l'humidité du sable, et donc à la marée, a été notée.

Ces études démontrent qu'il est possible d'utiliser les ondes de surface dans un système SONAR sismo-acoustique. Les travaux que nous présentons dans ce manuscrit utilisent ce concept avec des ondes de Scholte, qui se propagent à l'interface eau-sédiments au fond de la mer. Nous prenons en compte toutes les caractéristiques de propagation de ces ondes, en particulier la dispersion et la polarisation.

## Plan du manuscrit

La première partie du manuscrit est consacrée à la description du contexte de l'étude. Nous commencerons dans le chapitre 1 par introduire la physique de la propagation, en particulier les ondes de Scholte. Ces ondes constituent **les signaux** qui doivent être détectés et caractérisés dans l'application étudiée. Nous nous intéresserons ensuite dans le chapitre 2 au **bruit** qui affecte les signaux. Nous décrirons les propriétés de ce bruit qualifié de sismo-acoustique et nous en élaborerons des modèles. Enfin nous décrirons les **outils** de calcul d'ondes élastiques qui sont utiles pour tester les méthodes développées. Nous montrons en particulier comment la propagation des ondes est affectée par un objet enfoui.

Dans la seconde partie, nous présenterons le concept de système de détection d'objet que nous avons élaboré. Après une description globale du système au chapitre 4, nous développerons les deux étapes de traitement d'antenne nécessaires pour réaliser la tâche voulue. L'étape d'**apprentissage**, présentée au chapitre 5 consiste à estimer les caractéristiques de

---

propagation des ondes de Scholte à partir des ondes incidentes sur l'antenne. La seconde étape, la **détection-localisation**, est présentée au chapitre 6. La détection d'échos d'objets enfouis est adaptée aux ondes de Scholte. Nous étudierons les performances théoriques de détection et localisation à partir des données et observations de la première partie. Enfin, dans le chapitre 7, nous montrerons l'application du système développé à deux cas, des signaux de simulation par différences finies et un cas réel d'ondes de surface terrestres.



**Première partie**  
**Contexte et outils**



# Chapitre 1

## Ondes de Scholte

Dans ce chapitre, nous introduisons les ondes de Scholte qui se propagent à l'interface entre l'eau et les sédiments au fond de la mer. Nous commençons par définir les ondes idéales en propagation 2D puis 3D, en établissant leurs caractéristiques propres. Dans un second temps nous abordons les aspects liés à une propagation réaliste, qui découlent en particulier de l'hétérogénéité des sédiments et de l'absorption du milieu. À la fin de ce chapitre nous établissons un modèle empirique de spectre pour les ondes de Scholte qui tient compte de tous les aspects de la propagation.

### 1.1 Propagation des ondes élastiques

Pour introduire les ondes de Scholte et leur propagation, il est nécessaire dans un premier temps de présenter la physique de la propagation des ondes élastiques. Le milieu de propagation se déforme lorsqu'il est soumis à des contraintes. Si  $\{x_1, x_2, x_3\}$  sont les trois directions de l'espace de vecteurs unitaires  $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$ , on définit les contraintes en un point donné en considérant un volume élémentaire parallélépipédique de dimension  $dx_1 dx_2 dx_3$ . Les contraintes selon la direction  $x_i$  sont : la contrainte normale  $\sigma_{ii}$  et les contraintes tangentielles  $\sigma_{ij}$  et  $\sigma_{ik}$ . Ce sont les forces élémentaires par unité de surface s'exerçant sur les faces du volume élémentaire normales à  $x_i$ . Les contraintes sont homogènes à des pressions. On a un tenseur de contraintes

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

qui est symétrique ( $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ ) pour satisfaire l'équilibre des moments exercés sur le volume élémentaire. On définit aussi les déformations dans le milieu à partir des déplacements  $\{u_i\}$  comme étant :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.2)$$

L'équation du mouvement dans le milieu, qui établit que la force exercée dans une direction égale l'accélération multipliée par la masse, s'explique ainsi pour le volume élémentaire dans la direction  $i$  :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial^2 \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.3)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du milieu. Pour parvenir à l'équation des ondes dans le milieu, il faut introduire une loi de comportement, qui relie les contraintes aux déplacements. Dans le cas d'un milieu élastique isotrope, il s'agit de la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij} = \lambda \nabla \mathbf{u} \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij} \quad (1.4)$$

Le vecteur  $\mathbf{u}$  désigne le déplacement et  $\lambda$  et  $\mu$  sont les coefficients de Lamé, qui quantifient l'élasticité du solide. En combinant (1.3) et (1.4) on obtient l'équation d'onde :

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \mathbf{u}) + \mu \Delta \mathbf{u} \quad (1.5)$$

$\Delta$  désigne le laplacien vectoriel, champ vectoriel dont chaque composante est le laplacien scalaire correspondant. Les calculs sont détaillés dans [SG95, AR02]. Cette équation régit la propagation libre dans le milieu puisque l'équation du mouvement (1.3) ne comporte pas de forces extérieures. Pour la résoudre, nous pouvons décomposer le vecteur déplacement  $\mathbf{u}$  en un champ à rotationnel nul et un à divergence nulle :

$$\mathbf{u} = \nabla \phi + \nabla \times \boldsymbol{\psi} \quad (1.6)$$

avec  $\nabla \boldsymbol{\psi} = 0$ . On obtient en calculant la divergence et le rotationnel de (1.5) des équations découplées pour  $\phi$  et  $\boldsymbol{\psi}$  :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c_P^2 \nabla^2 \phi \quad c_P^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial t^2} = c_S^2 \nabla^2 \boldsymbol{\psi} \quad c_S^2 = \mu/\rho \quad (1.8)$$

Les deux potentiels  $\phi$  et  $\boldsymbol{\psi}$  décrivent les composantes respectives de compression (P) et de cisaillement (S) du déplacement  $\mathbf{u}$ . Ils correspondent à des ondes se propageant aux vitesses  $c_P$  et  $c_S$ . Pour une onde P plane, le déplacement particulière est parallèle à la direction de propagation alors que pour une onde S, le déplacement est orthogonal à la direction de propagation. Il est montré dans [AR02] que le potentiel de cisaillement  $\boldsymbol{\psi}$  peut s'écrire comme une somme de deux potentiels :

$$\boldsymbol{\psi} = \nabla \times (\psi_{SV} \mathbf{e}_z) + \psi_{SH} \mathbf{e}_z \quad (1.9)$$

en faisant intervenir les potentiels scalaires  $\psi_{SV}$  et  $\psi_{SH}$ . Les déplacements dérivant de ces potentiels ont des polarisations respectivement dans le plan vertical de la propagation et

horizontale (donc orthogonale à ce même plan). En géophysique, ces ondes sont conventionnellement dénommées SV et SH. Nous avons considéré une direction particulière ( $z$ ) pour cette décomposition pour la raison suivante : lorsque le milieu de propagation est horizontalement homogène, les ondes SH sont totalement découplées des deux autres types d'ondes (P et SV). La figure 1.1 illustre les directions de polarisation des ondes P, SV et SH, pour une direction de propagation donnée. Ces trois directions forment un trièdre orthogonal de l'espace.

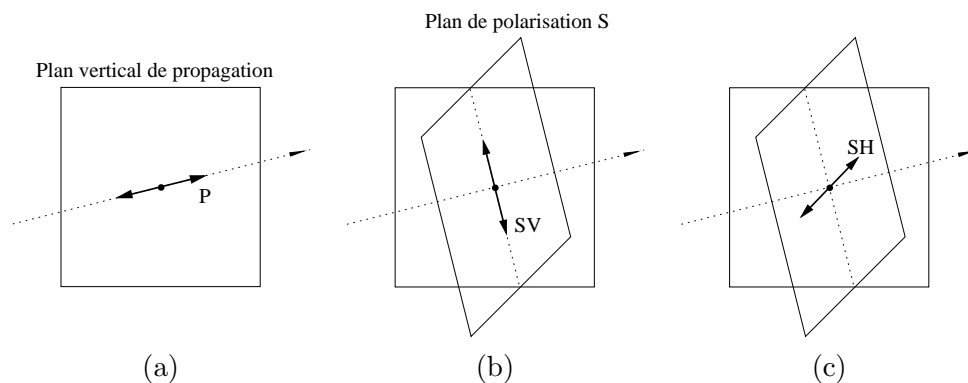


FIG. 1.1 – Directions de polarisation des ondes P (a), SV (b) et SH (c).

### 1.1.1 Couplage à une interface

La propagation d'ondes élastiques peut se décomposer en champs d'ondes P, SV et SH. Ces trois types d'ondes se propagent de façon indépendante dans un milieu homogène infini. Mais lorsqu'une onde élastique rencontre une interface entre deux milieux différents, on observe des conversions des ondes transmises et réfléchies. Dans cette thèse, nous nous intéressons exclusivement aux ondes P et SV et ignorons les ondes SH pour plusieurs raisons :

- Le sujet de cette thèse nous amène à considérer des milieux *a priori* horizontalement homogènes. On est dans le cas du découplage entre les ondes P-SV et les ondes SH.
- Une source explosive dans le fluide ou le solide ne crée pas d'ondes avec une composante SH dans des milieux horizontalement homogènes.
- Les ondes de Love qui sont les ondes sismo-acoustiques de surface avec des polarisations SH sont des ondes guidées. Elle n'existent donc que pour certains profils de vitesses dans le solide.

Considérons une interface plane horizontale entre deux milieux. Les ondes P et SV y sont couplées, à cause des conditions aux limites imposées. Ces conditions sont la continuité de certaines composantes des contraintes et des déplacements. Le couplage est mis en évidence et quantifié par les coefficients de réflexion et de transmission des ondes planes à l'interface. Ces coefficients sont calculés dans le cas général de deux solides soudés dans



[AR02, SG95], pour des ondes incidentes P et SV, en fonction de l'angle d'incidence. Les angles peuvent être complexes et correspondre alors à des ondes évanescentes, propagatives dans la direction de l'interface et exponentiellement décroissantes dans la direction orthogonale.

### 1.1.2 Couplage des ondes planes à une interface fluide-solide

Le cas qui nous intéresse est l'interface fluide-solide, où se propagent les ondes de Scholte. Un fluide non visqueux n'admet pas de cisaillement. Dans ce cas, le couplage à l'interface se trouve simplifié. Trois configurations de conversions des ondes P et SV existent, elles sont schématisées par la figure 1.2. Les coefficients de réflexion et transmission

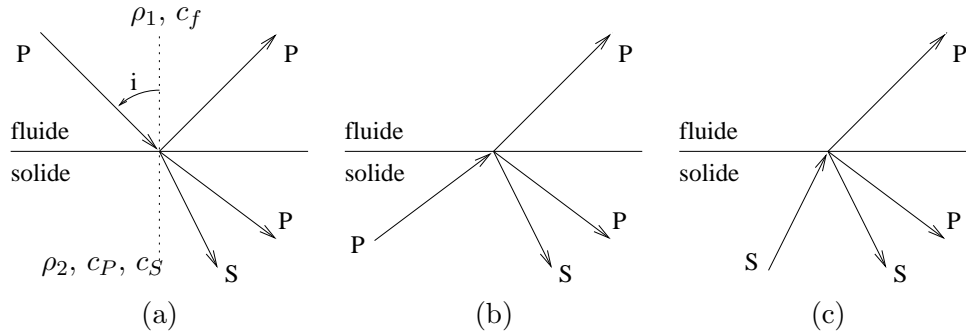


FIG. 1.2 – Configurations de conversions des ondes planes à une interface fluide-solide, pour diverses ondes incidentes : une onde P dans le fluide (a) de vitesse  $c_f$ , une onde P dans le solide (b) de vitesse  $c_P$  et une onde S dans le solide (c) de vitesse  $c_S$ .

des ondes planes correspondant à ces configurations sont calculées dans [Dag02].

Nous allons reprendre ce calcul dans le premier cas, pour une onde plane P incidente dans le fluide. Les vecteurs d'onde des quatre ondes présentes (ou leurs directions de propagation) seront tous inclus dans un même plan vertical. Le problème se réduit à une propagation d'ondes P et SV en 2D. Notons  $y$  la direction de l'espace orthogonale à ce plan. Toutes les composantes du champ sont indépendantes de cette direction. Le potentiel  $\psi$  des ondes SV n'a alors qu'une composante selon  $y$ . Reprenant la convention employée par [SG95], nous notons le potentiel de cisaillement  $\boldsymbol{\psi} = -\psi \mathbf{e}_y$ . En utilisant (1.6) les déplacements dérivant des potentiels scalaires  $\phi$  et  $\psi$  sont alors :

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (1.10)$$

Dans le cas de couplage d'ondes planes monochromatiques correspondant à la figure 1.2 (a), les potentiels des quatre ondes en présence peuvent s'écrire (respectivement l'onde

incidente, l'onde réfléchie, l'onde P transmise et l'onde S transmise) :

$$\begin{aligned}
 \phi_0 &= A_0 \exp [j (k_x x + k_{z0} z - \omega t)] \\
 \phi_1 &= A_1 \exp [j (k_x x + k_{z1} z - \omega t)] \\
 \phi_2 &= A_2 \exp [j (k_x x + k_{z2} z - \omega t)] \\
 \psi_2 &= A_S \exp [j (k_x x + k_{zs} z - \omega t)]
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

$k_x$  est le nombre d'onde horizontal des quatre ondes,  $k_{z0}$ ,  $k_{z1}$ ,  $k_{z2}$  et  $k_{zs}$  sont les nombres d'onde verticaux respectifs. Pour que ces potentiels satisfassent les équations d'ondes, les nombres d'onde vérifient nécessairement

$$\begin{aligned}
 k_x^2 + k_{z0}^2 &= \omega^2 / c_f^2 \\
 k_x^2 + k_{z1}^2 &= \omega^2 / c_f^2 \\
 k_x^2 + k_{z2}^2 &= \omega^2 / c_P^2 \\
 k_x^2 + k_{zs}^2 &= \omega^2 / c_S^2
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

Si  $i$  est l'angle d'incidence de l'onde, on a  $k_x = \omega \sin i / c_f$ . Les conditions à l'interface qui doivent être satisfaites pour ces potentiels sont la continuité du déplacement vertical  $u_z$ , de la contrainte normale  $\sigma_{zz}$  et une contrainte tangentielle  $\sigma_{xz}$  nulle. Les déplacements s'obtiennent à partir des expressions 1.10 puis les contraintes avec 1.2 et 1.4. Les conditions obtenues s'expriment sous la forme du système linéaire suivant :

$$\begin{pmatrix} -k_{z1} & k_{z2} & -k_x \\ 0 & Bk_{z2} & A \\ \rho_1 \omega^2 & -\rho_2 A & \rho_2 Bk_{zs} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_S \end{pmatrix} = A_0 \begin{pmatrix} k_{z0} \\ 0 \\ -\rho_1 \omega^2 \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

avec  $A = \omega^2 - 2c_S^2 k_x^2$  et  $B = 2c_S^2 k_x$ . Ce système permet de calculer les amplitudes complexes des ondes réfléchie et transmises  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_S$  en fonction de celle de l'onde incidente  $A_0$ . Nous n'explicitons pas ici les coefficients de réflexion. On notera cependant que la contribution de l'onde incidente dans ce système est le second membre. Dans les trois cas de la figure 1.2, les calculs des coefficients de réflexion amènent à l'inversion de la même matrice. Dans certains cas, cette matrice peut être singulière, nous montrons dans la section suivante que la propagation d'ondes de Scholte correspond à cette situation.

## 1.2 Ondes de Scholte 2D

Intéressons nous maintenant à la propagation libre d'ondes planes au niveau de l'interface. On est dans le cas du couplage de trois ondes : une onde P dans le fluide, une onde P dans le solide et une onde S dans le solide. Pour trois ondes monochromatiques, nous pouvons définir les potentiels sous la même forme que pour le calcul des coefficients de réflexion (1.11) (en ignorant l'onde incidente de potentiel  $\phi_0$ ). Ces trois potentiels doivent satisfaire les mêmes conditions à l'interface que ci-dessus. Les quatre nombres d'onde vérifient donc le système d'équations (1.13) avec un second membre nul. Ce système d'équations en  $A_1$ ,

$A_2$  et  $A_S$  n'admet de solution non triviale que lorsque le déterminant associé est nul. C'est à dire :

$$-k_{z1}\rho_2 (B^2k_{z2}k_{zs} + A^2) + \rho_1\omega^4k_{z2} = 0 \quad (1.14)$$

Nous cherchons des ondes progressives non amorties dans la direction horizontale, par convention dans la direction  $x$  croissante. Ce cas correspond à  $k_x \in \mathbb{R}^+$ . Dans (1.14), on peut exprimer les trois nombres d'ondes verticaux  $k_{z1}$ ,  $k_{z2}$  et  $k_{zs}$  en fonction de  $k_x$  à l'aide des expressions (1.12). Mais connaissant  $k_x$  il existe deux racines opposées possibles pour chacun des trois nombre d'ondes verticaux. Ces racines sont réelles ou imaginaires suivant la valeur de  $k_x$ . Il n'existe des solutions de propagation libre (racines réelles positives de (1.14)) que lorsque les racines  $k_{z1}$ ,  $k_{z2}$  et  $k_{zs}$  sont toutes imaginaires, c'est à dire lorsque la propagation horizontale est plus lente que les trois types d'ondes de volume (P dans le fluide, P dans le solide et S dans le solide). Dans ce cas, les trois ondes planes considérées sont inhomogènes : elles sont propagatives dans la direction horizontale mais évanescentes dans la direction verticale. Une seule possibilité correspond à un flux horizontal d'énergie fini, celle pour laquelle les trois champs d'ondes décroissent exponentiellement de part et d'autre de l'interface. En faisant pointer par convention  $\mathbf{e}_z$  vers le bas, cette solution physiquement réaliste est obtenue pour

$$\begin{cases} k_{z1} \in j\mathbb{R}^- \\ k_{z2} \in j\mathbb{R}^+ \\ k_{zs} \in j\mathbb{R}^+ \end{cases} \quad (1.15)$$

Ces trois champs d'onde inhomogènes constituent une onde de Scholte. La racine  $k_x$  correspondant à cette onde s'obtient numériquement. La vitesse de propagation de l'onde dans la direction  $x$  est naturellement  $c_{ST} = \omega/k_x$ . L'espace des solutions pour  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_S$  dans le système d'équations (1.13) sans second membre est une droite dans  $\mathbb{C}^3$ . Il suffit de fixer l'amplitude et la phase de l'un de ces paramètres pour déterminer entièrement cette onde de Scholte monochromatique : cette onde est totalement polarisée. En écrivant tous les nombres d'ondes comme des multiples de  $\omega$  on remarque que pour l'équation (1.14) la solution  $c_{ST}$  est indépendante de la fréquence. Ces ondes sont donc non dispersives lorsqu'elles se propagent à l'interface entre deux demi-espaces homogènes.

Donnons un exemple numérique. On considère une onde de Scholte se propageant entre deux demi-espaces homogènes ayant les caractéristiques suivantes :

- $\rho_1 = 1000\text{kg.m}^{-3}$  et  $c_f = 1500\text{m.s}^{-1}$  pour le fluide.
- $\rho_2 = 1500\text{kg.m}^{-3}$ ,  $c_P = 1500\text{m.s}^{-1}$  et  $c_S = 200\text{m.s}^{-1}$  pour le solide.

Les caractéristiques du solide sont typiques d'un sédiment lent tel que ceux qui constituent les premiers mètres du fond marin. La vitesse de l'onde de Scholte calculée numériquement grâce à l'équation (1.14) est  $c_{ST} = 178\text{m.s}^{-1}$ . Rappelons que cette vitesse est toujours inférieure aux vitesses des ondes de volume. Dans les sédiments lents, pour lesquels la vitesse des ondes de cisaillement  $c_S$  est très inférieure à  $c_P$ , la vitesse des ondes de Scholte est proche de  $0,9c_S$ , et est peu sensible aux vitesses des ondes P ( $c_f$  et  $c_P$ ) et aux densités

( $\rho_1$  et  $\rho_2$ ). La faible vitesse des ondes de Scholte est un atout pour la détection d'objets : les longueurs d'onde modérées confèrent une meilleure résolution.

### 1.2.1 Polarisation des ondes de Scholte

La notion de polarisation pour les ondes élastiques concerne la direction de la déformation du milieu au passage de l'onde. Dans le cas des ondes de Scholte, les amplitudes et les phases des déplacements (ou des vitesses de déplacements) dépendent de la profondeur. Comme nous allons être amenés à enregistrer ces ondes sur l'interface, c'est là que nous exprimerons la polarisation. De plus, comme il est possible de mesurer la pression acoustique dans le fluide à l'interface, en plus des trois déplacements du solide, nous pouvons étendre la notion de polarisation aux rapports d'amplitudes complexes entre ces quatre grandeurs pour une onde monochromatique. Comme la composante SH est nulle, le vecteur de polarisation possède trois composantes.

Pour une raison que nous expliquerons un peu plus loin, nous considérons ici les vitesses de déplacements dans le plan de polarisation P-SV ; nous les noterons par la lettre  $v$ . Ayant fixé les trois amplitudes des trois potentiels à l'interface, nous calculons les trois déplacements, puis la pression. Les trois grandeurs considérées à l'interface sont :

$$\begin{aligned} v_{z1} &= (-j\omega)(jk_{z1})\phi_1 \\ v_{x2} &= (-j\omega)(jk_x\phi_2 - jk_{zs}\psi_2) \\ P_1 &= \rho_1(-j\omega)^2\phi_1 \end{aligned} \quad (1.16)$$

On peut calculer indifféremment  $v_{z1}$  ou  $v_{z2}$  puisque qu'à l'interface le déplacement vertical  $u_z$  est continu. Le vecteur de polarisation 3C à calculer possède un degré de liberté (complexe). Il peut être fixé en choisissant arbitrairement une de ses composantes. On peut également lui imposer une norme unitaire et fixer la phase d'une des composantes. Nous choisissons ici d'imposer la valeur 1 pour la composante  $v_z$  du vecteur de polarisation. Les deux autres composantes sont alors les rapports d'amplitude

$$\begin{aligned} \frac{v_x}{v_z} &= \frac{1}{\omega^2} \left( \frac{k_x}{k_{z2}} A + k_{zs} B \right) \\ \frac{P}{v_z} &= \frac{-\rho_1 \omega}{k_{z1}} \end{aligned} \quad (1.17)$$

Comme la vitesse de propagation  $c_{ST}$ , les rapports d'amplitude sont indépendants de la fréquence considérée ; là est l'intérêt d'avoir choisi la vitesse de déplacement du solide au lieu du déplacement lui même. On peut noter que les grandeurs  $k_x$ ,  $A$  et  $B$  sont réelles et que les vecteurs d'ondes verticaux sont imaginaires (1.15). On en déduit que ces deux rapports sont imaginaires. La vitesse de déplacement vertical  $v_z$  est donc en quadrature par rapport à  $P$  et  $v_x$  : ceci correspond à une polarisation elliptique du déplacement particulière dans le plan vertical de propagation. Sur la figure 1.3(b) nous donnons l'hodogramme de la vitesse de déplacement, c'est à dire l'évolution dans le temps du vecteur vitesse en un

point donné de l'interface, au passage d'une onde de Scholte. L'hodogramme illustre la polarisation elliptique plutôt verticale du déplacement dans le plan de propagation P-SV. Cet exemple est calculé pour le milieu de propagation de la section 1.2.

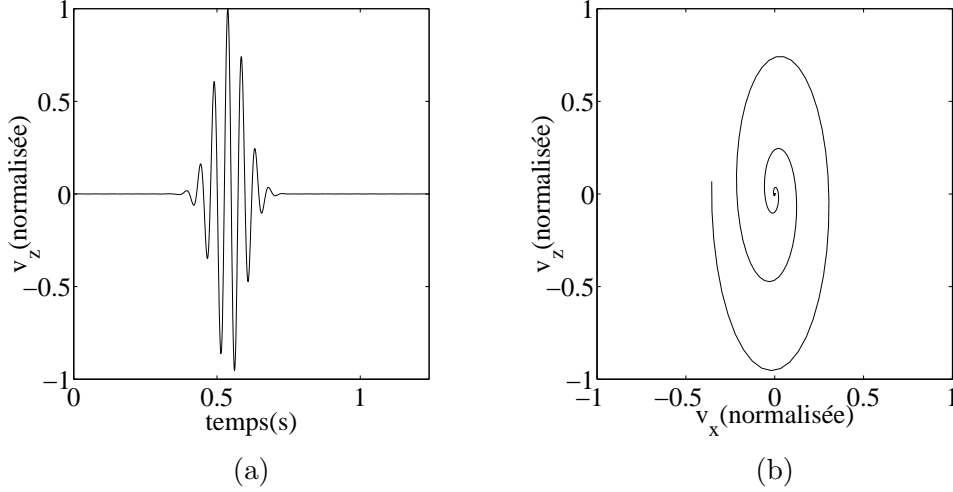


FIG. 1.3 – Vitesse  $v_z$  (a) et hodogramme de la vitesse dans le plan de polarisation (b)

### 1.2.2 Pénétration des ondes de Scholte

Les trois champs d'ondes qui composent une onde de Scholte sont évanescents. Précisons la décroissance exponentielle des trois champs en fonction des paramètres du milieu. À partir de (1.12) et (1.15) on peut écrire pour les nombres d'ondes verticaux des potentiels d'une onde de Scholte :

$$\begin{aligned}
 k_{z1} &= -j\omega \sqrt{\frac{1}{c_{ST}^2} - \frac{1}{c_f^2}} \\
 k_{z2} &= j\omega \sqrt{\frac{1}{c_{ST}^2} - \frac{1}{c_P^2}} \\
 k_{zs} &= j\omega \sqrt{\frac{1}{c_{ST}^2} - \frac{1}{c_S^2}}
 \end{aligned} \tag{1.18}$$

La décroissance verticale exponentielle se retrouve dans les expressions des potentiels (1.11). Elle est différente pour les trois potentiels et elle dépend de la fréquence de l'onde. On peut écrire cette décroissance en exprimant la profondeur comme un nombre de longueurs d'onde  $n_\lambda = z/\lambda$ . La longueur d'onde vaut  $\lambda = 2\pi c_{ST}/\omega$ . Le facteur d'atténuation exponentielle est finalement

$$\exp\left(-2\pi n_\lambda \sqrt{1 - \frac{c_{ST}^2}{c_i^2}}\right) \tag{1.19}$$

où  $c_i$  désigne la vitesse de propagation pour le potentiel considéré (c'est à dire  $c_f$ ,  $c_P$  ou  $c_S$ ). Sur la figure 1.4 est représentée pour le même milieu que précédemment l'atténuation des trois potentiels en fonction de la distance à l'interface, en traits pleins pour les potentiels de compression  $\phi_1$  ( $n_\lambda > 0$ ) et  $\phi_2$  ( $n_\lambda < 0$ ) et en pointillés pour le potentiel de cisaillement dans les sédiments  $\psi_2$  ( $n_\lambda < 0$ ). La distance d'atténuation des potentiels (et des déplacements) observée de part et d'autre de l'interface est de l'ordre d'une longueur d'onde.

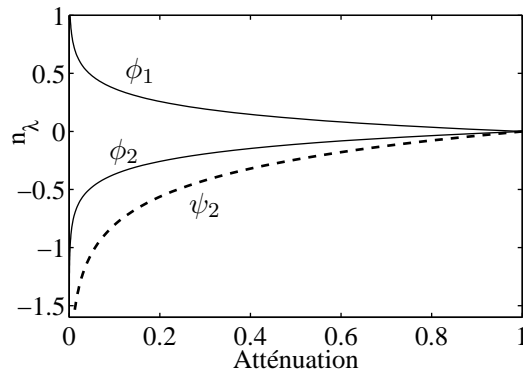


FIG. 1.4 – Atténuation des trois potentiels d'une onde de Scholte de part et d'autre de l'interface, en fonction de la distance en longueur d'onde  $n_\lambda$ .

Pour une onde de Scholte de vitesse  $c_{ST} = 200\text{m.s}^{-1}$ , la pénétration sera de quelques mètres à une fréquence de quelques dizaines de Hertz (4m pour 50Hz). Cet ordre de grandeur est réaliste pour la détection d'objets enfouis de taille caractéristique de l'ordre du mètre.

### 1.3 Propagation 3D

Dans le problème qui nous intéresse, les sources sont ponctuelles, ou du moins d'extensions finies. Il nous faut donc considérer la propagation d'ondes de Scholte divergentes et utiliser un système de coordonnées cylindriques  $\{\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z\}$ . Les ondes monochromatiques divergentes émises par une source de pression ponctuelle sont du type :

$$H_0^{(1)}(k_r r) \exp [j(k_z z - \omega t)]$$

pour les fréquences positives,  $H_0^{(1)}$  étant la fonction de Hankel de première espèce d'ordre zéro et  $k_r$  le nombre d'onde radial horizontal. Comme nous l'avons fait pour des ondes planes, nous pouvons calculer les coefficients de réflexion pour les ondes cylindriques en présence d'une onde P incidente dans l'eau. Avec des notations similaires à (1.11) les

potentiels de quatre ondes cylindriques monochromatiques en présence s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\phi_0 &= A_0 H_0^{(1)}(k_r r) \exp [j (k_{z0} z - \omega t)] \\
\phi_1 &= A_1 H_0^{(1)}(k_r r) \exp [j (k_{z1} z - \omega t)] \\
\phi_2 &= A_2 H_0^{(1)}(k_r r) \exp [j (k_{z2} z - \omega t)] \\
\psi_2 &= A_S H_0^{(1)}(k_r r) \exp [j (k_{zs} z - \omega t)]
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Les conditions de continuité à l'interface restent les mêmes. Le système alors obtenu est quasiment identique à (1.13) :

$$\begin{pmatrix} -k_{z1} & k_{z2} & -k_r \\ 0 & Bk_{z2} & A \\ \rho_1 \omega^2 & -\rho_2 A & \rho_2 Bk_{zs} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ jk_r A_S \end{pmatrix} = A_0 \begin{pmatrix} k_{z0} \\ 0 \\ -\rho_1 \omega^2 \end{pmatrix} \tag{1.21}$$

Il n'en diffère que par le facteur  $jk_r$  devant  $A_S$  et la substitution de  $k_x$  par  $k_r$  ( $A = \omega^2 - 2c_S^2 k_r^2$  et  $B = 2c_S^2 k_r$ ). L'inversion de ce système fournit l'expression des coefficients de réflexion et de transmission des ondes cylindriques :

$$\begin{aligned}
\dot{P}\dot{P} &= \frac{\Phi_1}{\Phi_0} = \frac{k_{z0} \rho_2 (B^2 k_{z2} k_{zs} + A^2) - \rho_1 \omega^4 k_{z2}}{-k_{z1} \rho_2 (B^2 k_{z2} k_{zs} + A^2) + \rho_1 \omega^4 k_{z2}} \\
\dot{P}\dot{P} &= \frac{\Phi_2}{\Phi_0} = \frac{-A \rho_1 \omega^2 (k_{z1} - k_{z0})}{-k_{z1} \rho_2 (B^2 k_{z2} k_{zs} + A^2) + \rho_1 \omega^4 k_{z2}} \\
\dot{P}\dot{S} &= \frac{\Psi_2}{\Phi_0} = \frac{Bk_{z2} \rho_1 \omega^2 (k_{z1} - k_{z0})}{-k_{z1} \rho_2 (B^2 k_{z2} k_{zs} + A^2) + \rho_1 \omega^4 k_{z2}} \frac{1}{jk_r}
\end{aligned} \tag{1.22}$$

Nous empruntons ici la notation de coefficients de réflexion de [AR02] : la lettre P ou S désigne le type d'onde, tandis que le sens de l'accent indique si l'onde incidente (première lettre) ou l'onde émergente (deuxième lettre) se propage vers le haut ( $\dot{}$ ) ou le bas ( $\dot{\cdot}$ ). Ces coefficients désignent ici les rapports d'amplitudes des potentiels et non des déplacements. Ces coefficients de réflexion sont aussi ceux des ondes cylindriques convergentes pour lesquelles la dépendance radiale des potentiels est  $H_0^{(2)}(k_r r)$  ou des ondes cylindriques stationnaires (dépendance radiale  $J_0(k_r r)$ ). Le dénominateur des trois coefficients est le déterminant de la matrice exprimée dans (1.21). Il s'annule pour un nombre d'onde radial égal à celui des ondes de Scholte planes. On définit de la même manière que précédemment les ondes de Scholte cylindriques.

### 1.3.1 Réponse à une source ponctuelle

Dans cette section, nous considérons une source ponctuelle explosive, placée dans le fluide, près d'une interface horizontale avec un solide. Nous calculons la réponse du milieu en tout point de l'espace, en particulier l'onde de Scholte générée. Nous reprenons dans cette section le raisonnement suivi par [AR02] pour le cas des ondes de Rayleigh.

Considérons une source de compression ponctuelle et monochromatique. L'équation d'onde complète dans le fluide s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} = \alpha_1^2 \nabla^2 \phi_0 + \frac{F}{\rho_1} \quad (1.23)$$

$F$  étant le potentiel de la force de compression volumique défini par :

$$F = 4\pi\rho_1\alpha_1^2\delta(\mathbf{x}) \exp(-j\omega t) \quad (1.24)$$

Le potentiel de compression émis par cette source s'exprime sous la forme :

$$\phi_0(R, t) = \frac{1}{R} \exp[j(k_R R - \omega t)] \quad (1.25)$$

où  $R = |\mathbf{x}|$  est la distance à la source et  $k_R$  le nombre d'onde radial dans le fluide. Ce potentiel correspond à la propagation d'une onde sphérique dans le milieu fluide infini. Les ondes P et S réfléchies et transmises dans le milieu de propagation ne se déduisent pas directement de l'expression de  $\phi_0$ . Il est nécessaire de décomposer cette onde sphérique en ondes dont on peut calculer les coefficients de réflexion. Étant donnée la géométrie du problème, il faut la décomposer en ondes cylindriques. Le potentiel prend alors la forme d'une intégrale de Sommerfeld :

$$\phi_0(r, z, t) = \int_0^\infty \frac{k_r}{-jk_{z1}} J_0(k_r r) \exp[j(k_{z1}|z| - \omega t)] dk_r \quad (1.26)$$

La variable d'intégration est le nombre d'onde horizontal  $k_r$ ,  $k_r^2 + k_{z1}^2 = \omega^2/c_f^2$  et  $\text{Im}(k_{z1}) \geq 0$ . L'intégrande est une onde cylindrique élémentaire. L'obtention de cette décomposition ne sera pas décrite ici, le lecteur pourra se reporter à [AR02]. A partir de cette expression, les potentiels réfléchis et transmis s'écrivent simplement en utilisant les coefficients de réflexion des ondes cylindriques (1.22). Pour une source à la position  $(0, 0, -h)$ , ils sont :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \int_0^\infty \dot{P}\dot{P} \frac{k_r}{-jk_{z1}} J_0(k_r r) \exp[j(k_{z1}h - k_{z1}z - \omega t)] dk_r \\ \phi_2 &= \int_0^\infty \dot{P}\dot{P} \frac{k_r}{-jk_{z1}} J_0(k_r r) \exp[j(k_{z1}h + k_{z2}z - \omega t)] dk_r \\ \psi_2 &= \int_0^\infty \dot{P}\dot{S} \frac{k_r}{-jk_{z1}} J_0(k_r r) \exp[j(k_{z1}h + k_{zS}z - \omega t)] dk_r \end{aligned}$$

ou bien en utilisant  $J_0(k_r r) = \frac{1}{2} [H_0^{(1)}(k_r r) - H_0^{(1)}(-k_r r)]$ ,

$$\phi_1 = \int_{-\infty}^\infty \dot{P}\dot{P} \frac{k_r}{-2jk_{z1}} H_0^{(1)}(k_r r) \exp[j(k_{z1}h - k_{z1}z - \omega t)] dk_r \quad (1.27)$$

$$\phi_2 = \int_{-\infty}^\infty \dot{P}\dot{P} \frac{k_r}{-2jk_{z1}} H_0^{(1)}(k_r r) \exp[j(k_{z1}h + k_{z2}z - \omega t)] dk_r \quad (1.28)$$

$$\psi_2 = \int_{-\infty}^\infty \dot{P}\dot{S} \frac{k_r}{-2jk_{z1}} H_0^{(1)}(k_r r) \exp[j(k_{z1}h + k_{zS}z - \omega t)] dk_r \quad (1.29)$$



De ces potentiels dérivent les déplacements dans le fluide et le solide, pour une source ponctuelle monochromatique dans le fluide. L'intégrande dans (1.27), (1.28) et (1.29) possède des singularités sur le domaine d'intégration. Ces singularités correspondent en fait aux différents modes de propagation. Suivant les vitesses de propagation dans les deux milieux, les modes en question observés peuvent être :

- Les ondes de volume P ou S réfléchies ou transmises.
- Les ondes réfractées P ou S.
- L'onde de surface de Scholte.

Les déplacements peuvent être obtenus par intégration numérique en nombres d'ondes comme nous le verrons en section 3.3. La fonction de Green du milieu est la réponse à une impulsion. Elle peut être obtenue par intégration de ces déplacements sur les fréquences, ou encore par la méthode analytique de Cagniard [dHvdH84, dHvdH85]. Nous ne déterminons pas ici la fonction de Green complète. Elle ne nous est pas utile dans ce cas puisqu'elle correspond à une configuration trop idéale (un solide homogène). La singularité correspondant à l'onde de Scholte est présente dans les trois intégrales, quelles que soient les vitesses de propagation. Il s'agit du pôle des ondes de Scholte  $k_{ST}$ , commun aux trois coefficients de réflexion. La contribution de l'onde de Scholte dans les intégrales des potentiels est donnée par les trois résidus :

$$\phi_{1ST} = 2j\pi \left[ \dot{P}\dot{P}(k_r - k_{ST}) \frac{k_r}{-2jk_{z1}} H_0^{(1)}(k_r r) \exp[j(k_{z1}h - k_{z1}z - \omega t)] \right]_{k_r=k_{ST}} \quad (1.30)$$

$$\phi_{2ST} = 2j\pi \left[ \dot{P}\dot{P}(k_r - k_{ST}) \frac{k_r}{-2jk_{z1}} H_0^{(1)}(k_r r) \exp[j(k_{z1}h + k_{z2}z - \omega t)] \right]_{k_r=k_{ST}} \quad (1.31)$$

$$\psi_{2ST} = 2j\pi \left[ \dot{P}\dot{S}(k_r - k_{ST}) \frac{k_r}{-2jk_{z1}} H_0^{(1)}(k_r r) \exp[j(k_{z1}h + k_{zS}z - \omega t)] \right]_{k_r=k_{ST}} \quad (1.32)$$

### 1.3.2 Onde de Scholte émise par une source ponctuelle

L'onde de Scholte ainsi générée par une source ponctuelle possède les propriétés de polarisation et d'atténuation avec la profondeur présentées en section 1.2. Quelques propriétés supplémentaire s'ajoutent :

- L'amplitude de l'onde dépend de la distance source-interface.
- L'onde émise à une atténuation géométrique de type cylindrique.
- L'onde émise à une dépendance fréquentielle en  $\nu^{3/2}$  (pour les déplacements).

Les potentiels dépendent de la distance source-interface  $h$  par le facteur  $\exp(jk_{z1}h)$ . Le nombre d'onde vertical  $k_{z1}$  étant imaginaire positif pour une onde de Scholte, l'amplitude de l'onde émise décroît exponentiellement avec la distance  $h$ . C'est pour cela qu'il est important de placer la source le plus près possible de l'interface pour optimiser le couplage. L'atténuation géométrique des ondes de Scholte est cylindrique parce qu'il s'agit d'ondes guidées (aucune énergie ne se propage dans les directions verticales). La dépendance à la distance dans les potentiels est dans le facteur  $H_0^{(1)}(k_{ST}r)$ . D'après [Abr74], asymptotique-

ment à grande distance  $r$ , ce facteur s'exprime par :

$$H_0^{(1)}(k_{ST}r) = \left( \frac{2}{\pi k_{ST}r} \right)^{1/2} \exp \left[ j \left( k_{ST}r - \frac{\pi}{4} \right) \right] \quad (1.33)$$

L'amplitude de l'onde décroît en  $1/\sqrt{r}$ .

Étudions maintenant la dépendance fréquentielle de l'amplitude de l'onde émise telle qu'elle serait mesurée à l'interface ( $z = 0$ ). Cette dépendance jouera un rôle important dans la prévision des spectres des signaux. Énumérons les différents facteurs en précisant leurs dépendances fréquentielles :

- Coefficients de réflexion  $\dot{P}\dot{P}$  et  $\dot{P}\dot{S}$  :  $\nu^0$
- Coefficient de transmission  $\dot{P}\dot{S}$  :  $\nu^{-1}$  (par le facteur  $1/jk_r$ )
- $(k_r - k_{ST})k_r/(-jk_{z1})$  :  $\nu^1$
- D'après (1.33),  $H_0^{(1)}(k_{ST}r)$  :  $\nu^{-1/2}$
- Quand la source est à une distance  $h$  non négligeable de l'interface,  $\exp(jk_{z1}h)$  :  $a^\nu$ .

Ce cas de figure sera ignoré par la suite.

Finalement, les potentiels de compression  $\phi_{1ST}$  et  $\phi_{2ST}$  ont une dépendance en  $\nu^{1/2}$  le potentiel de cisaillement  $\psi_{2ST}$  en  $\nu^{-1/2}$ . Chaque dérivation spatiale donne lieu dans le domaine fréquentiel à une multiplication du champ par un vecteur d'onde de dépendance  $\nu$ . Les déplacements radial  $u_{rST}$  et vertical  $u_{zST}$  ont donc une dépendance en  $\nu^{3/2}$ . Finalement la pression  $P_{ST}$  et les vitesses radiale  $v_{rST}$  et verticale  $v_{zST}$  au voisinage de l'interface ont une dépendance en  $\nu^{5/2}$ .

Nous avons trouvé dans le cas des ondes de Scholte 2D idéales, des polarisations indépendantes de la fréquence, si les signaux mesurés sont les vitesses de déplacement du fond solide et la pression dans le fluide à proximité de l'interface (1.17). Il est donc naturel de trouver pour ces mêmes signaux une dépendance fréquentielle identique dans le cas d'une onde émise par une source ponctuelle à l'interface. La dépendance trouvée sera utilisée en section 1.5 pour définir la forme des spectres dans des cas réalistes.

## 1.4 Ondes de Scholte non idéales

Le calcul des ondes de Scholte idéales à une interface entre deux demi-espaces élastiques, infinis et homogènes est utile pour définir les propriétés fondamentales de ces ondes, qui sont une vitesse de propagation inférieure aux ondes de volumes P et S, la polarisation elliptique et une divergence cylindrique. Mais ce modèle idéal n'est pas suffisamment réaliste pour beaucoup d'applications, en particulier parce que les sédiments sont hétérogènes et la propagation y est anélastique.

### 1.4.1 Dispersion des ondes de Scholte en milieu non homogène

Lorsque le milieu de propagation n'est pas homogène, les ondes de Scholte subissent un phénomène remarquable, la dispersion. Rappelons que l'amplitude des champs décroît

exponentiellement de part et d'autre de l'interface, dans le fluide comme dans le solide, la profondeur de pénétration dépendant de la fréquence. En conséquence la vitesse de propagation  $c_{ST}$  peut dépendre de la fréquence si le milieu de propagation n'est pas homogène dans la direction verticale. En général, près de l'interface, les sédiments sont moins bien compactés qu'en profondeur ; la vitesse de propagation des ondes S y est inférieure. Dans cette configuration, les ondes de Scholte hautes fréquences, confinées dans les couches superficielles, se propagent moins vite que les ondes de basses fréquences.

Nous montrons sur la figure 1.5 une onde de Scholte large bande simulée avec un gradient de vitesse pour les ondes S dans le solide. Elle est « enregistrée » par une antenne linéaire de capteurs à l'interface. Nous donnons les représentations temps-espace  $x-t$  et fréquence-nombre d'onde  $k-\nu$  de ces signaux. En  $x-t$ , on voit que l'onde est dispersive : la vitesse

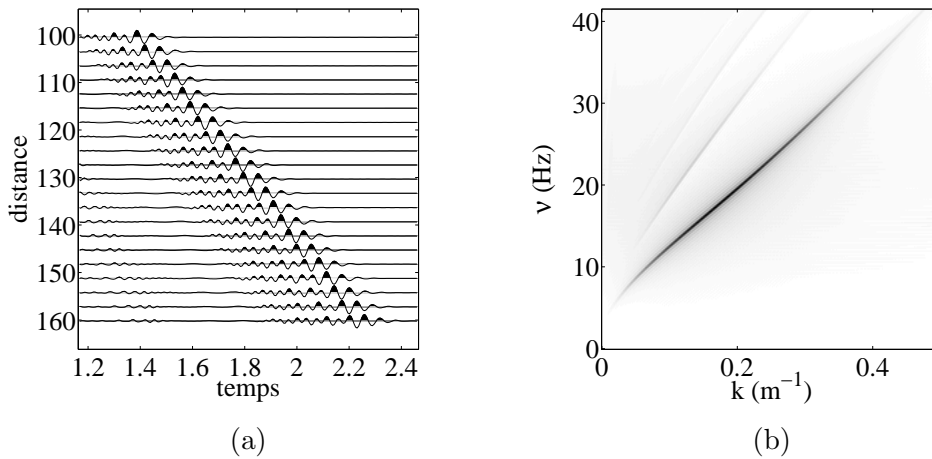


FIG. 1.5 – Représentation d'une onde de Scholte en  $x-t$  (a) et  $k-\nu$  (b).

de groupe est différente de la vitesse de phase. En effet, dans ce domaine les « crêtes » des signaux ne s'alignent pas avec la même pente que les enveloppes. En  $k-\nu$ , l'énergie n'est pas sur une droite passant par  $(0, 0)$ . La ligne occupée par une grande partie de l'énergie donne la relation de dispersion, dont on peut déduire la vitesse de phase en fonction de la fréquence. Dans cet exemple la vitesse de phase croît avec la fréquence, conformément au gradient imposé dans le modèle de simulation. Nous traitons en détail au chapitre 5 le problème de l'estimation de la vitesse de phase. Nous montrons plus loin dans ce chapitre que la propagation dans des sédiments hétérogènes a d'autres implications que la dispersion de l'onde de Scholte.

### 1.4.2 Absorption

Lorsque le milieu solide a une vitesse d'ondes de cisaillement  $c_S$  plus faible que la vitesse de propagation acoustique dans le fluide  $c_f$  (cas dit de formation lente), l'énergie de l'onde est principalement l'énergie de déformation par cisaillement du solide. Cette propriété n'a

pas uniquement une influence sur la vitesse de propagation des ondes de Scholte mais aussi sur leur atténuation. L'atténuation sera proche de celle des ondes S dans les sédiments. Pour cette raison, nous nous intéressons exclusivement dans ce manuscrit à l'atténuation des ondes S.

L'absorption est souvent notée  $\alpha$ , et exprimée en dB/m. On indique aussi parfois l'amortissement des ondes par le facteur de qualité Q. On trouve enfin dans la littérature l'absorption exprimée par le log-décroissement  $\delta$  en dB/ $\lambda$  ( $\lambda$  étant la longueur d'onde). [Ham80] reporte des mesures d'absorption des ondes de cisaillement et met en évidence dans la plupart des cas une absorption proportionnelle à la fréquence. L'auteur souligne une probable influence de la granulométrie du sédiment. Dans une étude plus récente [Bow97], Bowles donne une synthèse de nombreuses expériences menées sur les sédiments sous-marins, notamment sur l'atténuation des ondes S. Ces mesures ont été effectuées à des fréquences entre 2 et 100Hz et pour la plupart à moins de 5m de profondeur. Elles constituent pour nous de bonnes références puisque cette profondeur correspond à l'ordre de grandeur de pénétration des ondes de Scholte aux fréquences qui nous intéressent (quelques dizaines de Hertz). Les mesures mettent en évidence une baisse de l'atténuation avec la profondeur, expliquée par une meilleure consolidation sédimentaire. A moins de 5m de profondeur, les atténuations sont comprises entre 0, 1 et 6, 7dB/ $\lambda$ , les valeurs supérieures à 1, 8dB/ $\lambda$  correspondent aux mesures à des fréquences d'au moins à 80Hz. Il est délicat de définir des lois de prédiction ou même des bornes pour l'atténuation à partir de mesures aussi diverses. Nous pouvons cependant mentionner la dépendance fréquentielle empirique observée par [MAR<sup>+</sup>91] en mer pour des sédiments faiblement consolidés : l'atténuation  $\alpha$  vérifie une loi de puissance  $\alpha = a\nu^b$  ou  $\nu$  est la fréquence. La valeur  $b = 1,5$  est indépendante de la profondeur dans les sédiments. Cette loi a été vérifiée pour des fréquences entre 20 et 100Hz.

L'atténuation par absorption considérée dans cette section est celle des ondes S. Elle dépend de la fréquence et de la profondeur, dans un sédiment donné. De ce fait, une seconde dépendance fréquentielle s'ajoute pour l'absorption des ondes de Scholte puisqu'elles ont une profondeur de pénétration qui dépend de la fréquence. Une loi d'absorption en fonction de la fréquence est encore plus délicate à avancer pour ces ondes en milieu hétérogène. Toutefois, dans la suite de ce manuscrit nous considérons que l'absorption des ondes de Scholte suit une loi de puissance pour la dépendance fréquentielle, comme celle de [MAR<sup>+</sup>91]. Si une connaissance précise de l'absorption est souhaitable pour les traitements, il est possible d'en réaliser une estimation *in situ*. Nous aborderons le problème de cette estimation au chapitre 5.

### 1.4.3 Polarisation en milieu non homogène

Tout comme la vitesse de phase et l'absorption, la polarisation est affectée par l'hétérogénéité des sédiments. Les rapports d'amplitudes complexes entre les trois composantes (pression, vitesse de déplacement radial et vitesse de déplacement vertical) deviennent également dépendants de la fréquence. Quand le vecteur de polarisation sera utilisé dans

les traitements des signaux, on pourra soit choisir un vecteur moyen, soit l'estimer expérimentalement sur toute la bande de fréquences désirée. Partant de ce principe, nous n'élaborerons pas dans cette partie de modèle de polarisation dépendant de la fréquence. Nous reviendrons au chapitre 5 sur le problème de l'estimation de la polarisation.

## 1.5 Modèle de spectres d'ondes de Scholte

Trois phénomènes interviennent dans la modélisation des spectres des ondes de Scholte. Il s'agit du spectre de la source, du couplage à l'interface fluide/solide et de l'atténuation. La divergence géométrique n'a pas d'influence sur la forme des spectres puisqu'elle affecte pareillement toutes les fréquences. Nous ne décrivons pas le spectre des sources dans cette section. Comme il s'agit de source impulsives, nous les considérons à spectre plat. L'effet du couplage a été analysé au chapitre 1. Le calcul a montré que pour une source explosive blanche (donc avec une dépendance fréquentielle  $\nu^0$ ), l'amplitude de la pression du fluide à l'interface a une dépendance en  $\nu^{5/2}$  et que les vitesses de déplacement dans les directions verticale et radiale possèdent la même dépendance. L'atténuation géométrique de l'onde est indépendante de la fréquence. Il reste l'atténuation par absorption que nous avons abordée en section 1.4.2. Choisissons pour l'absorption une loi de puissance  $\alpha = a\nu^b$  en dB/ $\lambda$  (avec  $a < 0$ ), en accord avec les modèles empiriques de la littérature. Le facteur d'atténuation des ondes sur une longueur d'onde est  $10^{\alpha/20}$ . Sur une distance donnée  $d$ , il est de  $(10^{\alpha/20})^{d\nu/c}$  où  $c$  est la vitesse de phase des ondes, que nous supposons constante dans cette section. Finalement en substituant l'expression de  $\alpha$ , le facteur d'atténuation des ondes sur une distance  $d$  est :

$$f(d) = (10^{ad/20c})^{\nu^{b+1}} \quad (1.34)$$

L'effet du couplage donne une dépendance croissante au spectre et l'absorption une dépendance décroissante. Il résulte de ces deux effets un spectre large bande constitué d'un unique mode, dont la fréquence dominante  $\nu_0$  varie en fonction de la distance de propagation, du fait de l'absorption progressive. Finalement le spectre d'une onde, ou plus précisément celui d'un signal de pression ou de vitesse de déplacement à l'interface peut s'écrire sous la forme

$$|s(\nu)| = s_0 \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{5/2} \exp \left\{ -\frac{5/2}{b+1} \left[ \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{b+1} - 1 \right] \right\} \quad (1.35)$$

Cette fonction prend bien en compte l'effet du couplage et celui de l'absorption. Sa fréquence dominante est  $\nu_0$  (pour une distance  $d$  non explicitée) et  $s_0$  est la valeur prise à cette fréquence. Nous représentons sur la figure 1.6 le spectre ainsi modélisé pour  $\nu_0 = 10, 20, \text{ et } 40\text{Hz}$ ,  $s_0 = 1$  et  $b = 1, 5$ . Ce modèle est utile puisqu'il permet de définir de manière assez réaliste les spectres des signaux dans les simulations de la deuxième partie. Dans ce modèle nous pouvons choisir empiriquement la fréquence dominante dans les signaux même si elle est en pratique liée à la distance de propagation  $d$ , la vitesse  $c$  et la fonction

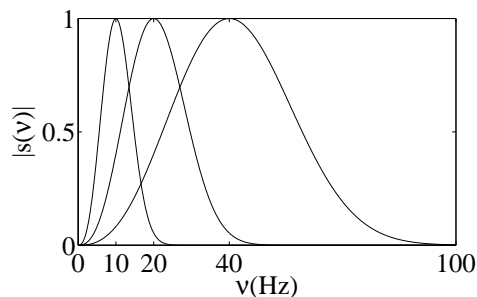


FIG. 1.6 – Spectres synthétiques pour des ondes de Scholte amorties, avec des fréquences dominantes de 10, 20 et 40Hz.

d'atténuation  $\alpha$ . Enfin on peut remarquer que les spectres ainsi définis pour différentes fréquences centrales sont homothétiques entre eux. En particulier la largeur spectrale relative  $\Delta\nu/\nu_0$  est fixe. Par conséquent le choix de  $\nu_0$  n'est pas déterminant dans les résultats de simulation pour les traitements large bande.

## 1.6 Autres ondes observées à l'interface

Nous avons abordé en section 1.4 les phénomènes de propagation apparaissant lorsque le milieu de propagation ne se réduit pas à deux demi-espaces infinis et parfaits. Nous avons vu que des sédiments non homogènes entraînent une dispersion de l'onde de Scholte. Nous allons décrire dans cette section les autres types d'ondes qui peuvent être observés à l'interface eau/sédiments en conditions réelles.

Tout d'abord dans l'eau, en plus de l'onde acoustique directe, on pourra observer en environnement petits fonds des réflexions multiples sur la surface de l'eau. Ces ondes pourront être efficacement éliminées dans les traitements étant données leurs caractéristiques très différentes des ondes de Scholte. Leur grande vitesse permet même parfois de les éliminer des signaux par simple troncature temporelle. Elle ne donnent pas lieu à des conversions en ondes de surfaces puisqu'elles sont en apparence émises par des sources fantômes trop loin de l'interface. Ces remarques s'appliquent aussi aux ondes de compression qui seraient guidées dans les sédiments, par une couche plus rapide en dessous de ceux-ci ou par un gradient de vitesse des ondes P.

Les ondes S guidées dans les sédiments seront plus difficiles à éliminer à cause d'une vitesse de propagation plus proche de celle des ondes de Scholte. Les ondes S peuvent se propager de façon modale, sans perte (c'est à dire sans rayonnement d'énergie hors du guide), et avec une atténuation cylindrique (en  $1/\sqrt{r}$  pour l'amplitude). On les appelle parfois aussi ondes de surface, au même titre que les ondes de Scholte ou de Love. Lors d'expérimentations menées pour l'étude d'ondes de Scholte [RS83], de tels modes ont été enregistrés. Généralement, le mode fondamental (souvent nommé mode zéro) et le premier mode sont bien visibles. Le deuxième mode est de bien moindre amplitude et est souvent

le dernier observable. Dans l'expérience de [SWB<sup>+</sup>98] trois modes de propagation (onde de Rayleigh comprise) étaient visibles dans les signaux. Dans tous les cas, l'onde fondamentale (Rayleigh ou Scholte) possède une polarisation surtout verticale, tandis que le premier mode est plutôt polarisé horizontalement. C'est cette propriété qui permet de favoriser les ondes de Scholte dans les traitements des signaux présentés au chapitre 6.

À courte distance ou en dessous des fréquences de coupures caractéristiques, les modes ne sont pas bien établis mais les ondes S guidées sont observables à l'interface. Dans la simulation qui suit (figure 1.8), une source explosive génère des ondes P-SV près d'une interface eau/fond hétérogène. Le fond est constitué d'une couche lente de 3m d'épaisseur sur un substrat plus rapide. La configuration est représentée figure 1.7. Une antenne linéaire

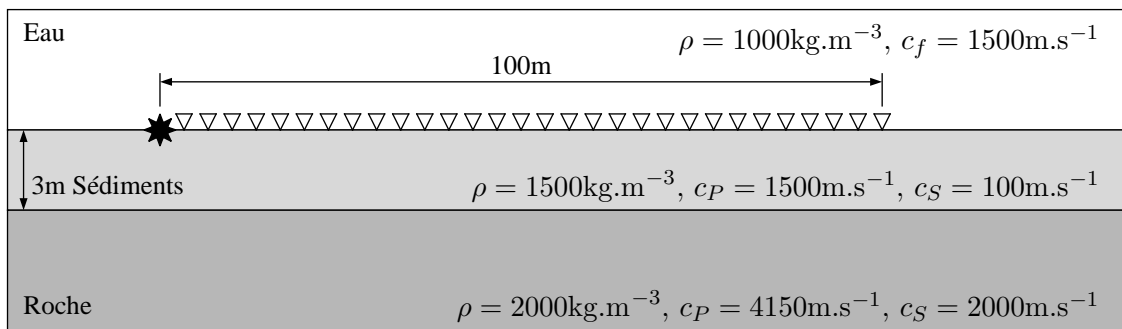


FIG. 1.7 – Configuration de génération d'ondes de Scholte dans un fond marin hétérogène.

et uniforme de capteurs est simulée à l'interface, permettant de calculer une représentation  $k - \nu$  pour chaque composante. L'onde la plus lente observée est l'onde de Scholte, qui possède une polarisation plutôt verticale. Elle est dominante sur les figures 1.8 (c) et (d). L'onde la plus rapide observée est l'onde S guidée par le fond marin, avec une polarisation plutôt horizontale conformément à ce qui a été dit plus haut. Elle est dominante sur les figures 1.8 (a) et (b). Les représentations  $x - t$  montrent que l'onde S guidée a une vitesse de groupe inférieure aux composantes fréquentielles les plus rapides de l'onde de Scholte. Dans cet exemple, les deux modes ne se sépareront jamais temporellement. Ceci montre l'intérêt d'un traitement multicomposante pour séparer les ondes en fonction de leur polarisation.

Dans certaines circonstances, on peut également observer à l'interface des ondes de Rayleigh généralisées. Ce sont également des ondes de surface pouvant être générées par des sources acoustiques dans l'eau. Elles résultent comme les ondes de Scholte du couplage acoustique/élastique à l'interface. Cependant l'onde acoustique dans l'eau est verticalement propagative et non évanescente. En conséquence les ondes de Rayleigh généralisées se propagent avec perte (de l'énergie est rayonnée verticalement) et elles n'existent que lorsque la vitesse de propagation des ondes S dans le solide est supérieure à la vitesse de propagation dans le fluide. Les matériaux vérifiant une telle propriété rentrent dans la catégorie des « formations rapides » (par opposition aux formations lentes pour lesquelles  $c_S < c_f$ ). Ils sont nécessairement bien consolidés donc ils ne rentrent pas dans le cadre de notre étude puisque des objets ne peuvent s'y enfouir.

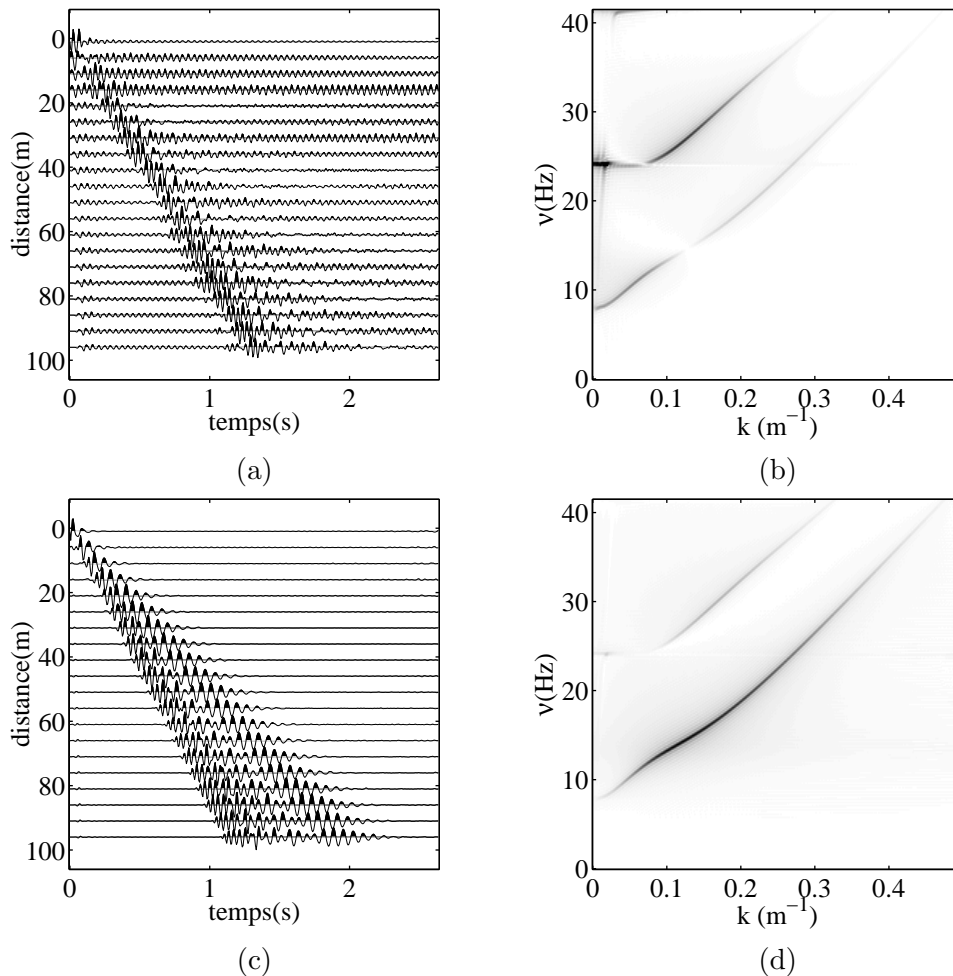


FIG. 1.8 – Onde de Scholte et S guidées. Représentation en  $(x, t)$  (a) et (c) et  $(k, \nu)$  (b) et (d), pour les géophones horizontaux (a) et (b) et verticaux (c) et (d).

## 1.7 Conclusion sur les ondes de Scholte

Dans ce chapitre nous avons décrit les caractéristiques de propagation des ondes de Scholte au fond de la mer. Il s'agit d'ondes sismo-acoustiques de surface, se propageant le long des sédiments, avec une pénétration superficielle. Cette propriété les rend intéressantes pour détecter des objets enfouis près de l'interface. En plus d'une propagation guidée par l'interface, les ondes de Scholte ont plusieurs caractéristiques qui les différencient des autres types d'ondes. Ces différences peuvent être mises à profit pour une utilisation des ondes de Scholte dans un système de détection :

- Leur vitesse de propagation est différente, plus faible que les ondes de volume dans l'eau comme dans les sédiments. La propagation est dispersive dans les sédiments hétérogènes. L'utilisation d'une antenne pour la détection de ces ondes peut être



adaptée à cette vitesse.

- La polarisation des ondes de Scholte à l'interface est différente de celles des ondes de volume ou guidées par les sédiments hétérogènes et/ou la couche d'eau. La polarisation que nous avons calculée dans le cas théorique peut être exploitée en détection en utilisant des capteurs mesurant plusieurs composantes (pression et déplacements).
- La divergence géométrique des ondes de Scholte est cylindrique. C'est le cas également pour les ondes guidées mais pas pour les ondes de volume, dont la divergence est sphérique. L'atténuation géométrique plus faible est un avantage supplémentaire des ondes de Scholte.

Nous avons également décrit dans ce chapitre les propriétés à prendre en compte dans les milieux non idéaux. L'une de ces propriétés est la dispersion, caractéristique des sédiments verticalement hétérogènes. Les méthodes que nous proposons en partie II estiment et utilisent cette dispersion. L'absorption est un aspect inévitable de la propagation d'ondes. Dans le cas des ondes de Scholte dans les sédiments, elle est importante. L'étude des propriétés d'émission de ces ondes et de l'absorption nous a permis de proposer une forme pour les spectres, que nous exploiterons dans la partie II. L'absorption sera le facteur limitant de la portée d'un système de détection. Pour compléter la description du contexte physique de notre étude, nous devons considérer le bruit attendu au fond de la mer. Il est l'objet du chapitre suivant.

## Chapitre 2

# Bruit sismo-acoustique

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au bruit sismo-acoustique sur le fond marin. Nous tentons de le définir aussi bien qualitativement que quantitativement. Les données reportées sont exclusivement basées sur une étude bibliographique. Nous avons vu dans le chapitre 1 que pour une onde de Scholte, l'amplitude des déplacements dans les sédiments et celle de la pression dans l'eau sont les plus importantes à l'interface. C'est là que les capteurs doivent être placés et que le bruit doit être étudié. Nous définissons le bruit sismo-acoustique comme le bruit mesurable par des capteurs de pression et de déplacement (ou vitesse de déplacement) à l'interface eau-fond. Dans ce chapitre le bruit sismo-acoustique ne désigne donc pas uniquement le bruit expliqué par la propagation d'ondes sismo-acoustiques.

On définit communément le bruit comme du signal indésirable. Dans notre application les signaux indésirables peuvent être de diverses natures :

- Les ondes indésirables émises par la source ou réfléchies par les cibles. Il peut s'agir d'ondes de surface ou de volume
- Le bruit propre des capteurs.
- Le bruit ambiant.

C'est la dernière catégorie que nous tentons de modéliser. Le bruit propre au matériel est généralement additif et blanc ; il peut sans problème être incorporé au modèle global du bruit. Quant aux ondes indésirables dues à notre système, leur influence sera mise en évidence dans l'application présentée en section 7.1. Ce chapitre est construit de la façon suivante : nous présentons d'abord le bruit en énumérant ses caractéristiques ; puis nous développons différents modèles en tentant de nous approcher des caractéristiques réelles.

### 2.1 Origine du bruit

Le bruit sismo-acoustique est intimement lié au bruit acoustique dans la colonne d'eau. L'origine physique du bruit, c'est à dire les sources, leur est commune. Wenz recense dans

une étude très complète [Wen62] les causes de bruit acoustique ambiant et en présente des spectres typiques. Les sources de bruit sont :

- l’agitation thermique moléculaire,
- les sources hydrodynamiques dont les causes sont principalement le vent et les précipitations,
- le trafic maritime,
- l’activité biologique,
- les sources sismiques naturelles ou d’origine humaine.

L’agitation thermique est dominée par les autres sources de bruit jusqu’à 10kHz et plus. Elle peut être ignorée dans notre étude. Les sources sismiques peuvent également être ignorées dans l’évaluation du bruit puisqu’elles sont des événements ponctuels. Le trafic maritime peut constituer un mécanisme de bruit prépondérant entre 10Hz et 1kHz. Le bruit en basses fréquences (de 1 à 100Hz) et au dessus de 500Hz est généralement issu des phénomènes hydrodynamiques. De 1 à 100Hz, [Wen62] signale que le niveau de bruit acoustique peut varier de 20 à 25dB en fonction du site et de l’instant. En dessous de 10Hz l’auteur indique une pente de -8 à -10dB par octave systématique (croissance de la Densité Spectrale de Puissance du bruit vers les basses fréquences) et par petits fonds une grande dépendance de la vitesse du vent. De 10 à 100Hz, les spectres s’aplatissent généralement. Quant à l’activité biologique, elle donne lieu à du bruit d’un niveau difficile à prédire, en général non prépondérant.

## 2.2 Caractéristiques du bruit

Afin de construire un système de détection le plus efficace possible et de caractériser ses performances, il est nécessaire de connaître au mieux les caractéristiques du bruit. Elles dépendent des sources, principalement à la surface de l’eau, du mécanisme de couplage en énergie élastique au niveau de l’interface eau-fond et de la propagation sismo-acoustique elle-même [SD90].

Dans cette étude, les sources de bruit cohérent déterministes, telles que les bateaux à proximité, ne sont pas prises en compte. Nous ignorons de même le cas de toute source de bruit aléatoire mais très directive. Nous supposons le bruit aléatoire et gaussien, ce qui est une hypothèse raisonnable dès lors qu’on le considère comme généré par un nombre conséquent de sources. Nous adoptons également l’hypothèse de composantes de bruit à moyenne nulle. En conséquence seules les statistiques d’ordre deux sont à définir. Nous nous intéressons non seulement à la corrélation temporelle du bruit mais aussi à ses propriétés spatiales (corrélation et directivité).

Le bruit sismo-acoustique généré par la surface de la mer peut être anisotrope par suite d’irrégularités topographiques du fond marin [SD90] ou à cause du mécanisme de production lui-même, mais ce n’est pas systématique : dans [SK88] les auteurs ont identifié un bruit multicomposante isotrope par petit fond. Quoi qu’il en soit nous développerons

dans la suite des modèles isotropes en nous intéressant en particulier à la propagation du bruit plus qu'à son processus de création.

### 2.2.1 Propriétés temporelles ou spectres

Dans notre étude, nous considérons la bande de fréquences de 1 à 100Hz. Elle est volontairement définie très large à cause des incertitudes sur la propagation des ondes de Scholte. Les ondes de fréquences inférieures n'apporteraient rien à notre application étant données les trop grandes longueurs d'ondes correspondantes. Quant aux ondes de fréquences supérieures à 100Hz, l'absorption dans les sédiments mal consolidés les rend trop vite indétectables.

Nous nous focalisons dans cette section sur les propriétés temporelles du bruit sismo-acoustique, mesurable en un point du fond marin. Ces propriétés dépendent des mécanismes de propagation. Elles dépendent donc fortement des configurations physiques du lieu et du domaine de fréquences considérés. Par grand fond, le bruit sismo-acoustique sur le plancher océanique est dominé par les ondes de surface, principalement les ondes de Scholte et les premiers modes de cisaillement dans le fond [SD90]. Dans ces configurations le bruit est de très basse fréquence. On observe un pic dans les spectres aux alentours de 0.2Hz, caractéristique de la propagation de modes de type Rayleigh/Scholte, excités par le bruit de surface de l'océan. Au delà de cette fréquence caractéristique, les spectres diminuent fortement. Par petit fond apparaît également un bruit expliqué par le guidage acoustique dans la couche d'eau. Les auteurs dans [SK88] mettent en évidence un partitionnement spectral du bruit par petit fond. En hautes fréquences, il est dominé par les modes acoustiques dans le guide. En dessous de la fréquence de coupure du premier mode normal (observée à 8Hz, dans un guide de 100m), les auteurs ont observé une augmentation du niveau de bruit expliquée par la propagation dans le fond des ondes de surface, qui deviennent alors prédominantes comme en milieu océanique. Les spectres présentés dans cet article constituent une bonne référence pour notre application. En effet ils sont mesurés dans la bande 1-100Hz sur quatre composantes par petits fonds (100m), le fond étant constitué d'une couche de vase de 10m sur un substrat de sable. Les spectres de bruit calculés et mesurés sont à peu près constants à partir de 10-20Hz, les DSP mesurées étant (figure 2.1) :

- 75dB/(1 $\mu$ Pa)<sup>2</sup>Hz<sup>-1</sup> pour l'hydrophone,
- 65dB/(10<sup>-1</sup> $\mu$ ms<sup>-1</sup>)<sup>2</sup>Hz<sup>-1</sup> pour les géophones horizontaux,
- 60dB/(10<sup>-1</sup> $\mu$ ms<sup>-1</sup>)<sup>2</sup>Hz<sup>-1</sup> pour le géophone vertical.

Elles sont exprimées ici en dB par rapport à une DSP de référence. Pour les géophones par exemple, la grandeur mesurée est une vitesse de déplacement (en 10<sup>-1</sup> $\mu$ ms<sup>-1</sup>), la DSP est homogène au carré d'une vitesse par unité de fréquence (en (10<sup>-1</sup> $\mu$ ms<sup>-1</sup>)<sup>2</sup>Hz<sup>-1</sup>). Si les signaux à traiter ont des spectres large bande semblables à ceux présentés en section 1.5 avec une fréquence centrale de 20Hz ou plus, de tels bruits pourront être considérés comme temporellement blancs sur un capteur. Le fort niveau de bruit en très basse fréquence n'aurait que peu d'incidence et ces fréquences peuvent éventuellement être ignorées dans

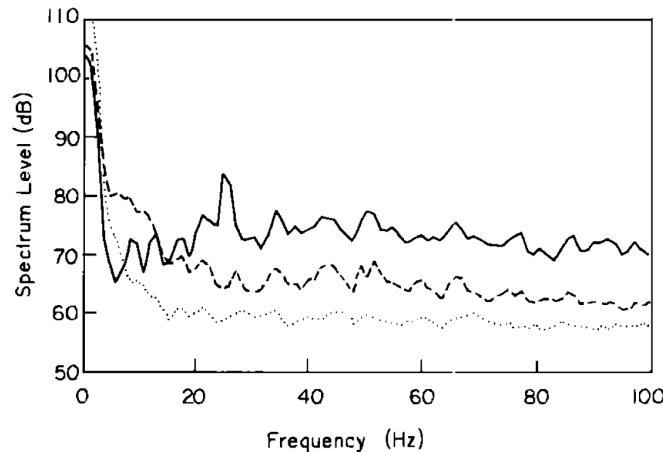


FIG. 2.1 – Spectres de bruit typique des petits fonds pour trois composantes : hydrophone (trait plein), géophone horizontal (tirets) et géophone vertical (points). D’après [SK88].

les traitements. Par contre dans le cas de très faibles profondeur d’eau, la contribution des ondes de surface pourrait se trouver prépondérante dans la bande des signaux à détecter si bien que l’hypothèse de blancheur temporelle ne s’appliquerait plus.

### 2.2.2 Corrélation spatiale du bruit

Le bruit ambiant mesuré en un point résulte de la propagation d’énergie depuis les sources de bruit. Les mécanismes de propagation impliquent une corrélation spatiale du champ de bruit mesuré aussi bien dans l’eau qu’à l’interface, sur des géophones voisins. C’est dans notre cas la corrélation entre deux points du fond qui importe. Pour l’application présentée dans [TMC<sup>+</sup>95], la corrélation du bruit ambiant est mesurée sur une antenne de géophones verticaux par 144m de fond. Les auteurs ont reporté le coefficient de corrélation en fonction de la distance dans la bande de fréquence 5-30Hz. La corrélation à 5m était de 0,9 et décroissait progressivement pour atteindre 0,2 à 40m, longueur de l’antenne. Les caractéristiques spatiales du bruit n’ont pas été exploitées dans le traitement d’antenne réalisé.

Dans [SD90], les auteurs calculent et mesurent la cohérence dans la direction horizontale en fonction de la distance et de la fréquence, mais au fond de l’océan à 3800m donc pour du bruit constitué d’ondes de surface dans le fond (Rayleigh, Scholte et S guidées). Dans [KI80], des corrélations spatiales dans la direction horizontale sont calculées en environnement petit fond (50m d’eau et 20m de sédiments), pour une fréquence donnée mais sans prendre en compte le cisaillement dans le fond donc la possibilité d’ondes de surfaces. La figure 2.2 donne la corrélation spatiale calculée (avec en pointillés le cas d’une couche d’eau infinie). Elle s’annule à une distance d’une demi longueur d’onde (pour  $\nu = 20\text{Hz}$ , la longueur d’onde acoustique est de l’ordre de 75m). [Ham85] présente des diagrammes de directivité pour des antennes horizontales à une fréquence donnée, dans des conditions similaires à [KI80]. Pour

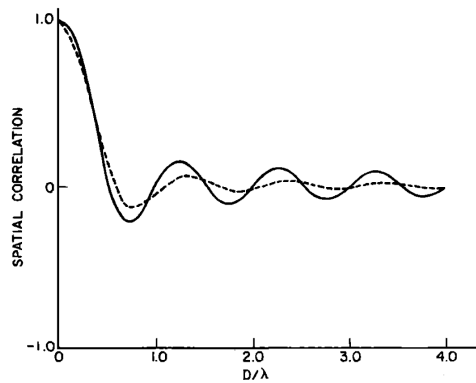


FIG. 2.2 – Fonction de corrélation horizontale en fonction de la distance en longueur d’onde, d’après [KI80].

réaliser une détection aussi précise que possible, la corrélation spatiale doit être évaluée dans toute la bande de traitement.

### 2.2.3 Corrélation intercomposantes

Pour des signaux multicomposante, nous devons déterminer en plus des corrélations temporelles et spatiales, la corrélation intercomposante du champ de bruit. La corrélation intercomposante du bruit sur le fond marin a fait l’objet de peu de publications. [RS83] présentent des signaux enregistrés par un OBS par très petit fond (17 à 30m). La cohérence et le déphasage inter-composantes ont été estimés pour des enregistrements d’explosions et du bruit ambiant. Le bruit s’est avéré avoir une polarisation semblable à celle des ondes de surface générées par explosion, en considérant les composantes pression et vitesse de déplacement verticale uniquement : la cohérence observée était proche de 1 et le déphasage proche de  $\pi/2$ . Ceci confirmait que le bruit ambiant mettait en jeu une propagation de type Scholte.

La polarisation observée pour du bruit omnidirectionnel est la même que pour une onde produite par un événement ponctuel (explosion) parce que la polarisation entre la pression et le déplacement vertical est indépendante de la direction de propagation de l’onde de Scholte. En revanche, pour un bruit ambiant omnidirectionnel, les déplacements horizontaux s’ajoutent de façon incohérente puisque la direction de déplacement horizontal pour une onde de Scholte est la direction d’arrivée de cette onde. Les déplacements horizontaux pour le bruit sont décorrélés entre eux et décorrélés des deux autres composantes (pression et déplacement vertical).

La polarisation du bruit ambiant décrite ci-dessus est valable en petit fond dans la partie la plus énergétique du spectre, celle composée d’ondes de surface. La polarisation du bruit plus haute fréquence à propagation acoustique (modale ou non) est différente. La corrélation entre la pression et le déplacement (ou la vitesse de déplacement) vertical est très sensible à la structure du fond marin et à la hauteur d’eau. Toutefois, comme ce bruit

suit aussi une propagation P-SV, les déplacements horizontaux sont également décorrélés entre eux et des deux autres composantes.

Enfin, pour les bruits simulés et mesurés dans [SK88], le bruit sismo-acoustique est à polarisation plutôt verticale en basse fréquence et plutôt horizontale pour le bruit acoustique (éventuellement modal). Les ondes de Scholte à détecter ayant une polarisation plutôt verticale, ceci laisse prévoir un RSB bien plus important pour les géophones verticaux que pour les horizontaux.

Nous avons donné les propriétés principales du bruit sismo-acoustique. À partir de celles-ci, nous allons établir deux modèles de bruit. La modélisation est nécessaire pour caractériser en simulation les traitements proposés au chapitre 6. Dans le premier modèle, nous postulons que le bruit est séparable en temps, espace et composante. Cette hypothèse forte simplifie la modélisation mais ne représente pas toujours la structure spatio-temporelle du bruit. Dans le second modèle, construit en section 2.4, nous considérons que le champ de bruit est formé d'ondes propagées. La propagation établit une relation entre le temps et l'espace et le modèle ainsi obtenu n'est pas séparable en temps et espace.

## 2.3 Modèle de bruit séparable en temps, espace et composantes

Nous admettons le bruit stationnaire en temps et en espace et horizontalement isotrope, c'est à dire indépendant de la direction horizontale. Conformément aux hypothèses de la section 2.2, nous devons définir les statistiques d'ordre deux, c'est à dire relatives à deux instants et/ou deux capteurs.

### 2.3.1 Cas scalaire

Le modèle le plus simple tenant compte des corrélations temporelle, spatiale et inter-composante est un modèle séparable en temps, espace et composante. Considérons dans un premier temps un bruit scalaire réel  $b(t, \mathbf{x})$  défini sur l'interface eau/sédiments, à la position horizontale  $\mathbf{x}$  et à l'instant  $t$ . Ce bruit étant stationnaire, nous pouvons définir sa Corrélation Spatio-Temporelle (CST)  $\gamma_b(\tau, \mathbf{y})$ , fonction du retard temporel  $\tau$  et de l'écart spatial  $\mathbf{y}$

$$\gamma_b(\tau, \mathbf{y}) = E [b(t, \mathbf{x})b(t - \tau, \mathbf{x} - \mathbf{y})] \quad (2.1)$$

La transformée de Fourier en temps et espace de  $\gamma_b(\tau, \mathbf{y})$  est notée  $\gamma_b(\nu, \mathbf{k})$ . Nous la nommons Densité Spectrale de Puissance en fréquence-nombre d'onde (DSP  $k - \nu$ ) du bruit  $b$ . C'est une fonction de la fréquence  $\nu$  et du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ . Si le modèle est séparable en temps et espace, on peut factoriser la fonction de corrélation sous la forme :

$$\gamma_b(\tau, \mathbf{y}) = C_S(\mathbf{y})\gamma_T(\tau) \quad (2.2)$$

où  $\gamma_T(\tau)$  est la fonction de corrélation temporelle d'un capteur et  $C_S(\mathbf{y})$  la fonction de corrélation spatiale normalisée pour un retard nul ( $C_S(0) = 1$ ). Pour les simulations en bruit corrélé présentées au chapitre 6, nous définissons  $C_S(\mathbf{y})$  conformément à [TMC<sup>+</sup>95]. Quand le bruit est temporellement blanc, (2.2) s'écrit

$$\gamma_b(\tau, \mathbf{y}) = N_b C_S(\mathbf{y}) \delta(\tau) \quad (2.3)$$

où  $N_b$  est la densité spectrale de puissance du bruit sur un capteur et  $\delta(\tau)$  la distribution de Dirac au retard nul. Un modèle séparable en temps-espace l'est aussi en fréquence-nombre d'onde, pour  $\gamma_b(\nu, \mathbf{k})$  ainsi qu'en fréquence-espace pour la transformée de Fourier temporelle de  $\gamma_b(\tau, \mathbf{y})$  que nous appellerons Corrélation Spatio-Fréquentielle (CSF) et noterons  $\gamma_b(\nu, \mathbf{y})$ . C'est dans ce dernier domaine que les traitements d'antennes du chapitre 6 sont réalisés. En ajoutant à ce modèle l'hypothèse d'isotropie du bruit, la corrélation spatiale est indépendante de la direction :  $\gamma_b(\tau, \mathbf{y})$  et  $\gamma_b(\nu, \mathbf{y})$  sont alors fonctions de la distance  $|\mathbf{y}|$  et  $\gamma_b(\nu, \mathbf{k})$  est fonction de la norme du vecteur d'onde  $|\mathbf{k}|$ .

### 2.3.2 Cas multicomposante

Considérons maintenant un bruit multicomposante. Les composantes sont les vitesses de déplacement selon  $x$ ,  $y$  et  $z$  et la pression. Elle seront indexées par les valeurs de  $l$  de 1 à 4 respectivement. On peut décrire les propriétés de corrélation spatio-temporelle de chaque composante  $b_l(t, \mathbf{x})$  par les fonctions  $\gamma_{b_l}(\tau, \mathbf{y})$ ,  $\gamma_{b_l}(\nu, \mathbf{y})$  et  $\gamma_{b_l}(\nu, \mathbf{k})$  dans les domaines temps-espace, fréquence-espace et fréquence-nombre d'onde respectivement. Nous avons montré en section 2.2.3 que seule est non nulle l'intercorrélation entre les composantes vitesse verticale et pression. Nous définissons  $\gamma_{b_{34}}(\tau, \mathbf{y})$ ,  $\gamma_{b_{43}}(\tau, \mathbf{y})$ ,  $\gamma_{b_{34}}(\nu, \mathbf{y})$ ,  $\gamma_{b_{43}}(\nu, \mathbf{y})$ ,  $\gamma_{b_{34}}(\nu, \mathbf{k})$  et  $\gamma_{b_{43}}(\nu, \mathbf{k})$ . Si l'on reprend l'hypothèse du bruit temporellement blanc, on peut noter  $N_k$  la DSP de la composante  $k$ . La séparabilité temps-espace-composante implique que  $\gamma_{b_{34}}(\nu, \mathbf{y})$  et  $\gamma_{b_{43}}(\nu, \mathbf{y})$  ont la même dépendance spatio-temporelle que les fonctions  $\{\gamma_{b_l}(\nu, \mathbf{y})\}$ . On peut écrire alors :

$$\begin{aligned} \gamma_{b_{34}}(\nu, \mathbf{y}) &= \rho_{34} \sqrt{N_3 N_4} C_S(\mathbf{y}) \\ \gamma_{b_{43}}(\nu, \mathbf{y}) &= \rho_{34}^* \sqrt{N_3 N_4} C_S(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Le facteur complexe  $\rho_{34}$  est la cohérence des deux composantes. Il ne dépend pas de  $\mathbf{y}$ , il dépend du signe de  $\nu$  uniquement. On a en effet  $\rho_{34}(-\nu) = \rho_{34}^*(\nu)$  puisque  $\gamma_{b_{34}}(\nu, \mathbf{y})$  est antisymétrique en  $\nu$ . Comme pour une onde de Rayleigh/Scholte les deux composantes sont en quadrature, ce type de bruit sera caractérisé par une cohérence imaginaire de module proche de 1, comme observé par [RS83]. Comme c'est la CSF  $\gamma_{b_{34}}(\nu, \mathbf{y})$  qui est utilisée dans les traitements, nous n'exprimerons pas  $\gamma_{b_{34}}(\tau, \mathbf{y})$  ici. Mentionnons simplement qu'elle fait intervenir la transformée de Hilbert de la fonction de corrélation temporelle  $\delta(\tau)$ . L'expression (2.4) est directement transposable à du bruit temporellement corrélé en remplaçant  $N_3$  et  $N_4$  par les densités spectrales de puissance adéquates.



Ce modèle séparable possède l'intérêt d'être simple. Nous allons montrer dans la section suivante qu'un tel modèle ne peut représenter fidèlement le bruit résultant de la propagation dans le milieu. Nous reviendrons sur le modèle séparable en le comparant avec le modèle plus réaliste que nous aurons construit.

## 2.4 Bruit propagé

Les caractéristiques du bruit et en particulier la corrélation spatiale sont d'un intérêt primordial pour les applications sous-marines. Les travaux que nous avons cités en section 2.2 se sont attachés à modéliser ces caractéristiques pour les prévoir, et les modèles ont été confrontés à des mesures réelles. De nombreux travaux menés plus récemment dans divers domaines (acoustique ultrasonore [LW01], géophysique [SC04] et acoustique sous-marine [SRT<sup>+</sup>05] notamment) ont visé à estimer la réponse complète de milieux de propagation à partir de mesures d'intercorrélations du bruit entre différents points. Les fonctions de Green estimées à partir de la corrélation du bruit illustrent la nature propagative du bruit ambiant. Dans la suite de ce chapitre nous allons définir des modèles de bruits propagés pour prévoir l'incidence de leurs caractéristiques sur le traitement d'antenne prévu dans notre application.

### 2.4.1 Bruit unimodal scalaire

Comme précédemment nous considérons dans un premier temps un bruit scalaire réel  $b(t, \mathbf{x})$ , à deux dimensions défini sur l'interface eau/sédiments, et unimodal, c'est à dire propagé selon un seul mode, à la vitesse de phase  $c(\nu)$ . Avec les hypothèses de stationnarité et d'isotropie, nous pouvons reprendre la description des propriétés du bruit par la CST, la CSF et la DSP  $k-\nu$ , comme en section 2.3. Le bruit propagé vérifie la relation de dispersion des ondes dans le milieu. Par conséquent, sa DSP  $k-\nu$  se trouve concentrée au voisinage de la surface de dispersion du mode considéré dans le domaine fréquence-nombre d'onde. La surface de dispersion est la surface de révolution d'équation  $\nu = |\mathbf{k}| c(\nu)$  (voir section A.2). Nous la représentons schématiquement sur la figure 2.3. La surface de dispersion peut

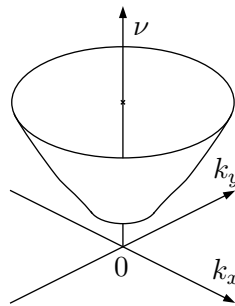


FIG. 2.3 – Surface de dispersion dans le domaine  $k-\nu$

être limitée en basse fréquence par la fréquence de coupure dans le cas d'une propagation modale ou être définie à toutes les fréquences, dans le cas d'une onde de surface de type Rayleigh/Scholte. On peut écrire la DSP  $k - \nu$  sous la forme

$$\gamma_b(\nu, k_r) = g(\nu) \delta \left( k_r - \frac{|\nu|}{c(\nu)} \right) \quad (2.5)$$

où  $g(\nu)$  représente la répartition de la puissance du bruit sur la surface de dispersion en fonction de la fréquence  $\nu$ . Calculons la CSF  $\gamma_b(\nu, \mathbf{y})$ . Elle s'obtient par transformée de Fourier spatiale inverse de  $\gamma_b(\nu, \mathbf{k})$  ou plus directement par transformée de Hankel inverse. En effet pour des fonctions 2D à symétrie de révolution, les transformées de Fourier 2D directes (respectivement inverses) sont aussi à symétrie de révolution et elles s'écrivent sous la forme des transformées de Hankel directes (respectivement inverses). La transformée de Hankel inverse s'écrit

$$\gamma_b(\nu, \mathbf{y}) = \int_0^\infty \gamma_b(\nu, k_r) J_0(2\pi |\mathbf{y}| k_r) 2\pi k_r dk_r \quad (2.6)$$

$k_r$  représentant le nombre d'onde radial et  $J_0$  désignant la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0. La CSF déduite de (2.5) et (2.6) est

$$\gamma_b(\nu, \mathbf{y}) = \frac{2\pi\nu g(\nu)}{c(\nu)} J_0(2\pi\nu |\mathbf{y}| / c(\nu)) \quad (2.7)$$

On retrouve dans ce résultat la forme de corrélation donnée par [Cox73] pour une propagation 2D. En considérant cette fonction à la distance  $|\mathbf{y}|$  nulle, on voit que le facteur  $2\pi\nu|g(\nu)/c(\nu)$  est la DSP temporelle du bruit sur un capteur. La corrélation d'un bruit unimodal isotrope peut donc s'établir à partir de deux données seulement : la DSP temporelle du bruit et la vitesse de phase dans le milieu. Ce résultat permet de modéliser de façon simple la corrélation du bruit en environnement réel. La DSP temporelle et la vitesse  $c(\nu)$  n'étant pas explicitées et pouvant être non constantes, nous n'exprimerons pas analytiquement la fonction de corrélation spatio-temporelle  $\gamma_b(\tau, \mathbf{y})$ .

À titre d'illustration, nous présentons sur les figures 2.4, 2.5 et 2.6 un modèle synthétique de bruit unimodal. Les trois fonctions CST, CSF et DSP  $k - \nu$  sont calculées à partir d'un spectre temporel large bande empirique  $N_b(\nu)$  et d'une fonction de dispersion empirique  $c(\nu)$  non constante. La vitesse de phase varie de  $175\text{ms}^{-1}$  pour  $\nu = 0$  à  $125\text{ms}^{-1}$  pour  $\nu = 50\text{Hz}$ , ce qui peut correspondre à la vitesse d'ondes de Scholte lentes. La CSF  $\gamma_b(\nu, \mathbf{y})$  a été calculée à partir de la relation (2.7) et les deux fonctions duales (la CST et la DSP  $k - \nu$ ) ont été déduites par transformées de Fourier. Sur les figures 2.4 et 2.5, seules les fréquences positives ont été représentées et sur la figure 2.4 (a) les hautes fréquences sont rehaussées car la répartition  $g(\nu)$  de la puissance sur la surface de dispersion décroît très rapidement avec la fréquence. Analysons ces figures :

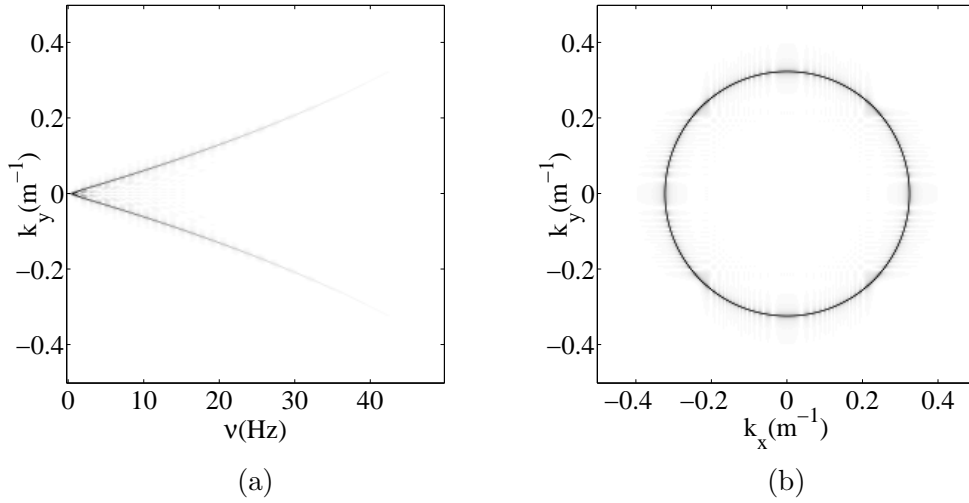


FIG. 2.4 – Densité spectrale de puissance  $k - \nu \gamma_b(\nu, \mathbf{k})$ . Coupes à  $k_x = 0$  (a) et  $\nu = 42\text{Hz}$  (b)

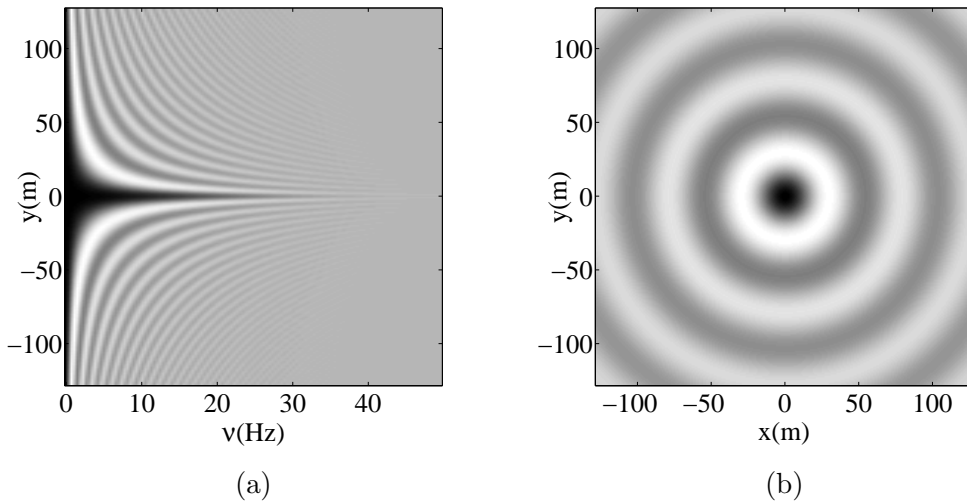


FIG. 2.5 – Corrélation spatio-fréquentielle  $\gamma_b(\nu, \mathbf{y})$ . Coupes à  $x = 0$  (a) et  $\nu = 4\text{Hz}$  (b). Les tons de gris moyens représentent les cohérences proches de zéro. Les cohérences positives sont les gris foncés et les négatives sont les gris clairs.

- Sur la DSP  $k - \nu$  (figure 2.4), la puissance est concentrée sur la surface de dispersion. La coupe par le plan  $k_x = 0$  comporte de la puissance sur les deux lignes  $k_y = \pm\nu/c(\nu)$  tandis que la coupe  $\nu = 42\text{Hz}$  comporte de la puissance sur le cercle  $|\mathbf{k}| = 42/c(42)$ .
- Sur la CSF (figure 2.5), les oscillations en fonction de la distance  $|\mathbf{y}|$  sont celles de la fonction  $J_0$ . La période spatiale de ces oscillations décroît avec la fréquence, elle est d'environ une longueur d'onde. La distance de corrélation est de  $0,38\lambda$ . La DSP

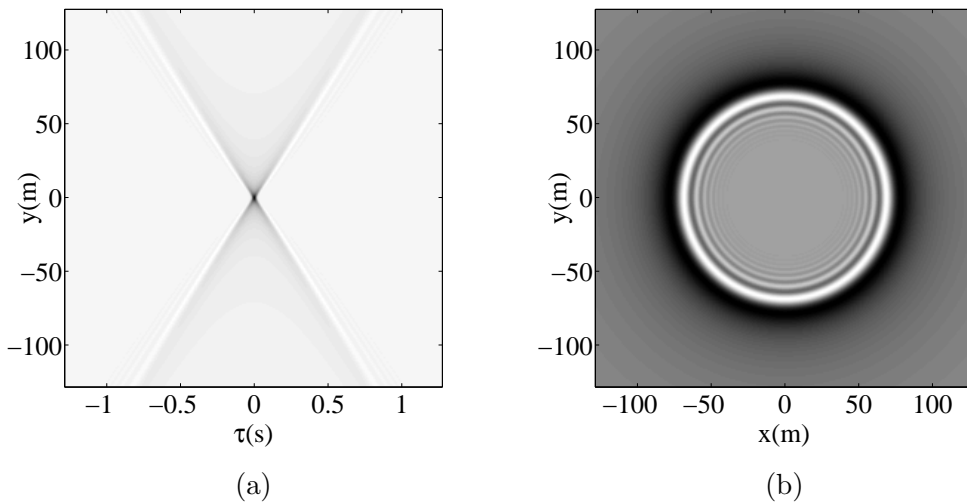


FIG. 2.6 – Corrélation spatio-temporelle  $\gamma_b(\tau, \mathbf{y})$ . Coupes à  $x = 0$  (a) et  $\tau = 0.47\text{s}$  (b)

temporelle du bruit se lit sur la ligne  $\mathbf{y} = 0$  ( $x = 0$  et  $y = 0$ ), figure 2.5 (a).

- Sur la CST (figure 2.6), le « point central » ( $\tau = 0$  et  $\mathbf{y} = 0$ ) correspond à la puissance du bruit. Il s’agit de la puissance reçue en un point des ondes émises par l’ensemble des sources de bruit. Pour le retard nul, la corrélation décroît rapidement avec la distance mais ne s’annule pas. Cette corrélation est expliquée par les sources situées sur la médiatrice des deux points de mesure considérés : les ondes émises par des sources sur cette médiatrice arrivent en même temps aux deux points. À la distance nulle, on lit la corrélation temporelle du bruit (ici très proche d’un bruit blanc). La corrélation est la plus forte sur un cône (ou sur deux lignes sur la coupe 2.6 (a)). À une distance donnée, la corrélation est maximale pour un retard correspondant à la vitesse de propagation dominante. Comme nous avons introduit de la dispersion dans cet exemple, ce cône de forte corrélation est mal défini. Enfin, à un retard donné (coupe 2.6 (b)), on note des oscillations concentriques plus basses fréquences à grande distance, ce qui est cohérent avec la dispersion définie.

Le modèle de bruit défini jusqu’ici rend compte de la nature propagative du bruit mais il n’est pas tout à fait réaliste physiquement puisqu’il ne tient pas compte de l’absorption dans le milieu de propagation. Cette prise en compte est inévitable pour définir un bruit (donc sa corrélation) quand la distribution des sources de bruit est d’extension infinie. En effet, sans atténuation le niveau de bruit ne serait pas borné. L’absorption fait décroître la CST  $\gamma_b(\tau, \mathbf{y})$  et la CSF  $\gamma_b(\nu, \mathbf{y})$  plus « rapidement » en fonction de la distance que dans l’expression (2.7) et la DSP  $k - \nu \gamma_b(\nu, k_r)$  devient réellement volumique et n’est plus confinée sur la surface de dispersion.

Pour définir le bruit en tenant compte de l’absorption, il convient de reformuler le problème à partir d’une distribution de sources, et de la réponse impulsionnelle du milieu,

la fonction de Green. Le lien entre la fonction de corrélation et la fonction de Green du milieu de propagation a été déterminé théoriquement par [RSKR05] dans le cas d'une propagation 3D avec atténuation : la dérivée temporelle de la fonction de corrélation est la fonction de Green symétrique (différence des fonctions de Green causale et anticausale) à un filtrage d'atténuation près. Considérons que le bruit est produit par une distribution uniforme infinie de sources unitaires  $s(t, \mathbf{x})$  sans corrélation :

$$E[s(\tau_1, \mathbf{y}_1)s(\tau_2, \mathbf{y}_2)] = \delta(\tau_1 - \tau_2)\delta(\mathbf{y}_1 - \mathbf{y}_2) \quad (2.8)$$

La propagation dans le milieu est décrite par la fonction de Green causale et indépendante de la position de l'impulsion  $g(t, \mathbf{x})$ . L'expression du bruit est la convolution des sources par le « filtre spatio-temporel » qu'est cette fonction de Green :

$$b(t, \mathbf{x}) = \int_{\tau} \int_{\mathbf{y}} s(\tau, \mathbf{y})g(t - \tau, \mathbf{x} - \mathbf{y})d\tau d\mathbf{y} \quad (2.9)$$

En tenant compte de (2.8), la CST du bruit est :

$$\gamma_b(\tau, \mathbf{y}) = \int_{\tau'} \int_{\mathbf{y}'} g(-\tau', -\mathbf{y}')g(\tau - \tau', \mathbf{y} - \mathbf{y}')d\tau' d\mathbf{y}' \quad (2.10)$$

C'est la convolution de la fonction de Green par son anticausale en temps et espace, ou simplement son anticausale en temps lorsque la propagation est isotrope. Par transformée de Fourier temporelle on obtient la CSF :

$$\gamma_b(\nu, \mathbf{y}) = \int_{\mathbf{y}'} g^*(\nu, -\mathbf{y}')g(\nu, \mathbf{y} - \mathbf{y}')d\mathbf{y}' \quad (2.11)$$

puis par transformée de Fourier spatiale la DSP  $k - \nu$  :

$$\gamma_b(\nu, \mathbf{k}) = g^*(\nu, \mathbf{k})g(\nu, \mathbf{k}) \quad (2.12)$$

$g(\nu, \mathbf{y})$  et  $g(\nu, \mathbf{k})$  sont respectivement la transformée de Fourier temporelle et la transformée  $k - \nu$  de la fonction de Green. Chaque transformée de Fourier change une convolution en produit. La conjugaison dans (2.11) et (2.12) vient de la fonction de Green anticausale en temps. La relation entre la corrélation et la fonction de Green est finalement très simple dans le domaine  $k - \nu$ . Cette relation permet de calculer la corrélation du bruit dans des milieux de propagation simulés relativement complexes. En revanche, si dans un cas réel la fonction de corrélation est estimée, (2.12) ne permet pas de calculer la fonction de Green directement car la phase en est indéterminée. Des connaissances à priori peuvent permettre de définir la phase pour fournir une estimation de la fonction de Green. On sait notamment que celle-ci est par nature causale en temps. Par exemple, il est possible de construire de façon unique la fonction de Green en faisant l'hypothèse qu'elle est à phase minimale.

### 2.4.2 Application à une antenne linéaire

Nous venons de présenter les propriétés spatio-temporelles d'un champ de bruit 2D propagé et nous avons vu que la DSP  $k-\nu$  du bruit se répartit au voisinage d'une surface de l'espace  $k-\nu$  lorsque le bruit est composé d'un seul mode. Il nous faut maintenant définir les propriétés statistiques d'un tel bruit enregistré par une antenne. Pour une antenne linéaire, on peut calculer une DSP en fonction de la fréquence et du nombre d'onde dans la direction de l'antenne. Repérons la position le long de l'antenne par l'abscisse  $x$  et notons  $k_x$  le nombre d'onde associé. La DSP du bruit enregistré est notée  $\gamma_b(\nu, k_x)$ . Elle est obtenue par transformée de Fourier spatiale 1D de  $\gamma_b(\nu, x)$ . Reprenons le modèle sans atténuation (2.7) en notant  $N_b(\nu)$  la DSP temporelle :

$$\gamma_b(\nu, k_x) = \frac{N_b(\nu)c(\nu)}{2\pi|\nu|} \tilde{J}_0\left(\frac{c(\nu)k_x}{2\pi\nu}\right) \quad (2.13)$$

$\tilde{J}_0$  désigne la transformée de Fourier (1D) de  $J_0$ . La puissance du bruit est principalement concentrée sur les deux lignes vérifiant l'équation  $k_x = \pm\nu/c(\nu)$  (figure 2.7 (a)). Ici encore l'atténuation étend le support de la densité spectrale de puissance sur l'antenne et cet effet est renforcé lorsque l'on considère une antenne d'extension finie. L'échantillonnage spatial est un autre paramètre à prendre en compte pour modéliser le bruit sur une antenne réaliste. Les deux lignes de  $\gamma_b(\nu, k_x)$  peuvent en effet subir un repliement en cas de sous échantillonnage. Si celui-ci devient très important, la densité spectrale de puissance sur l'antenne peut occuper le domaine  $\mathbf{k}-\nu$  de façon très dense. En revanche si le repliement est modéré, le support de  $\gamma_b(\nu, k_x)$  restera limité et on pourra tirer parti dans les traitements de ces propriétés du bruit. Nous représentons sur la figure 2.7 (a), (c) et (e) des DSP en  $k_x-\nu$  pour une antenne linéaire avec trois conditions d'échantillonnage différentes. La fréquence de Nyquist est 50Hz. Le milieu est absorbant avec une loi en  $\exp(\alpha\nu x)$  et est légèrement dispersif,  $c(0) = 130\text{m/s}$  et  $c(50\text{Hz}) = 100\text{m/s}$ . Les conditions d'échantillonnage sont les suivantes :

- (a) L'antenne a un échantillonnage spatial correct (1m entre capteurs), et elle est longue devant la distance d'absorption pour les fréquences supérieures à 5Hz.
- (c) L'antenne a un échantillonnage spatial correct (1m entre capteurs), et elle comporte 10 capteurs (elle mesure 9m).
- (e) L'antenne est spatialement sous-échantillonnée dix fois (10m entre capteurs), et elle comporte 10 capteurs (elle mesure 90m).

Pour la figure 2.7 (a), la DSP est maximale sur les deux lignes de dispersion. Celles-ci sont mal définies en hautes fréquences par suite de l'absorption. Cette figure ressemble beaucoup à la surface de dispersion figure 2.4 (a). La coupe (b) à  $\nu = 25\text{Hz}$  montre qu'une partie de la puissance se situe entre les lignes de dispersion. L'antenne étant linéaire, les ondes arrivant avec une incidence proche de la normale à l'antenne ont des vitesses apparentes plus grande que la vitesse de propagation dans le milieu. Pour la figure 2.7 (c), les lignes de dispersion sont élargies à cause de la petite taille de l'antenne, la DSP a été interpolée en

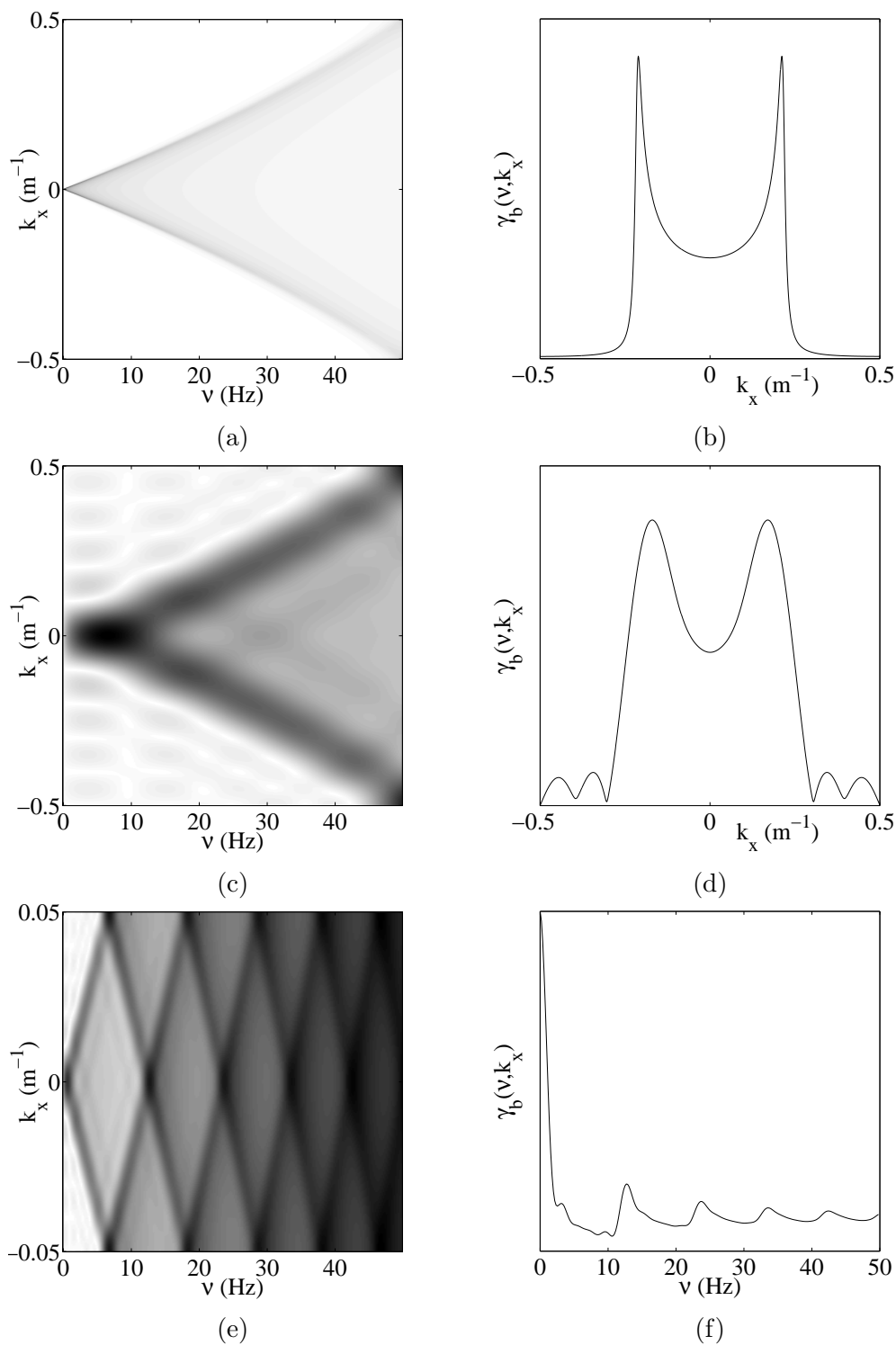


FIG. 2.7 – Densité spectrale de puissance  $\gamma_b(\nu, k_x)$  pour trois antennes différentes (a), (c) et (e). Coupes correspondantes à  $\nu = 25$ Hz (b),  $\nu = 25$ Hz (d) et  $k_x = 0.01\text{m}^{-1}$  (f).

nombre d'onde. Le blanchiment du bruit qui revient à égaliser le niveau dans le domaine  $k - \nu$  serait relativement facile à réaliser. Sur la figure 2.7 (e), le sous-échantillonnage provoque un repliement en nombre d'onde très important. Comme pour la figure (c), La DSP (e) comporte des zones de puissances hétérogènes qui sont les lignes repliées et les espaces entre elles. On gagnerait donc à réaliser un blanchiment du bruit. L'observation de la coupe (f) montre qu'en pratique le blanchiment serait délicat à réaliser et n'apporterait pas un gain important.

Ces DSP en  $k_x - \nu$  mettent en évidence le fait que même avec un nombre réduit de capteurs on tirera facilement parti d'un blanchiment du bruit dans les traitements si toutefois le repliement en nombre d'onde est limité (c), garantissant une bonne localisation de la puissance dans le plan.

### 2.4.3 Densité spectrale continue en $k - \nu$

Dans un milieu de propagation, les ondes à une fréquence  $\nu$  donnée ne peuvent exister que pour des vecteurs d'ondes discrets. Pourtant deux effets font qu'en pratique la DSP  $k - \nu$  du bruit est une distribution volumique dans l'espace  $k - \nu$ . Il s'agit de l'absorption intrinsèque du milieu et de l'extension finie des antennes réalistes.

Intéressons nous au cas particulier d'une antenne de dimension spatiale inférieure à l'espace de propagation : une antenne linéaire dans un milieu de propagation 2D, ou une antenne plane dans un milieu 3D. Dans ce cas, la vitesse apparente d'une onde plane sur l'antenne est toujours supérieure à la vitesse de propagation physique, sauf si l'onde se propage parallèlement à l'antenne. Ainsi pour une antenne linéaire (en 2D ou 3D), si la direction de propagation fait un angle  $\theta$  avec l'antenne, la vitesse apparente de l'onde est  $c/\cos(\theta)$ ,  $c$  étant la vitesse de propagation physique. C'est pour cela que la DSP en  $k_x - \nu$  de la figure 2.7 (a) présente une distribution continue de la puissance entre les deux lignes de dispersion.

Dans [SK88] les auteurs mentionnent le « spectre continu » du bruit mesuré au fond de la mer, qui concerne le bruit à propagation ni modale, ni sous forme d'ondes de surface. Ce bruit est donc simplement composé d'ondes de volume dans l'eau. L'intervalle d'incidences possibles s'étend de l'incidence verticale à l'incidence critique du premier mode normal ; les vitesses apparentes correspondantes au fond de la mer varient d'une vitesse infinie à la vitesse du premier mode normal. Ces ondes s'atténuant rapidement, le « spectre continu » du bruit ne concerne que des sources à faible distance. Les auteurs remarquent que sur un capteur multicomposante donné, ce bruit n'est en réalité mesurable qu'en dessous de la fréquence de coupure du premier mode normal dans le guide d'eau. Aux basses fréquences, il est aussi rapidement dominé par les ondes de surface. Notons que par très petit fond, il se peut que les fréquences de coupure des modes normaux soient au delà de la bande de fréquence de travail. Dans ce cas le bruit à propagation acoustique sera constitué entièrement par ce « spectre continu ».



### 2.4.4 Bruit propagé multimodal

L'analyse du bruit propagé peut être étendue à un bruit multimodal, c'est à dire propagé par des mécanismes différents. Dans le cas de modes produits par des sources physiques différentes, les densités spectrales s'ajoutent puisque les bruits associés aux modes sont décorrélés. Si au contraire deux modes sont produits par les mêmes sources, il faut alors considérer la fonction de Green complète du milieu pour prévoir la DSP  $k - \nu$  du bruit, mais celle-ci correspondra toujours surtout aux vecteurs d'onde physiques du milieu. Pour une antenne linéaire, la DSP en  $k_x - \nu$  comportera autant de « paires de lignes » que de modes de propagation.

Dans [Muy06], un enregistrement du bruit de 33 minutes sur une antenne au fond de la mer est présenté. Il s'agissait d'une antenne 4C (un OBC) composée de 448 capteurs avec un espacement de 12,5m. Nous montrons sur la figure 2.8 la transformée  $k - \nu$  du bruit enregistré pour la composante verticale, dans la bande 0-2,5Hz. La plus grande partie de l'énergie est dans la bande 0,3-1,3Hz, entre les deux lignes de dispersion de l'onde de Scholte (ligne en pointillé jaune). Au delà de 1,3Hz, l'énergie est principalement entre les deux lignes correspondant à la vitesse 1500m/s, il s'agit du bruit acoustique. On distingue encore de l'énergie le long des lignes de dispersion des ondes de Scholte jusqu'à 2,5Hz. La composante pression (non représentée) a une allure très similaire à la composante verticale. Sur la composante horizontale orthogonale à l'antenne (non représentée), l'énergie du premier mode des ondes de Love est également visible, limitée par les deux lignes de dispersion correspondantes.

Les observations de [SK88, Muy06] montrent qu'en petit fond et dans la bande de fréquences qui nous intéresse (1-100Hz), le bruit mesuré au fond de la mer est principalement le bruit acoustique qui se propage dans la colonne d'eau. La grande corrélation spatiale mesurée par [TMC<sup>+</sup>95] dans la bande 5-30Hz indique une propagation plutôt rapide du bruit. Il s'agit donc aussi de propagation acoustique plutôt que d'ondes sismo-acoustiques de surface. Revenons sur le modèle séparable de la section 2.3. La figure 2.9 représente la DSP  $k - \nu$  pour une composante du bruit. Le bruit est temporellement blanc et la corrélation spatiale est celle issue de [TMC<sup>+</sup>95], indépendante de  $\nu$ . La DSP  $k - \nu$  est une distribution continue et la puissance est concentrée autour de la ligne  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  (figure 2.9). Ainsi modélisé le bruit est principalement constitué d'ondes se propageant à grande vitesse. À titre de référence, nous représentons la vitesse acoustique dans l'eau  $c_f = 1500\text{m.s}^{-1}$  par les lignes en pointillés. Le bruit étant acoustique, la DSP  $k - \nu$  devrait occuper le domaine entre les deux lignes. Nous voyons donc que l'approximation d'un bruit séparable n'est pas trop mauvaise dans la bande 5-20Hz. En plus haute fréquence le modèle est trop « rapide » pour représenter du bruit d'origine acoustique et en basse fréquence il est trop « lent ».

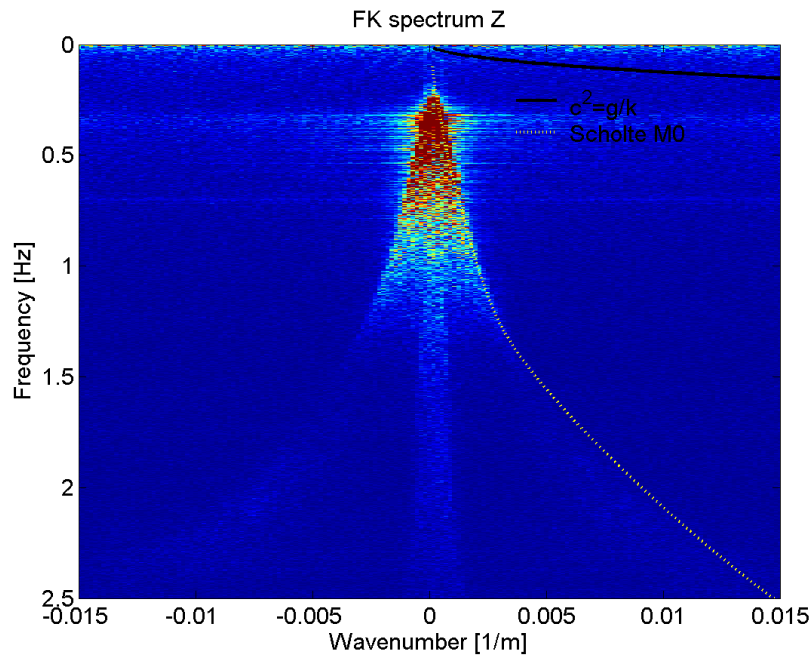


FIG. 2.8 – Bruit sur une antenne linéaire de géophones verticaux au fond de la mer, en représentation  $k - \nu$ . D'après [Muy06].

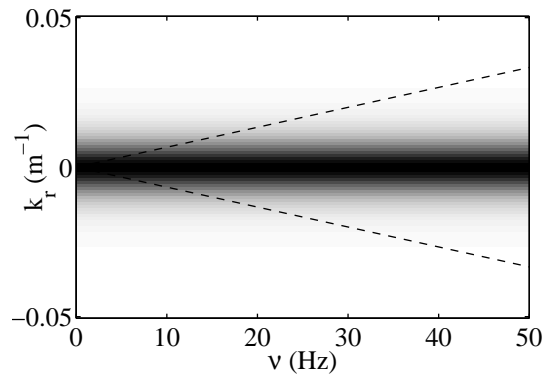


FIG. 2.9 – DSP  $k - \nu$  pour un modèle de bruit séparable.

### 2.4.5 Bruit propagé multicomposante

Comme nous considérons ici des capteurs multicomposante, il nous faut définir une fonction de Green adaptée. Le milieu de propagation réel est 3D à géométrie verticalement hétérogène et les sources ont une distribution volumique, peuvent être de plusieurs types (sources de pression, forces) et avoir des spectres différents. Nous nous plaçons dans un cadre plus restreint pour simplifier l'écriture mais cette étude peut être étendue. Nous considérons comme en section 2.4.1 une distribution de sources de pression sans corrélation

spatiale ni temporelle, à une profondeur unique. Ainsi nous pouvons conserver une fonction de Green 2D et ignorer la dimension verticale du milieu. Comme nous mesurons maintenant plusieurs composantes du champ, nous définissons une fonction de Green vectorielle  $\mathbf{g}(t, \mathbf{x})$  de composantes  $\{g_l(t, \mathbf{x})\}$ . Les fonctions de corrélation pour une composante sont définies comme en section 2.4.1. Le bruit vectoriel et les fonctions de corrélation ont les expressions suivantes :

$$\mathbf{b}(t, \mathbf{x}) = \int_{\tau} \int_{\mathbf{y}} s(\tau, \mathbf{y}) \mathbf{g}(t - \tau, \mathbf{x} - \mathbf{y}) d\tau d\mathbf{y} \quad (2.14)$$

$$\gamma_{b_{lm}}(\tau, \mathbf{y}) = \int_{\tau'} \int_{\mathbf{y}'} g_l(-\tau', -\mathbf{y}') g_m(\tau - \tau', \mathbf{y} - \mathbf{y}') d\tau' d\mathbf{y}' \quad (2.15)$$

La transformée  $k - \nu$  de la fonction de Green peut s'exprimer

$$\mathbf{g}(\nu, \mathbf{k}) = \mathbf{p}(\nu, \mathbf{k}) g(\nu, \mathbf{k}) \quad (2.16)$$

où  $\mathbf{p}(\nu, \mathbf{k})$  est le vecteur de polarisation du mode, qui dans le cas général dépend de la fréquence  $\nu$  et du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , et  $g(\nu, \mathbf{k})$  est la fonction de Green scalaire en  $k - \nu$ . Le vecteur de polarisation ayant un degré de liberté (complexe), cette écriture n'est pas unique. On pourra choisir pour fonction de Green scalaire l'une des composantes de  $\mathbf{g}(\nu, \mathbf{k})$ . Les remarques que nous avons formulées pour un modèle de bruit séparable en section 2.3.2 s'appliquent encore ici : en propagation P-SV la composante horizontale du vecteur déplacement est radiale donc si la distribution de sources est isotrope, les déplacements horizontaux sont décorrélés entre eux et des autre composantes. Les densités spectrales de puissance et la densité inter-spectrale de puissance entre les composantes  $P$  et  $v_z$  sont alors :

$$\gamma_{b_l}(\nu, \mathbf{k}) = |p_l(\nu, \mathbf{k})|^2 |g(\nu, \mathbf{k})|^2 \quad (2.17)$$

$$\gamma_{b_{34}}(\nu, \mathbf{k}) = p_3(\nu, \mathbf{k}) p_4^*(\nu, \mathbf{k}) |g(\nu, \mathbf{k})|^2 \quad (2.18)$$

Comme (2.12), ces deux relations peuvent s'utiliser dans les deux sens. À partir d'un modèle de propagation, on peut construire la fonction de Green et en déduire les fonctions de corrélation. À l'inverse, à partir des fonctions de corrélation et de la corrélation inter-composante, on peut retrouver la fonction de Green mais sa phase n'est pas directement accessible. En effet (2.17) ne donne que le module de la composante  $l$  de la fonction de Green en  $k - \nu$ . La seule information de phase mesurée est la différence de phases entre les composantes pression et déplacement vertical, connue grâce à (2.18). Comme dans le cas d'un bruit scalaire, les phases des différentes composantes de la fonction de Green peuvent être définies en exploitant la causalité.

## 2.5 Conclusion sur le Bruit

La connaissance du bruit est capitale en acoustique sous-marine et elle l'est tout autant pour notre application sismo-acoustique. La mise au point des systèmes optimaux de traitement nécessite la connaissance des propriétés statistiques du bruit ambiant. Nous les avons

décrites dans ce chapitre. Elles s'avèrent être très différentes suivant les configurations du milieu (la nature des sédiments et la hauteur d'eau), la bande de fréquence considérée et même l'instant considéré (la saison, l'heure du jour, l'état de la mer et l'intensité du trafic maritime).

Dans ce chapitre nous avons décrit les propriétés statistiques du bruit, à partir des plusieurs sources bibliographiques. Nous avons abordé les différentes corrélations que possède le bruit sismo-acoustique : la corrélation temporelle, la corrélation spatiale d'un point à un autre du fond marin et la corrélation intercomposante, qui se mesure entre deux capteurs de types différents à une même position. Nous avons construit un modèle de bruit séparable en temps, espace et composante ainsi qu'un modèle de bruit propagé, plus réaliste. La réalité expérimentale est en accord avec le modèle propagé. Mais nous avons montré que dans certaines conditions, le bruit propagé peut être approché par un modèle séparable. Avec une profondeur de 50m et plus, au dessus de quelques Hertz, le bruit mesuré au fond de la mer est dominé par le bruit acoustique. Cependant, avec des profondeurs beaucoup plus faibles, le bruit sismo-acoustique propagé sous forme d'ondes de surface pourrait prendre de l'importance.

Comme les propriétés du bruit dépendent du lieu et du moment, nous devons les estimer pour chaque expérience afin d'y adapter les traitements. Les modèles que nous avons élaborés dans ce chapitre peuvent servir de guide lors de l'estimation des caractéristiques réelles. Si un modèle unimodal n'est pas assez réaliste, le bruit peut être modélisé par la fonction de Green du milieu.



# Chapitre 3

## Outils de simulation

Pour les travaux de cette thèse, nous avons été amenés à simuler les ondes de Scholte. Dans ce chapitre nous présentons d'abord un modèle empirique de signaux pour les ondes de Scholte. Nous abordons ensuite les modèles physiques de propagation d'ondes élastiques utilisés dans un but de réalisme. Plusieurs familles de calcul numérique existent pour modéliser la propagation. Les principales sont : l'intégration en nombre d'ondes, les équations paraboliques, les différences finies et les éléments finis. Ces méthodes peuvent toutes être déclinées en 2D ou 3D. Nous avons utilisé deux outils de calcul particuliers : un modèle de différences finies 2D et un modèle 3D d'intégration en nombres d'ondes discrets. Nous décrirons ces deux outils et aborderons le problème de la simulation d'objets enfouis.

### 3.1 Modèles empiriques de signaux

Pour les simulations du système présenté dans le chapitre 6 nous avons défini des modèles empiriques d'ondes de Scholte, notamment pour une étude théorique des performances. Ils peuvent tous être écrits sous la forme générale suivante dans le domaine fréquentiel :

$$\mathbf{s}(\nu, d) = \mathbf{p}_{ST}(\nu) s(\nu) \alpha(\nu, d) \exp(-2\pi j \nu d / c_{ST}(\nu)) \quad (3.1)$$

Dans cette écriture,  $\mathbf{s}$  est le signal polarisé reçu, en fonction de la fréquence  $\nu$  et de la distance de propagation  $d$ .  $\mathbf{p}_{ST}(\nu)$  est le vecteur de polarisation de l'onde de Scholte modélisée. Il attribue au déplacement particulaire une polarisation elliptique dans le plan vertical de propagation conformément à la figure 1.3 et une polarisation  $P/v_z$  également en quadrature. La forme du spectre des signaux est portée par  $s(\nu) \alpha(\nu, d)$ ,  $s(\nu)$  étant l'ondelette scalaire à une distance de référence et  $\alpha(\nu, d)$  modélisant l'effet de l'atténuation et éventuellement la réflexion sur une cible. L'exponentielle est le facteur de propagation à la vitesse  $c_{ST}(\nu)$  pour la fréquence  $\nu$ , choisie empiriquement ou conformément à des simulations ou références de la littérature.

Les différents modèles utilisés au chapitre 6 seront détaillés dans chaque exemple. Leur utilisation en simulation permet de prévoir la réponse de l'onde de Scholte seule, sans l'in-

fluence des autres types d'ondes (ondes de volume, ondes SV guidées...). Ainsi l'utilisation de ce modèle analytique est utile pour une caractérisation rapide des performances du système proposé.

## 3.2 Différences finies 2D

Nous avons utilisé comme outil de simulation 2D un logiciel fourni par S. Operto et J. Virieux du Laboratoire Géoscience Azur [Vir86]. Il s'agit d'un code de différences finies 2D qui simule la propagation d'ondes P-SV en deux dimensions. Toutes les grandeurs sont discrétisées en temps et en espace. Une cellule de base (stencil) de la grille de différences finies comporte les propriétés du milieu ( $\rho$ ,  $\lambda$  et  $\nu$ ), les vitesses  $v_x$  et  $v_z$  et les contraintes  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{zz}$  et  $\sigma_{xz}$ . Ce code peut être utilisé en sismique comme en sismo-acoustique marine [Nic04]. La formulation des différences finies a été étendue au quatrième ordre spatial par [Lev88].

Un intérêt important de cette méthode de calcul par différence finies réside dans la possibilité de modéliser des milieux complexes hétérogènes aussi bien horizontalement que verticalement, et ce de façon implicite en définissant les paramètres mécaniques ( $\rho$ ,  $\lambda$  et  $\mu$ ) appropriés dans les grilles numériques. En particulier, la forte discontinuité que constitue le fond marin et qui « porte » les ondes de Scholte ou un objet enfoui dans les sédiments sont définis implicitement au logiciel. Par nature ce logiciel pourra générer un grand éventail de types d'ondes différents, selon la géométrie du milieu de propagation (notamment les ondes de volume, de surface, guidées, réfractées ou coniques). Des conditions aux limites absorbantes de type *perfectly matched layer* [Ber94, CL96] ont été implémentées pour éviter toute réflexion sur les cotés et en bas de la grille, simulant ainsi un espace infini. Quant à la surface de l'eau, elle est définie par une condition à la limite explicite issue de la théorie de l'image.

Cette modélisation discrète de la propagation impose des contraintes d'utilisation. Avec le stencil de différences finies donné par [Vir86] et pour un grille carré de côté  $\Delta_x$ , la période d'échantillonnage  $\Delta_t$  doit, pour assurer la stabilité numérique, vérifier la relation :

$$c_{max} \frac{\Delta_t}{\Delta_x} \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.2)$$

où  $c_{max}$  est la vitesse de propagation maximale des ondes P dans le milieu. La discrétisation fait apparaître une dispersion numérique. Dix pas de grille par longueur d'onde minimale sont préconisés avec ce stencil pour limiter correctement la dispersion. soit :

$$10\Delta_x \leq \lambda_{min} \quad (3.3)$$

Les grandeurs fournies par le logiciel sont la pression  $P$  et les déplacements selon les deux directions de la géométrie,  $u_x$  et  $u_z$ .

Nous présentons une simulation réalisée avec ce logiciel. Il s'agit d'un scénario de génération d'onde de Scholte à une interface fluide/solide délimitant deux demi-espaces homogènes, de l'eau et un sédiment lent. Les caractéristiques géoacoustiques sont

- pour le fluide,  $\rho_f = 1000\text{kg.m}^{-3}$  et  $c_f = 1500\text{m.s}^{-1}$
- pour le solide,  $\rho_s = 1500\text{kg.m}^{-3}$ ,  $c_P = 1500\text{m.s}^{-1}$  et  $c_S = 200\text{m.s}^{-1}$

L'ondelette émise à la source est large bande, avec un spectre constant de 5 à 20Hz. La vitesse théorique des ondes de Scholte le long de cette interface est de  $178\text{m.s}^{-1}$ , ce qui donne une longueur d'onde minimale de 8.9m (à 20Hz). Les paramètres de la simulation sont résumés sur la figure (3.1).

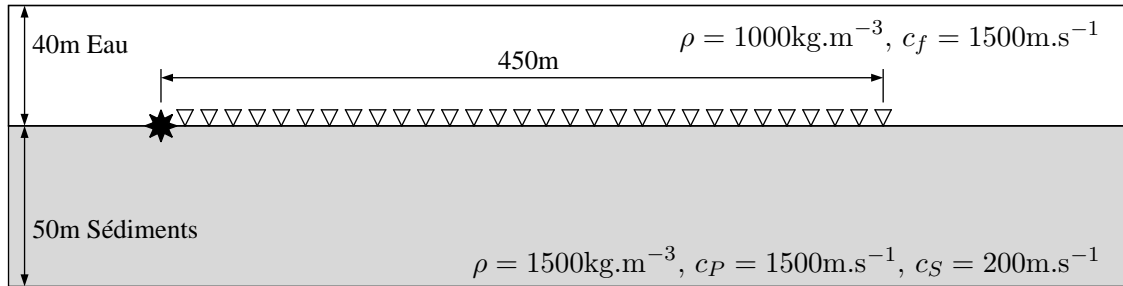


FIG. 3.1 – Scénario de génération d'une onde de Scholte non dispersive, par différences finies 2D.

Avec neuf pas de grille de 1m par longueur d'onde minimale, nous respectons approximativement la condition de non-dispersion préconisée par [Vir86]. Les profondeurs des deux couches dans les grilles ont également été définies de manière à ne pas influencer la propagation de l'onde de Scholte : les potentiels des trois champs (acoustique, P et S) aux bords des grilles sont négligeables à la fréquence minimale de 5Hz. Dans le pire des cas, c'est à dire pour le potentiel de cisaillement, l'atténuation est de 98%, à 50m sous l'interface.

La figure 3.2 présente les signaux générés pour la composante verticale  $v_z$  des capteurs. L'onde de Scholte y est très dominante. Dans la représentation  $x - t$ , les signaux ont été normalisés par leur amplitude maximale et dans la représentation  $k - \nu$ , l'amplitude est représentée en niveau de gris avec une échelle logarithmique. Sur la représentation  $k - \nu$ , pour  $\nu < 20\text{Hz}$  la courbe de dispersion de l'onde est linéaire et passe par  $(0, 0)$ , ce qui correspond bien à une onde non dispersive. Elle suit la dispersion théorique (en pointillés). Au delà de cette fréquence, la ligne de dispersion s'incurve : l'onde apparaît comme dispersive malgré la nature du milieu. C'est la manifestation de la dispersion numérique, due à la discrétisation du problème. Cette dispersion est observable également sur la représentation  $x - t$  par l'évolution de la forme d'onde en s'éloignant de la source. Ce défaut de simulation ne concerne que l'énergie résiduelle de l'onde émise, qui n'est pas strictement à bande limitée. La contrainte de non dispersion (3.3) a été définie pour un niveau d'exigence donné sur l'exactitude de la solution. Certains auteurs ont préconisé une contrainte plus sévère (30 à 60 points par longueur d'onde) pour le stencil de [Vir86] comme pour d'autres [SGS00].

Ce modèle de propagation 2D est calculé pour une géométrie indépendante d'une des directions horizontales de l'espace. En particulier, une source en un point de la grille repré-



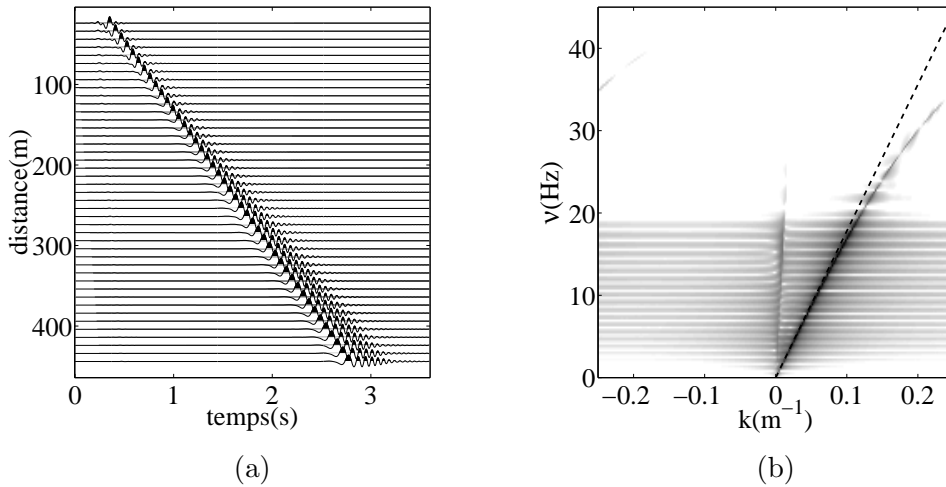


FIG. 3.2 – Onde de Scholte non dispersive simulée par différences finies 2D. Représentation  $x - t$  (a) et  $k - \nu$  (b).

sente une ligne source. Ceci à pour conséquence une atténuation géométrique non représentative de la réalité pour une source ponctuelle. Ainsi une onde de volume simulée par différences finies 2D possède une atténuation cylindrique et non sphérique, et une onde de surface ne présente pas d'atténuation géométrique.

### 3.3 Intégration en nombres d'onde discrets

Le second logiciel que nous avons utilisé en simulation modélise la propagation par intégration en nombres d'onde discrets. Il nous a été fourni par M. Dietrich du Laboratoire de géophysique interne et tectonophysique. Ce programme simule la propagation 3D d'ondes élastiques générées par une source ponctuelle, dans un milieu horizontalement stratifié. Le principe de la méthode utilisée est de réaliser préalablement les calculs dans le domaine fréquence-nombre d'onde, puis d'intégrer la solution en nombres d'onde discrets suivant la méthode due à [Bou81]. Cette intégration est possible numériquement grâce à l'hypothèse d'une périodisation spatiale du problème. Les formes d'ondes temporelles sont obtenues par transformée de Fourier inverse.

Le milieu est constitué de couches horizontales, homogènes et isotropes, éventuellement absorbantes. La couche la plus profonde est infinie, et la couche la plus superficielle peut être fluide pour modéliser l'océan. Elle peut être soit infinie, soit limitée par une surface libre. Tous les types d'ondes peuvent être générés mais nous n'avons utilisé que des sources explosives, nous limitant ainsi à une propagation P-SV. La source de type Ricker et les récepteurs peuvent être placés n'importe où sauf exactement sur une interface. Les grandeurs données par le logiciel sont la pression  $P$ , et le déplacement particulaire selon les trois directions de l'espace  $u_x$ ,  $u_y$  et  $u_z$ .

Nous présentons une simulation par cet outil dans des conditions similaires à la section précédente. Les positions relatives de l'interface, de la source et des capteurs sont les mêmes. Les seules différences sont une source de spectre différent et la propagation 3D. L'absorption dans les deux milieux n'est pas modélisée. La figure 3.3 présente les signaux

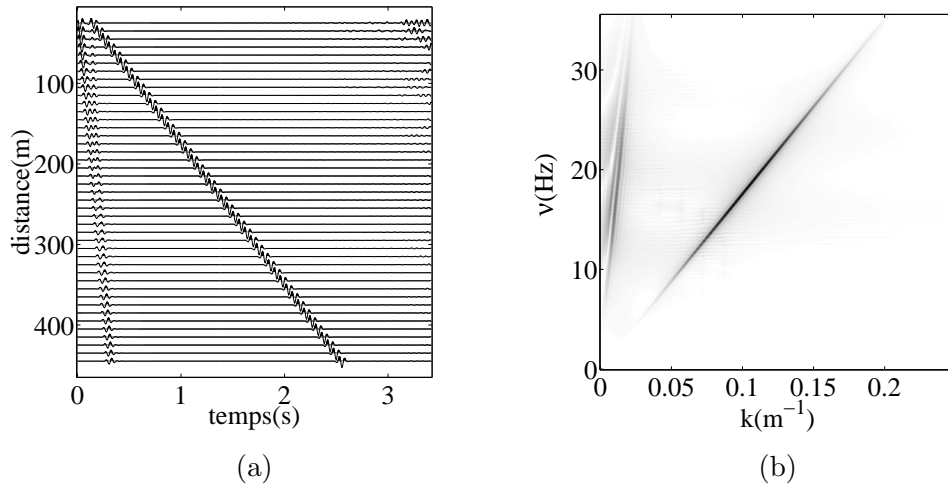


FIG. 3.3 – Onde de Scholte non dispersive 3D simulée par Intégration en nombres d'ondes discrets. Représentation  $x - t$  (a) et  $k - \nu$  (b).

générés pour la composante  $P$ . Pour la représentation  $x - t$ , les signaux ont été normalisés en amplitude. L'onde de Scholte paraît cette fois non dispersive, la forme d'onde n'évolue pas en s'éloignant de la source. Sur les capteurs, l'onde de Scholte est précédée par des arrivées qui correspondent à l'onde  $P$  directe et ses réflexions à la surface de l'eau. Enfin, on note pour les capteurs proches de la source un bruit de Gibbs à la fin des signaux. Sur la représentation  $k - \nu$ , la fonction de dispersion de l'onde de Scholte est pour cette simulation parfaitement linéaire sur toute l'étendue du spectre.

### 3.4 Réflexion sur un objet enfoui

Dans cette section, nous nous intéressons à la réflexion des ondes sur un objet enfoui, en particulier pour les ondes de surface. Nous présentons quelques approches possible de ce problèmes et donnons quelques ordres de grandeur pour les ondes réfléchies. Établir un modèle analytique de diffraction pour un objet volumique même simple (comme une sphère par exemple) s'avère irréaliste dès que le milieu de propagation n'est pas homogène. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, le couplage des ondes P et S à une interface fluide/solide fait apparaître différents phénomènes de propagation qui compliquent cet objectif : ondes de surface, ondes réfractées ou encore pour des fluides ou solides non homogènes, des ondes guidées. En conséquence pour les objets volumiques, il est nécessaire d'utiliser des méthodes numériques comme les différences finies ou les éléments finis.

Une autre approche est cependant possible et adaptée à la modélisation de points diffractants dans un milieu pouvant être hétérogène : un calcul perturbatif donnant la variation différentielle au premier ordre de la réponse du milieu de propagation pour des variations supposées faibles des propriétés de ce milieu. [Tar84] introduit ainsi les sismogrammes différentiels, basés sur les dérivées de Fréchet. Cette notion peut être exploitée dans le calcul numérique de réflexions par des points ou surfaces diffractants [MD98] avec une précision acceptable jusqu'à 10% de variation des densités ou vitesses de propagation. L'approximation peut être étendue à des ordres supérieurs mais au prix d'une grande complexité de calculs.

Une approche similaire d'un point de vue théorique est suivie par [Smi98] pour définir la réflexion des ondes de surface (Rayleigh ou Scholte) sur un objet à l'interface, assimilé à un point. L'auteur exprime l'intensité réémise en fonction de la direction, de la longueur d'onde et des variations des propriétés mécaniques au point diffractant en question. Il trouve notamment une dépendance en  $\nu^3$  pour l'amplitude réémise. Il est tout à fait logique que l'énergie des hautes fréquences soit mieux réfléchié puisque les ondes de surface ont une pénétration dans le solide diminuant avec la fréquence. Cependant, le calcul correspond à l'hypothèse d'un réflecteur affleurant. La dépendance fréquentielle sera différente pour un objet enfoui à une profondeur non négligeable.

### 3.4.1 Différences finies 2D avec un objet enfoui

En section 3.2, nous avons souligné l'intérêt des méthodes de calculs par différences finies pour spécifier les interfaces de contraste de propriétés mécaniques. Ces méthodes semblent donc tout indiquées pour modéliser des objets diffractants, dans un milieu homogène ou non. Si les différences finies 2D ne peuvent modéliser que des sources linéaires, il en est de même pour un objet enfoui. L'amplitude de l'onde réfléchi ne peut être liée aux deux dimensions horizontales de l'objet. De plus, comme la section efficace d'un objet réfléchissant une onde plane dépend de la longueur d'onde considérée, la dépendance fré-

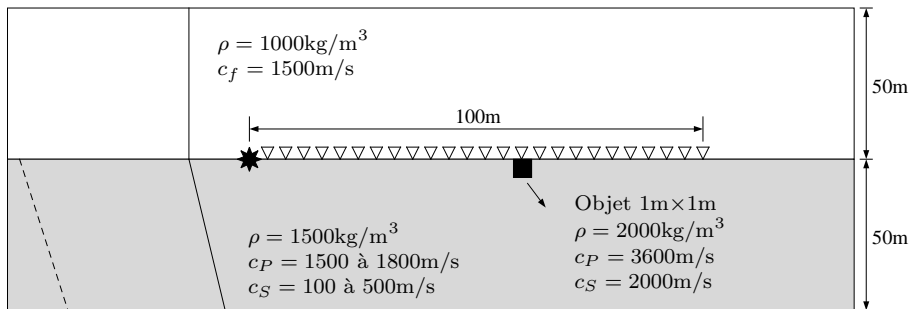


FIG. 3.4 – Scénario de génération d'onde de Scholte en présence d'un objet enfoui, dans des sédiments hétérogènes, la vitesse  $c_f$  ou  $c_P$  est représentée en trait continu et  $c_S$  en pointillés.

quentielle de la réflexion sera différente d'un cas 3D.

Toutefois une simulation 2D reste intéressante pour notre étude. La figure 3.4 schématise un scénario de réflexion d'onde de Scholte pour un objet affleurant dans des sédiments hétérogènes. Le pas de la grille de différences finies est de 0,25m. Les déplacements et la pression sont mesurés sur une antenne de 100m partant de la source, l'objet étant situé à 60m. Les dimensions de cet objet sont 1m×1m, il est défini sur  $4 \times 4$  points de la grille.

Les signaux trois composantes enregistrés sont représentés sur les figures 3.5 ( $P$ ), ( $x$ ) et ( $z$ ). Les figures 3.5 ( $Pr$ ), ( $xr$ ) et ( $zr$ ) sont les champs des ondes réfléchies, la différence des champs obtenus avec et sans objet. Comme pour la simulation de la section 1.6, les ondes générées par la source sont l'onde de volume P directe, l'onde S guidée dans les sédiments et l'onde de Scholte. On les identifie clairement sur les déplacements horizontaux ( $x$ ); deux arrivées S sont d'ailleurs visibles. En frappant l'objet à l'interface, chaque onde se « réfléchit » à nouveau en différents types d'ondes. Nous désignerons ainsi par exemple P-SC l'onde de Scholte réémise par l'objet quand l'onde P incidente l'atteint. Dans les signaux, le champ d'ondes P réémis et le champ total créé par l'onde P incidente sont d'énergies très faibles par rapport aux autres ondes réfléchies. Sur les déplacements horizontaux ( $xr$ ), les ondes guidées S sont prépondérantes tandis que pour les signaux de pression et les déplacements verticaux, ce sont les ondes de Scholte, l'onde SC-SC étant très dominante. C'est à cette dernière que les traitements d'antenne seront adaptés. On peut noter enfin que le champ résultant de la présence de l'objet n'est pas symétrique. Conformément aux simulations de [Gél05], nous observons un champ plus important dans la direction de propagation de l'onde incidente (déport > 60m dans les figures 3.5 ( $Pr$ ), ( $xr$ ) et ( $zr$ )).

Intéressons nous maintenant au contenu spectral des signaux incidents et réfléchis. L'absorption comme l'atténuation géométrique sont absentes de ces simulations. Par conséquent, le spectre des signaux ne varie pas d'un déport à l'autre. Seule la forme d'onde évolue, sous l'effet de la dispersion. Par contre ce sont les spectres des ondes de Scholte seules que nous voulons comparer et celles ci sont difficilement séparables des ondes S. Nous avons donc fait cette comparaison avec une simulation équivalente mais sans dispersion pour éviter de générer des ondes S guidées. Nous avons défini un sédiment uniforme ayant les propriétés du précédent à l'interface (c'est à dire  $\rho = 1500\text{kg/m}^3$ ,  $c_P = 1500\text{m/s}$  et  $c_S = 100\text{m/s}$ ). Les spectres de la pression et de la vitesse de déplacement vertical d'une onde donnée (incidente ou réfléchie) sont identiques conformément au calcul de la polarisation de la section 1.2.1 et aux remarques de la section 1.3.2. Les spectres incident et réfléchi sont représentés sur la figure 3.6. On mesure entre eux et en basse fréquence une dépendance fréquentielle en  $\nu^2$ , contre  $\nu^3$  pour un réflecteur ponctuel à l'interface dans le cas 3D. Le pic observé sur le spectre réfléchi autour de 80Hz correspond en fait à un résidu haute fréquence de l'onde incidente, qui à cause de la dispersion numérique, se trouve inévitablement superposé à l'onde réfléchie.

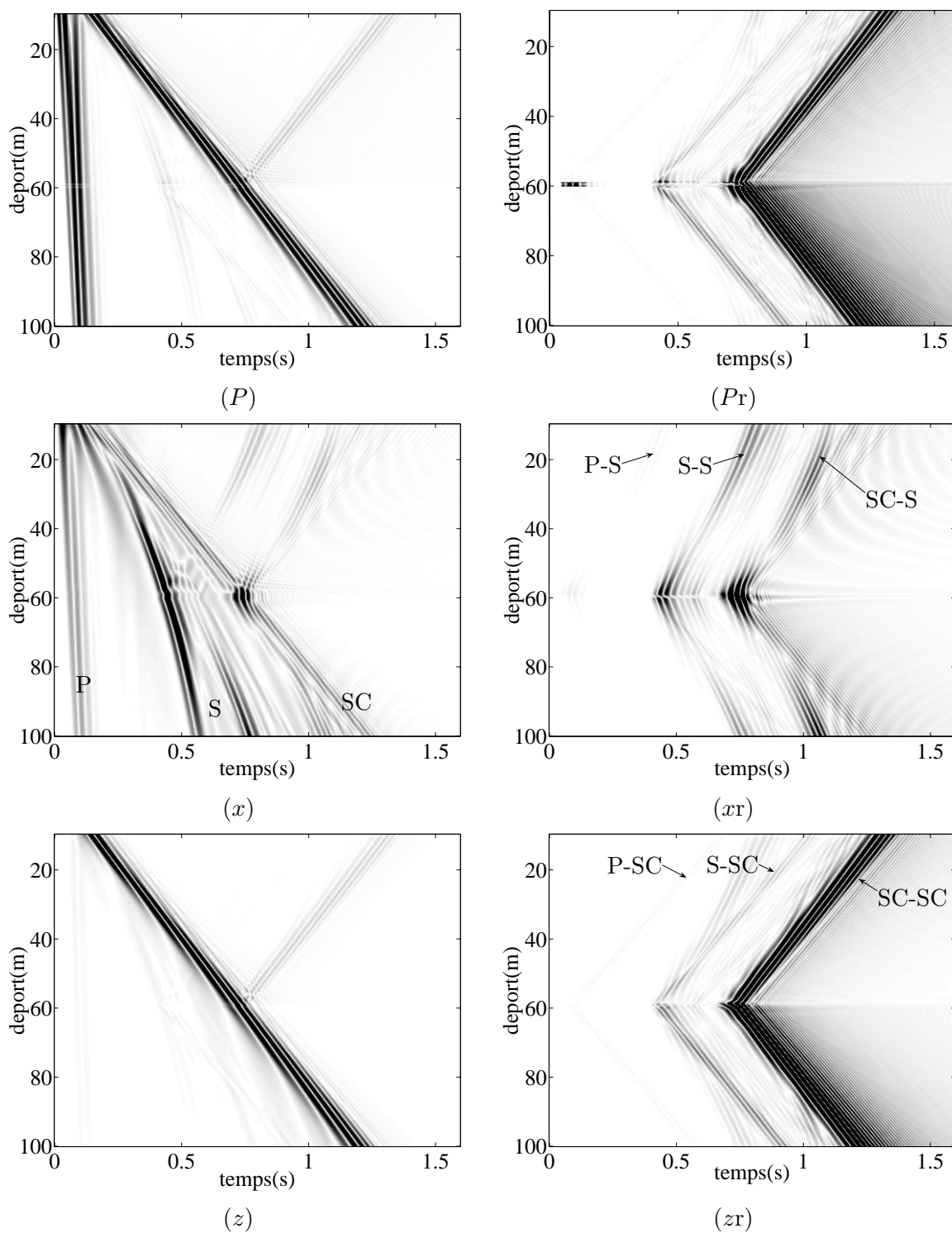


FIG. 3.5 – Champ d'onde 3C pour un milieu hétérogène avec un objet enfoui, simulé par différences finies 2D. Champ total (figures de gauche) et champ réfléchi (figures de droite).

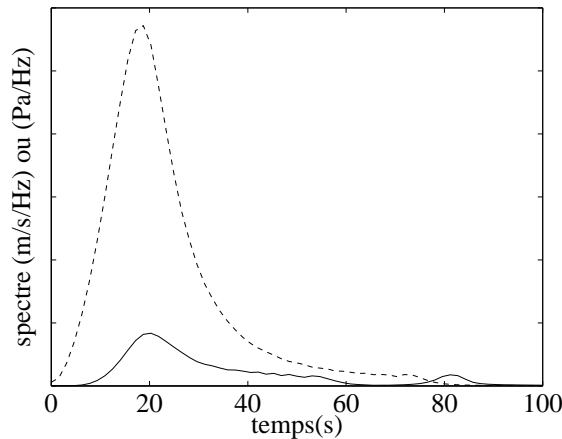


FIG. 3.6 – Spectre d'un signal de pression ou de vitesse de déplacement vertical pour l'onde incidente (pointillés) et réfléchie (trait plein).

Finalement les simulation par différences finies 2D permettent de générer tous les types d'ondes P-SV susceptibles d'être rencontrés en réalité. Même si l'atténuation géométrique n'est pas réaliste, les rapports d'amplitudes entre ondes de volumes et ondes guidées le sont. Cette remarque n'est pas valable pour ce qui est des ondes réfléchies par un objet à l'interface. Ces simulation ne peuvent donner directement l'intensité et le spectre des ondes réfléchies mais ceux-ci peuvent être évalués approximativement en considérant que l'intensité est proportionnelle à la dimension transversale de l'objet, et en ajoutant une dépendance en  $\nu$  due à la dimension transversale non simulée. En outre, comme nous le montrerons par la suite, les traitements d'antenne peuvent aussi bien être adaptés à la propagation 2D qu'à la propagation 3D. Enfin la phase de l'onde rétropropagée rend bien compte de ce qui serait observé en 3D dans la direction de l'onde incidente.

### 3.4.2 Différences finies 3D

Les simulations 3D présentent l'avantage de pouvoir réellement simuler un objet ponctuel ou de faible extension. La précision de la solution obtenue n'est limitée que par la finesse du maillage. En contrepartie, ces simulations nécessitent des ressources de calculs considérables. En plus d'une dimension supplémentaire, le nombre de champs à calculer se trouve également augmenté : pour la formulation de [Vir86] un stencil 2D de propagation P-SV comporte deux vitesses et trois contraintes, et un stencil 3D complet comporte trois vitesses et six contraintes. De tels calculs sont souvent implémentés avec des architectures parallèles.

Dans [KM96], le champ diffracté par un objet ponctuel enfoui est calculé par différences finies 3D. L'objet de volume  $1,5\text{m}^3$  est enfoui à 1m sous l'interface eau/sable, très près d'un rivage par 3m de profondeur d'eau. La source a été placée à diverses positions et les champs résultants ont été calculés avec et sans objet pour isoler le champ diffracté par celui-ci.

D'après les auteurs, l'énergie est renvoyée par l'objet sous forme d'onde de surface, de type Rayleigh étant donnée la très faible profondeur d'eau. La longueur d'onde dominante était 7,5m environ et l'amplitude réémise à 1m était 60dB plus faible que l'onde incidente ou encore 68,7dB à une longueur d'onde.

Dans [SSL02], c'est la diffraction par une mine terrestre enfouie qui est modélisée par différences finies 3D. L'objet est défini par un nombre conséquent de points de la grille discrète. L'onde incidente émise à une vitesse de 100m/s environ et une longueur d'onde  $\lambda_i$  de 15cm (à la fréquence centrale 700Hz environ). La dimension latérale de l'objet est 8cm soit  $\lambda_i/2$  et il s'étend verticalement sous l'interface de 2 à 5cm soit  $\lambda_i/3$ . L'amplitude rayonnée par rapport à l'intensité incidente est supérieure au cas simulé par [KM96] : elle est de l'ordre de -45dB à une longueur d'onde. Cet accroissement de la réflexion va dans le sens de la taille de l'objet, plus importante par rapport à la longueur d'onde dans le cas de [SSL02] mais une telle différence s'explique aussi par les propriétés mécaniques de l'objet. Comme il comporte une cavité d'air, les auteurs indiquent une résonance au passage de l'onde de surface.

### 3.5 Compromis pour l'étude du système

Les deux outils présentés possèdent leurs avantages, leurs contraintes d'utilisations et leurs limitations propres. La formulation hétérogène de [Vir86] permet de définir de façon simple un objet enfoui dans les sédiments ou une topographie non plane pour l'interface. Cet outil s'est donc imposé pour la simulation des échos des cibles, puisque l'autre logiciel ne nous autorise qu'une géométrie horizontalement homogène. Nous avons souligné plus haut que les simulations par différences finies sont entachées d'une dispersion numérique. Quelle que soit son importance cette dispersion numérique peut être traitée au même titre que la vraie dispersion physique. Elle n'impose donc pas de limite aux algorithmes de traitements d'antenne que nous appliquons dans la suite de ce manuscrit, même si la dispersion apparente est légèrement différente de celle des ondes réelles.

Le logiciel de propagation 3D est plus réaliste pour la génération des ondes. En effet, il modélise correctement l'atténuation géométrique des ondes et permet de définir des couches de matériaux absorbants. Même si les propriétés des sédiments ne peuvent varier continûment dans le modèle, une succession de couches modélise bien un gradient de vitesse de propagation, pour un temps de calcul toujours inférieur aux différences finies. En conséquence, lorsque seules les ondes générées par la source sont nécessaires, cette méthode de simulation est préférable.

**Deuxième partie**

**Systeme de détection-localisation**





## Chapitre 4

# Présentation générale du système

Notre objectif est de générer des ondes de Scholte pour détecter des objets enfouis dans les sédiments sous-marins. Comme un système SONAR actif classique, le système que nous proposons comporte une source et une antenne de réception. Les ondes émises par la source sont diffractées par les objets à détecter et les échos sont reçus sur l'antenne. La figure 4.1 représente schématiquement la configuration du système. La géométrie de l'antenne, connue *a priori*, et les caractéristiques de propagation, inconnues *a priori*, sont utilisées dans un traitement de détection-localisation des cibles.

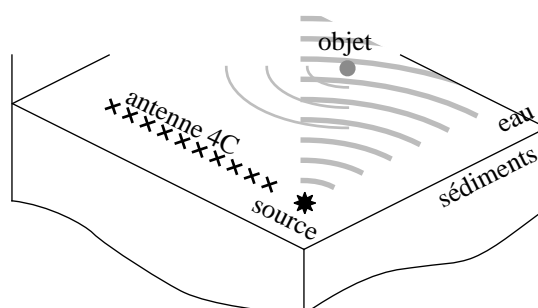


FIG. 4.1 – Représentation schématique du système à l'interface eau sédiments. Il est composé d'une source et d'une antenne 4C. Les ondes de Scholte émises par la source sont réfléchies par les objets enfouis.

Sur le fond marin, la propagation d'ondes sismo-acoustique, que nous exploitons dans le système de détection, peut avoir une grande variabilité. C'est ce qui fait toute la difficulté de la conception d'un système fiable. Le traitement d'antenne devra être adapté aux caractéristiques locales du milieu (la propagation et le bruit), de manière à éviter un biais rédhibitoire de localisation et une baisse importante de la probabilité de détection. Il n'est donc pas envisageable d'utiliser des connaissances *a priori* sur la propagation. Nous proposons un système qui peut être déployé dans un milieu de propagation inconnu en s'adaptant

à ses caractéristiques. Pour ce faire, nous réalisons un traitement des signaux reçus par l'antenne en deux étapes : l'étape d'apprentissage et l'étape de détection-localisation.

Dans ce chapitre de présentation, nous commençons par aborder le point central du système qui est la stratégie de traitement des signaux en deux étapes. Nous établissons ensuite la géométrie du système. Nous abordons enfin l'aspect matériel du système en donnant un aperçu des capteurs et des sources qui peuvent être utilisés dans un cadre opérationnel.

## 4.1 Stratégie de traitement des signaux

Décrivons les deux étapes de traitement des signaux que nous proposons afin de tenir compte de la variabilité du milieu de propagation.

**Apprentissage.** Cette première étape utilise l'onde incidente pour la caractérisation de la propagation des ondes de Scholte : vitesse et dispersion des ondes, atténuation avec la distance et polarisation. L'onde incidente sert aussi à identifier l'ondelette émise. Nous verrons plus loin qu'elle a son importance dans la détection-localisation. L'apprentissage est développé au chapitre 5.

**Détection-localisation.** Le second temps du traitement, présenté au chapitre 6, est la détection-localisation des objets enfouis. Elle est mise en œuvre par un traitement d'antenne qui réalise une formation de voies généralisée multicomposante. Cette étape construit une image du fond marin que nous appellerons indifféremment image de détection ou image de focalisation. Le traitement tient compte des caractéristiques estimées du signal mais aussi de celles du bruit, dont nous avons présenté la modélisation au chapitre 2.

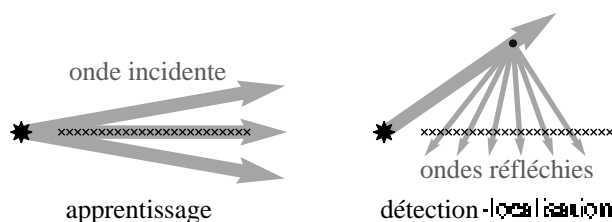


FIG. 4.2 – Les deux étapes du traitement : l'apprentissage à partir de l'onde incidente émise par la source et enregistrée par l'antenne, et la détection-localisation d'échos d'objets en utilisant les propriétés estimées.

## 4.2 Géométrie du système

Comme nous l'avons vu dans la partie I, les amplitudes des déplacements et de la pression relatives à une onde de Scholte sont les plus importantes au voisinage de l'interface

fluide-solide. C'est précisément à l'interface que des capteurs doivent être placés pour détecter une onde de ce type. De la même manière, l'amplitude d'une onde de Scholte est d'autant plus grande que la source qui la produit est placée près de l'interface. Nous faisons le choix de placer cette source dans l'eau de manière à réduire au maximum l'émission d'ondes SH. Dans la suite ces points ne seront pas rediscutés. Nous considérerons donc un problème à géométrie plane horizontale ; c'est la composante horizontale des vecteurs d'ondes qui interviendra dans les calculs.

Pour définir la géométrie horizontale de l'antenne, il conviendra de tenir compte à la fois de la physique de la propagation, du rapport signal à bruit pour les échos reçus et des limitations pratiques pour le système opérationnel. Si l'on fait le choix d'une antenne linéaire uniforme, la physique de la propagation impose une limite maximale pour la distance intercapteur pour garantir un échantillonnage spatial correct. La dimension de l'antenne, ou sa longueur s'il s'agit d'une antenne linéaire, peut être définie en fonction de l'atténuation des ondes dans le milieu. En effet il est inutile de prendre en compte un capteur pour lequel le rapport signal à bruit sera négligeable devant les autres. Enfin, le choix de la forme de l'antenne dépend de l'application envisagée. Pour un système de détection fixe, l'antenne peut être de forme relativement complexe, conçue de manière à optimiser son ouverture sur toute une zone du fond marin. Idéalement, elle pourrait être circulaire. Pour un système de détection mobile, par exemple traîné par un navire, l'antenne pourrait difficilement être autre que linéaire.

Nous n'irons pas plus loin dans cette analyse. Une définition précise de la géométrie sort du cadre de l'étude préliminaire que nous présentons dans ce manuscrit. De plus les traitements des signaux qui sont le cœur de ce travail ne reposent pas sur une géométrie particulière du système. Nous n'approfondirons pas la façon de procéder pour installer la source et l'antenne ni la gestion de la commande et de l'acquisition des données.

## 4.3 Sources

Principalement pour des aspects pratiques mais aussi pour éviter de propager des ondes SH, nous choisissons de générer les ondes de Scholte à partir de sources dans l'eau. Nous utiliserons des sources impulsives pour générer des ondes larges bandes. Les principales technologies possibles sont les explosifs, les canons à air ou à eau, les *sparkers* émettant des impulsions par des arcs électriques entre des électrodes et les sources implosives. Les explosifs peuvent être très efficaces mais en prospection pétrolière, ils ont été abandonnés vers la fin des années 1960 au profit de sources plus souples d'utilisation. Les sources explosives (explosifs, canons à air, *sparkers*) ont en commun l'effet de bulle : le volume de gaz, d'air ou de vapeur d'eau généré se détend puis se contracte périodiquement jusqu'à dissipation totale de l'énergie. Cet effet est préjudiciable aux acquisitions sismiques mais pour notre application, si le signal émis est correctement modélisé ou estimé, les traitements pourront y être adaptés. Pour les sources implosives et les canons à eau, l'énergie rayonnée

résulte de l'effet de l'eau comblant un vide localement créé par le système.

Le choix de la source dépendra de la période de déclenchement, de la puissance et du spectre d'émission nécessaires. Les canons à air opèrent avec une fréquence centrale de 10 à 100Hz selon le volume de la chambre. Les *sparkers* émettent une impulsion plus haute fréquence (supérieure à 100Hz). Ils peuvent tirer avec une grande fréquence de répétitions mais les électrodes ont un nombre de tir limité puisqu'elles s'érodent à chaque tir. Mentionnons aussi l'utilisation de transducteurs piézoélectriques qui sont de faible puissance et émettent à plus hautes fréquences. Toutes ces solutions pourront être considérées dans un cadre opérationnel.

## 4.4 Types de capteurs

Nous nous intéressons ici spécifiquement au matériel existant, en particulier aux domaines d'utilisation des différentes technologies de capteurs. Les capteurs utilisés en sismique terrestre sont des géophones, dispositifs mesurant les déplacements du sol dans une direction donnée. Ils peuvent également être utilisés en mer ; ils sont dans ce cas placés sur le fond marin pour mesurer ses déplacements. En pratique, on utilise le plus souvent des capteurs électromécaniques constitués d'une bobine mobile dans un aimant. Ce dernier est le corps du géophone et la bobine y est maintenue par un ressort de rappel. Lorsque le capteur se déplace au passage d'une onde, un déplacement relatif est observé grâce à l'inertie de la bobine, une différence de potentiel est alors induite aux bornes de celle-ci. À une fréquence donnée, la tension mesurée est proportionnelle à la vitesse de déplacement dans l'axe du géophone. On définit la sensibilité du capteur comme le rapport d'amplitude de la tension et de la vitesse de déplacement. Les équations régissant le comportement électrodynamique des géophones ont été établies par différents auteurs des années 1930 à 1980. [SG95] en fait une synthèse. Nous ne revenons pas dans ce manuscrit sur ces équations. Nous retenons toutefois que le système possède une fréquence de résonance propre. Au delà de cette fréquence, la sensibilité du capteur tend à être constante alors qu'en deçà, elle décroît rapidement, ce qui limite naturellement la bande passante. Des géophones piézoélectriques sont aussi utilisés, mais plus marginalement. Dans la mer on emploie aussi des hydrophones, capteurs sensibles aux variations de pression du fluide. Par nature ils n'enregistrent que les ondes de compression alors que les géophones enregistrent les différentes composantes de la vitesse dues à la compression et au cisaillement du solide. Les hydrophones sont conçus actuellement avec des matériaux piézoélectriques.

### 4.4.1 Ordres de grandeur

Les capteurs utilisés sont des outils d'étude et surveillance géophysique comme de prospection pétrolière. À cette seconde application correspondent des ordres de grandeurs physiques différents : des fréquences plus élevées et des longueurs d'ondes plus faibles. Les dimensions caractéristiques de notre application (tailles objets, précision de la localisation)

seront inférieures à celles de la sismique pétrolière mais le matériel utilisé en prospection pétrolière peut servir de référence du point de vue technologique. Pour les géophones, la fréquence propre est généralement comprise entre quelques Hertz et une trentaine de Hertz [SG95]. Cette valeur peut être bien inférieure en géophysique, de l'ordre de  $10^{-3}$  Hz. D'après [SG95] en 1982, la sensibilité des géophones était de l'ordre de  $70\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Les documentations techniques actuelles annoncent  $270\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour des sismomètres terrestres et jusqu'à  $50\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour des géophones de prospection pétrolière. Quant aux hydrophones, leur sensibilité peut varier de 7,5 à  $25\text{V}/\text{bar}$  [SG95], comme elle est faible, on regroupe plusieurs éléments en série dans les câbles d'hydrophones (*Streamers*).

Les *streamers*, composés exclusivement d'hydrophones, sont utilisés en prospection depuis les années 1940. Ils sont traînés par des navires et peuvent atteindre des longueurs de 15km, ce qui pose des problèmes de positionnement. Ce problème existera pour notre application mais dans une bien moindre mesure puisque les antennes seront de taille très inférieures et déployées à de faibles profondeurs. Ce paramètre n'est pas étudié dans ce manuscrit. Dans les années 80 sont apparus les *Ocean Bottom Cables* (OBC) composés de géophones horizontaux et verticaux. Les géophones verticaux permettent de supprimer les réflexions multiples à la surface de l'eau, ces ondes ayant une polarisation opposée aux ondes P montantes. Aujourd'hui des câbles composés de géophones 3C ou 4C sont aussi utilisés. Ils exploitent alors la polarisation horizontale et permettent de différencier les ondes P et S. Les géophones sont maintenus par des cardans dans un bain d'huile, ce qui leur permet de s'orienter par gravité. Même si nous comptons utiliser un type d'onde différent, des câbles similaires pourraient être employés pour tirer parti de la polarisation des ondes de Scholte. Ces dispositifs multicomposante ont également l'avantage d'augmenter le RSB sans allonger l'antenne puisqu'ils doublent, triplent ou quadruplent le nombre de signaux utiles. Pour des études à courte portée (quelques kilomètres carrés), certains groupes pétroliers déploient un ensemble de capteurs 4C autonomes (technologie *node*) tout à fait similaires aux *Ocean Bottom Seismometers* (OBS) utilisés en géophysique. Ils offrent par rapport aux OBC une meilleure précision grâce à leur dispositif de positionnement et d'orientation et un meilleur couplage mécanique avec le fond marin, garantissant une moindre distorsion des acquisitions [SS98].

La technologie de capteurs 4C employée dans les OBC offre par contre l'avantage d'un encombrement réduit. Les quatre capteurs occupent un cylindre de 5-6cm de diamètre par 40-50cm de longueur alors qu'un *node* est un module volumineux pesant typiquement 100kg. Les câbles peuvent être installés par des navires alors que les *node* doivent être manipulés par des petits engins submersibles (ROV pour *Remotely Operated Vehicles* en anglais).

Après cette présentation de la structure globale du système proposé et des technologies d'émission et de réception, nous nous développons dans les chapitres 5 et 6 les méthodologies d'apprentissage et de détection-localisation d'objets.



# Chapitre 5

## Apprentissage

La première étape du traitement est la caractérisation des ondes de Scholte. La géométrie du système (antenne et source) est fixée, et on désire identifier les paramètres de propagation de l'onde de Scholte incidente. Les principales caractéristiques à déterminer sont la dispersion ou plus précisément la vitesse de phase en fonction de la fréquence, et la polarisation. On peut aussi estimer l'atténuation (géométrique et par absorption) pour évaluer la portée du système.

### 5.1 Estimation classique de la dispersion

Dans cette partie, nous présentons l'estimation de la dispersion. De nombreuses méthodes ont été développées dans le domaine temps-fréquence ou temps-échelle [DBL69, PMA03]. Leur principe est de filtrer les signaux d'antennes par des formes d'ondes analysantes de manière à déterminer la vitesse de groupe de l'onde en fonction de la fréquence. L'avantage de ces méthodes est qu'elles sont applicables avec un très faible nombre de capteurs, même un seul. En pratique, la méthode estime le retard de groupe à chaque fréquence et en déduit la vitesse de groupe  $c_g(\nu)$ , liée à la distance source-capteur. La vitesse de phase  $c(\nu)$  de l'onde peut ensuite être obtenue par intégration. On a  $k(\nu) = \nu/c(\nu)$  et  $dk = d\nu/c_g(\nu)$ . Une intégration donne

$$k(\nu) = k_0 + \int_{\nu_0}^{\nu} \frac{d\nu}{c_g(\nu)} \quad (5.1)$$

soit

$$\frac{1}{c(\nu)} = \frac{1}{\nu} \left( \frac{\nu_0}{c_0} + \int_{\nu_0}^{\nu} \frac{d\nu'}{c_g(\nu')} \right) \quad (5.2)$$

où  $c_0$  est la vitesse de phase à la fréquence de référence  $\nu_0$ . La vitesse de groupe  $c_g$  doit être connue sur l'intervalle  $[\nu_0, \nu]$  pour réaliser cette intégration numériquement. Ces méthodes temps-fréquence nécessitent la connaissance de la vitesse de phase en un point particulier et l'estimation finale de la fonction de dispersion dépend de la précision de cette donnée.



Le fait de disposer de plusieurs capteurs permet d'ajouter une dimension supplémentaire à l'analyse. On peut construire un ensemble d'ondes analysantes de caractéristiques différentes, le signal est alors étudié par projection sur toutes ces ondes. La transformée fréquence-nombre d'onde réalise une telle analyse puisqu'il s'agit d'une décomposition en ondes planes (voir section A.1).

### 5.1.1 Estimation de la dispersion en $k - \nu$

Lorsque l'antenne de réception est linéaire uniforme et alignée avec la source, il est possible de calculer rapidement la représentation  $k - \nu$  de l'onde, par transformée de Fourier discrète 2D. L'estimation de la vitesse de phase peut alors être réalisée dans ce domaine, comme nous le montrons en section A.3. Les effets en  $k - \nu$  de la mesure sur l'antenne sont un élargissement de la ligne représentant l'onde à estimer, des lobes secondaires et un éventuel repliement en nombre d'onde de la ligne. En pratique, on peut ne disposer que d'un petit nombre de capteurs ; la transformée de Fourier discrète 2D n'est alors pas directement exploitable puisque la précision en fréquence spatiale est trop pauvre ; la représentation doit être interpolée par addition de zéros avant transformation. La figure 5.1 illustre cet

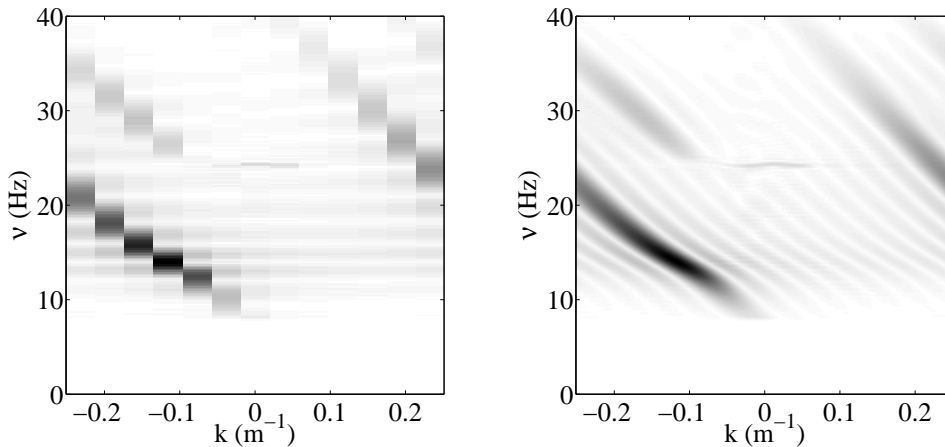


FIG. 5.1 – Exemple de représentations  $k - \nu$  sur une période en nombre d'onde, non interpolée (à gauche) et interpolée en nombre d'onde (à droite). L'antenne comprend 13 capteurs espacés de 0,5m.

effet. Sur la représentation interpolée présentée figure 5.1, l'onde à estimer est correctement échantillonnée jusqu'à la fréquence  $\nu = 22\text{Hz}$ . Au delà, la ligne correspondante est repliée en  $k$ . Les signaux d'antenne comportent une autre onde dont l'énergie est visible en  $k - \nu$  à partir de  $\nu = 25\text{Hz}$  (en haut à gauche de la représentation). Les lobes secondaires sont tout à fait visibles.

La vitesse de phase de l'onde à une fréquence  $\nu$  donnée est déterminée en repérant le maximum du lobe principal de la mesure en  $k$ , en tenant compte du repliement éventuel.

L'estimation peut être très précise même avec peu de capteurs si le bruit est faible. En effet la variance de l'estimation augmente avec la largeur du lobe principal. Les lobes secondaires le long de la courbe de dispersion pourraient être atténués par apodisation de la mesure, mais il en coûterait une augmentation de la variance d'estimation en présence de bruit puisque la ligne principale s'élargirait. En pratique cette apodisation ne s'avère pas nécessaire.

Lorsque l'antenne est sous-échantillonnée, l'effet du repliement en fréquence spatiale peut être compensé par correction de vitesse de manière à donner à l'onde une grande vitesse de phase apparente (voir section A.4). On utilise une vitesse  $c_0$  constante qui peut être arbitraire, ou être celle de la fréquence dominante dans les signaux. Avec cette correction de vitesse, le lobe principal de mesure se trouve centré sur le nombre d'onde  $k = -\nu [1/c(\nu) - 1/c_0]$ . La vitesse vraie estimée se déduit de la vitesse apparente  $c_{app}(\nu)$  par la relation

$$\frac{1}{c(\nu)} = \frac{1}{c_{app}(\nu)} + \frac{1}{c_0} \quad (5.3)$$

La valeur  $c_0$  n'a aucune incidence sur le résultat puisque la correction de vitesse appliquée est compensée après estimation.

Dans le domaine  $k - \nu$ , les ondes analysantes sur lesquelles on projette les signaux d'antenne sont des exponentielles complexes périodiques en temps et espace. Elles n'ont donc aucune résolution spatiale ni temporelle : deux ondes de dispersions identiques seront confondues en  $k - \nu$  même si elles sont spatialement ou temporellement séparées. [RMCP05] propose une approche multicapteurs basée sur des ondes analysantes dispersives à support temporel fini. Cette conception apporte à l'analyse un pouvoir de résolution temporelle, au détriment de la résolution fréquentielle. Les auteurs calculent ainsi pour chaque fréquence le temps d'arrivée de l'onde (ou des ondes), la vitesse de groupe et la vitesse de phase.

Les méthodes multicapteurs permettent de représenter les données dans un domaine où la dispersion des ondes est facilement lisible. Cependant lorsque le nombre de capteurs est trop petit la résolution ne permet pas une estimation correcte en présence de plusieurs ondes et la variance d'estimation est importante. Dans ces conditions, il est intéressant de tirer parti de la régularité des fonctions de dispersion dans l'estimation. La régularité des fonctions est localement prise en compte par [RMCP05] puisque les ondes analysantes ont un support linéaire dans le domaine  $k - \nu$  et qu'elles ont un recouvrement spectral (en  $\nu$ ). Il est possible également de réaliser en post-traitement un lissage de la fonction estimée.

Nous proposons une méthode qui tient compte de cette régularité sur tout le spectre de l'onde sans utiliser de banc de filtres. Nous estimons la vitesse de phase de façon paramétrique, à l'aide d'un modèle complet de vitesse de propagation. Dans la suite nous posons le problème de l'estimation paramétrique de l'ensemble des caractéristiques de l'onde incidente à estimer et nous détaillons la mise en œuvre pratique de cette estimation.

## 5.2 Estimation paramétrique de l'onde incidente

Pour réaliser une estimation paramétrique, il faut définir un modèle complet pour l'onde incidente et pour le bruit. Nous considérons d'abord un signal 1C, nous étendrons plus loin le modèle à plusieurs composantes. L'antenne de  $n_c$  capteurs enregistre une seule onde complètement inconnue et un bruit additif. Ce dernier est supposé gaussien, centré, temporellement et spatialement blanc. Les capteurs sont indexés par  $i$ , on considère que l'onde s'est propagée sur une distance  $d_i$  par rapport à la source ou à une distance de référence. La vitesse de phase de l'onde est  $c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)$  où  $\boldsymbol{\theta}_c$  est le vecteur de paramètres de la fonction de dispersion. Sur la distance  $d_i$  l'onde a subi une atténuation d'un facteur  $a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a)$  (supposé réel positif) où  $\boldsymbol{\theta}_a$  est le vecteur de paramètres de la fonction d'atténuation. Le signal reçu sur le capteur  $i$  s'écrit dans le domaine des fréquences

$$s_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) = s(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp[-2j\pi\nu d_i/c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)] \quad (5.4)$$

où  $s(\nu)$  est l'ondelette à la source ou à la distance de référence. Pour simplifier l'écriture, nous considérons le problème discret en temps. Nous pouvons donc écrire le signal bruité enregistré

$$r_i(\nu) = s_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) + b_i(\nu) \quad (5.5)$$

où les  $b_i(\nu)$  sont les échantillons du bruit dans le domaine des fréquences. L'ondelette de référence  $s(\nu)$  étant inconnue, nous la considérons comme formée d'un ensemble de paramètres à estimer (une valeur pour chaque fréquence discrète). Étant données les propriétés temporelles du bruit, les échantillons  $b_i(\nu)$  sont indépendants deux à deux, gaussiens circulaires et de variance  $\sigma_b^2$  :

$$E[b_{i_1}(\nu_1) b_{i_2}^*(\nu_2)] = \delta_{i_1 i_2} \delta_{\nu_1 \nu_2} \sigma_b^2 \quad (5.6)$$

La vraisemblance est la probabilité de l'observation  $\{r_i(\nu)\}$  conditionnée par les paramètres du modèle :

$$\Lambda(\{r_i(\nu)\}, \{s(\nu)\}, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) = P(\{r_i(\nu)\} | \{s(\nu)\}, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) \quad (5.7)$$

Les échantillons de bruit étant indépendants, on peut factoriser cette vraisemblance (notée  $\Lambda$  pour alléger l'écriture) :

$$\Lambda = \prod_{i\nu} \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{|r_i(\nu) - s_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c)|^2}{\sigma^2}\right] \quad (5.8)$$

Après développement, on écrit la log-vraisemblance en ignorant les termes constants :

$$\log \Lambda = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i\nu} [r_i(\nu) s_i^*(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) + r_i^*(\nu) s_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) - |s_i^*(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c)|^2] \quad (5.9)$$

et l'estimateur MV de  $s(\nu)$ ,  $\boldsymbol{\theta}_a$  et  $\boldsymbol{\theta}_c$  est

$$\left(\{\hat{s}(\nu)\}, \hat{\boldsymbol{\theta}}_a, \hat{\boldsymbol{\theta}}_c\right) = \arg \max_{\{s(\nu)\}, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c} \log \Lambda \quad (5.10)$$

Les  $\{s(\nu)\}$  étant des paramètres linéaires, leurs estimations à  $\boldsymbol{\theta}_a$  et  $\boldsymbol{\theta}_c$  fixés ont des expressions explicites que nous notons  $\{\hat{s}(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c)\}$ . Fixons donc  $\nu$ ,  $\boldsymbol{\theta}_a$  et  $\boldsymbol{\theta}_c$ . La valeur cherchée est celle qui annule le gradient correspondant. Ce gradient est d'après [Bra83] la dérivée de l'argument par rapport à  $s^*(\nu)$ , calculée en considérant que la quantité  $s(\nu)$  est indépendante de  $s^*(\nu)$

$$\frac{\partial \log \Lambda}{\partial s^*(\nu)} = \frac{1}{\sigma^2} \left\{ \sum_i r_i(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp [2j\pi\nu d_i/c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)] - s(\nu) \sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \right\} \quad (5.11)$$

$$\hat{s}(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) = \frac{\sum_i r_i(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp [2j\pi\nu d_i/c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)]}{\sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a)} \quad (5.12)$$

Cette expression correspond à la moyenne des signaux obtenus après un recalage pour compenser la propagation (voir section A.4). Cette moyenne est pondérée par l'atténuation jusqu'aux différents capteurs. Sur tous les capteurs, les modèles correspondant à cette forme d'onde estimée s'expriment par :

$$\hat{s}_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) = \hat{s}(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp [-2j\pi\nu d_i/c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)] \quad (5.13)$$

On résout le problème d'estimation en maximisant la vraisemblance (5.9) uniquement sur la partie de l'espace des paramètres où le gradient (5.11) est nul (pour tout les  $\nu$ ). Ceci revient à maximiser la vraisemblance compressée (voir [Sch91]), obtenue en remplaçant dans (5.9) les modèles (5.4) par les modèles estimés (5.13) :

$$\log \Lambda_c(\{r_i(\nu)\}, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i\nu} [r_i(\nu) \hat{s}_i^*(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) + r_i^*(\nu) \hat{s}_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) - |\hat{s}_i^*(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c)|^2] \quad (5.14)$$

La vraisemblance compressée construite n'est plus qu'une fonction des paramètres  $\boldsymbol{\theta}_a$  et  $\boldsymbol{\theta}_c$ . En explicitant dans cette dernière équation le modèle de signal donné par (5.12) et (5.13), on obtient

$$\log \Lambda_c = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{\nu} \frac{|\sum_i r_i(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp [2j\pi\nu d_i/c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)]|^2}{\sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a)} \quad (5.15)$$

ou encore

$$\log \Lambda_c = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{\nu} |\hat{s}(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c)|^2 \sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \quad (5.16)$$

La maximisation de cette fonction fournit une estimation complète du signal. Sont estimées l'ondelette source  $s(\nu)$ , l'atténuation et la vitesse de phase. Nous détaillons dans les sections suivantes la façon dont cette estimation est appliquée, en explicitant notamment les modèles de dispersion et d'atténuation. Dans la fonctionnelle (5.15) l'atténuation joue un rôle de pondération. Si cette atténuation est modérée, elle peut être ignorée lors de l'estimation de la dispersion, sans pour autant biaiser le résultat : la fonctionnelle sera maximale pour une compensation de phase exacte à toutes les fréquences, que l'atténuation soit correctement modélisée ou non. Nous choisissons donc d'estimer d'abord la dispersion.

### 5.3 Estimation paramétrique de la dispersion

La fonction de dispersion dans le milieu est continue. En temps discret, il est possible de réaliser l'estimation à chaque fréquence. Le vecteur  $\theta_c$  est alors composé des vitesses de phase à toutes les fréquences  $\{c(\nu)\}$ . En présence de bruit, la fonction de dispersion ainsi estimée sera irrégulière, avec une variance plus ou moins importante, suivant le niveau du bruit. On peut régulariser la dispersion en utilisant une famille de fonctions de dispersion continues et lisses, plus représentatives des fonctions de dispersion réelles.

La vitesse de propagation est liée aux paramètres géoacoustiques du milieu, sur tout le spectre. Nous ne faisons pas ici de modélisation physique mais définissons simplement une base de fonctions qui s'adaptera aux données. Lorsque les signaux mesurés sont à bande étroite, il paraît naturel de choisir une approximation polynomiale autour de la fréquence  $\nu_0$  où le spectre des signaux est maximal. L'ordre de cette approximation peut être limité à deux, définissant alors  $c(\nu_0)$ , la pente et la courbure en  $\nu_0$ ; un ordre plus élevé compliquerait l'estimation sans la rendre plus pertinente en présence de bruit. En pratique, pour des signaux large bande et des signaux réalistes, ce modèle s'avère inefficace aux fréquences extrêmes; les vitesses estimées peuvent être biaisées et même irréalistes.

Nous avons donc défini pour des signaux large bande une famille de fonctions de dispersion, paramétrées par les vitesses de phase à certaines fréquences de contrôle  $\{\nu_n\}$ . On pourrait utiliser différents types de fonctions lisses et interpolantes. Dans cette thèse nous définissons le vecteur d'onde  $k(\nu)$  comme une fonction spline cubique de la fréquence. La vitesse de phase correspondante est  $c(\nu) = \nu/k(\nu)$  et les paramètres  $\theta_c$  à estimer sont indifféremment les vecteurs d'ondes  $\{k(\nu_n)\}$  ou les vitesses de phase  $\{c(\nu_n)\}$ .

#### 5.3.1 Initialisation de l'estimation

Pour une famille de fonctions donnée, l'estimation se fait en déterminant le meilleur  $\theta_c$ . La première étape de l'estimation est le choix des fréquences de contrôle. Elles doivent couvrir la bande de fréquence sur laquelle on veut réaliser l'estimation. Le nombre de fréquences est choisi en fonction de divers critères qui sont :

- le temps de calcul, lié au nombre de points.
- la précision (avec trop peu de points, une fonction « compliquée » ne pourra pas être modélisée).
- le niveau de bruit (avec un trop grand nombre de points, l'estimation « suivra » le bruit).

La maximisation elle-même pose plusieurs problèmes :

- les paramètres composant  $\theta_c$  sont couplés (voir [Van68]), ce qui rend impossible leur estimation séparée. La maximisation doit être conjointe.
- Le nombre de paramètres est relativement important (On peut définir jusqu'à dix fréquences de contrôle ou plus pour garantir une grande précision).
- En présence de bruit, la fonctionnelle comporte des maxima locaux, empêchant

l'usage des méthodes de descente classiques.

Tous ces aspects rendent la convergence difficile. Le choix des paramètres initiaux est donc déterminant. Nous proposons de définir la valeur de  $\theta_c$  initiale à partir de la représentation  $k - \nu$  des signaux. Nous réalisons donc les opérations successives suivantes, illustrées sur la figure 5.2 :

- La représentation  $k - \nu$  est calculée, après une éventuelle correction de vitesse pour réduire le repliement.
- La ligne correspondant à l'onde à estimer est isolée par seuillage dans la représentation, ce qui définit les limites de la bande fréquentielle de l'estimation initiale.
- Les fréquences de contrôle sont disposées régulièrement le long de cette bande et deux fréquences extrêmes sont introduites.
- L'estimation initiale est donnée par le maximum de la représentation à chaque fréquence.
- Cette estimation est lissée et les valeurs initiales sont calculées.

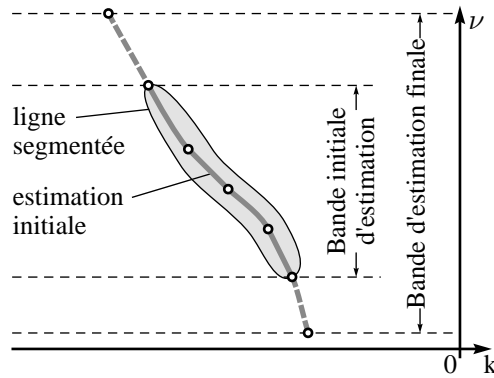


FIG. 5.2 – Estimation initiale en  $k - \nu$ . Représentation symbolique de la ligne d'énergie segmentée par seuillage, des points de contrôles initiaux et des deux extrêmes.

En présence de plusieurs ondes, on ne pourra estimer qu'une onde dominante ou suffisamment isolée des autres. Si l'échantillonnage spatial de l'antenne est correct, le choix de la ligne de dispersion ne pose pas de problème. Il peut être automatique si l'onde est dominante mais doit être supervisé dans le cas contraire. Par contre, si l'échantillonnage spatial est incorrect, l'incertitude sur la vitesse de phase due à la périodisation en nombre d'onde de la représentation ne peut être résolue : la vitesse de phase doit être connue à une fréquence particulière. Cependant cette connaissance n'a pas besoin d'être précise ; elle doit juste permettre de choisir la « bonne » ligne. La figure 5.3 montre une représentation schématique en  $k - \nu$  sans correction, périodique de période 1 en  $k$ . Si nous cherchons une vitesse de propagation positive, la ligne de droite peut être éliminée du choix (elle coupe l'axe  $k = 0$ , les basses fréquences ont des vitesses négatives). Par contre la périodisation ne permet pas de déterminer *a priori* laquelle des deux autres lignes donne une vitesse de phase correcte.

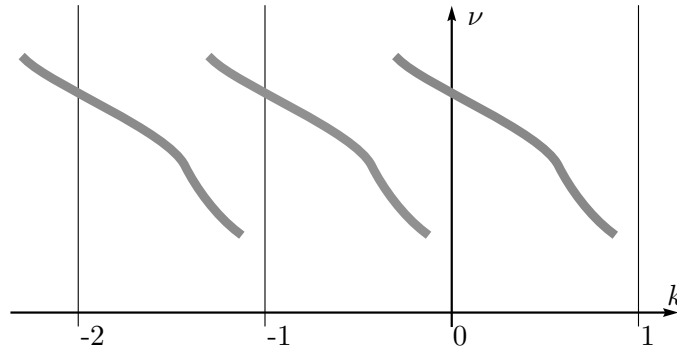


FIG. 5.3 – Problème de la périodisation en nombre d’onde de la représentation  $k - \nu$ . L’énergie de l’onde est représentée en trait plein, pour trois périodes.

Pour réaliser la segmentation de la ligne voulue en présence de bruit, un seuillage est une solution simple et robuste. La valeur du seuil peut être calculée en fonction d’une probabilité de fausse alarme, choisie assez faible pour éviter de segmenter le bruit. Pour supprimer une partie des fausses alarmes, nous réalisons un filtrage morphologique d’ouverture sur la zone segmentée. Les différentes étapes de détermination des paramètres initiaux seront illustrées en détail en section 5.4, avec une onde de Scholte synthétique.

D’autres solutions pour l’initialisation sont possibles. On pourra par exemple tester différentes fonctions de dispersion d’un dictionnaire, construites à partir d’un ensemble de configurations de fond marin. Si plusieurs estimations successives sont réalisés à des localisations voisines sur le fond, la dernière estimation réalisée pourra servir de fonction de dispersion initiale.

### 5.3.2 Maximisation de la fonctionnelle

L’estimation initiale n’étant réalisée que sur une bande réduite de fréquences, elle est tout d’abord étendue à toute la bande désirée par l’estimation des vitesses aux fréquences extrêmes. Ensuite la maximisation de la fonctionnelle est réalisée sur l’ensemble des paramètres, avec un algorithme de marche aléatoire. À chaque itération de la maximisation, un saut vers un nouveau jeu de paramètres  $\theta'_c$  de dispersion est défini aléatoirement, avec une variance que l’on fait diminuer progressivement, comme dans le cas du recuit simulé mais le nouveau jeu de paramètres n’est pris en compte que s’il augmente la fonctionnelle ( $\Lambda(\theta'_c) > \Lambda(\theta_c)$ ). Un tel algorithme ne garantit pas dans l’absolu la convergence vers le maximum global. C’est pour cette raison que l’estimation initiale est nécessaire. D’autres approches que nous n’abordons pas dans cette thèse peuvent être suivies pour une optimisation efficace dans un espace de paramètres de dimension conséquente : le recuit simulé et l’estimation Bayésienne.

### 5.3.3 Estimation avec une antenne de géométrie quelconque

La méthode décrite reste valable dans le cas d'une antenne de capteurs de géométrie quelconque connue. La seule modification réside dans le calcul de la représentation  $k - \nu$ . Le calcul par transformée de Fourier discrète en espace n'est plus possible. On calcule donc la représentation algébriquement par une somme de  $n_c$  exponentielles (voir section A.3). Le motif de mesure par l'antenne  $|D(\mathbf{k})|$  que nous avons introduit est maximum pour  $k_x = 0$  et son énergie est bien localisée si l'antenne couvre correctement l'espace. Il n'est périodique que si les distances  $d_i$  sont des multiples entiers d'une même unité de longueur.

Une fois la transformée calculée, le processus d'estimation reste le même. En l'absence de bruit, le maximum de la représentation  $k - \nu$  suit toujours la ligne de dispersion de l'onde. Mentionnons que si  $D(k)$  n'est pas périodique, l'estimation initiale est facilitée puisque le point de plus forte énergie de la représentation  $k - \nu$  donne sans ambiguïté l'estimation de la vitesse de phase à la fréquence dominante.

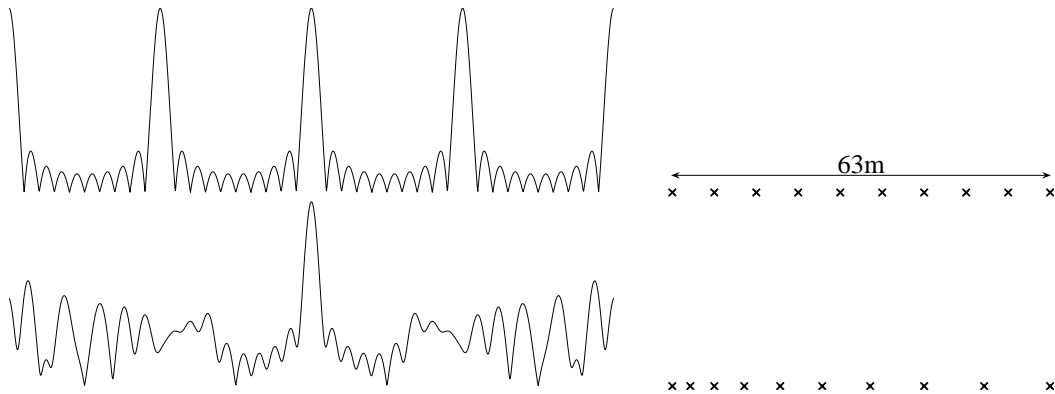


FIG. 5.4 – Motifs en nombre d'onde  $D(k)$  périodique et non périodique, correspondant à deux antennes linéaires de 10 capteurs, de même longueur.

## 5.4 Dispersion d'une onde de Scholte synthétique

Dans cette section, nous estimons la vitesse de phase d'une onde de Scholte synthétique dispersive. Il s'agit de l'onde émise dans la configuration de la section 1.6, rappelée sur la figure 5.5. Nous estimons ici la dispersion à partir d'une antenne de géophones verticaux. La figure 5.6 montre les représentations  $x - t$  et  $k - \nu$  pour la composante verticale. Pour la figure 5.7, l'échantillonnage spatial est régulier avec un pas de 7m, c'est l'antenne régulière de la figure 5.4. La périodicité en  $k$  impose le choix de la ligne de dispersion. En dessous de 25Hz on observe trois lignes qui représentent toutes l'onde de Scholte à estimer. La « bonne » ligne est celle indiquée par une flèche. Au dessus de 25Hz un onde S guidée est présente, elle est marquée par les croix. Après correction de vitesse, le repliement est



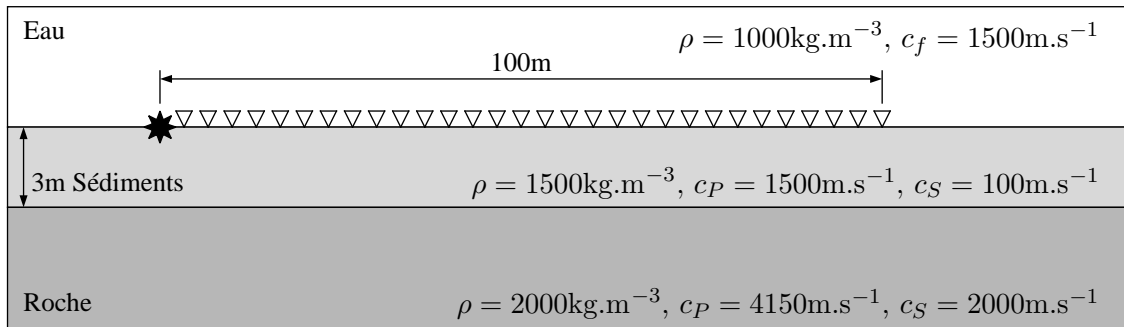


FIG. 5.5 – Configuration d'émission de l'onde de Scholte. Rappel de la figure 1.7.

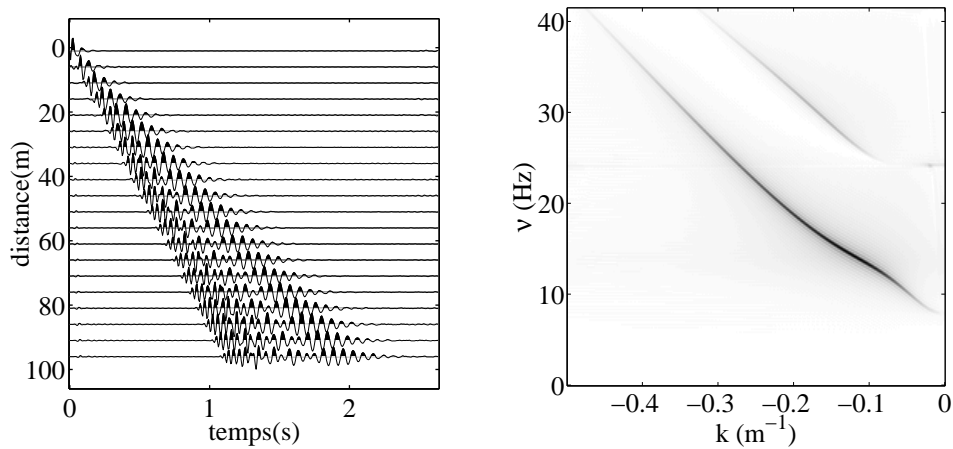


FIG. 5.6 – Onde de Stoneley-Scholte et S guidées. Représentation en  $x - t$  (gauche) et  $k - \nu$  (droite) pour les géophones verticaux. Rappel de la figure 1.8.

modéré. Ce problème de périodicité en nombre d'onde n'a pas lieu pour un échantillonnage irrégulier, cas représenté figure 5.8 utilisant l'antenne non uniforme de la figure 5.4. La représentation  $k - \nu$  comporte une seule ligne dominante, la ligne de dispersion de l'onde de Scholte. La figure 5.8 montre l'effet de la correction de vitesse initiale, réalisée avec une vitesse constante, la vitesse de phase  $c_0$  de la fréquence centrale  $\nu_0$ . Cette correction de vitesse réduit l'intervalle de calcul de la représentation  $k - \nu$  et facilite la segmentation de la ligne de dispersion. La figure 5.9 présente le résultat de la segmentation par seuillage de la ligne principale, ainsi que l'estimation initiale. La bande de fréquences initiale est 9-34Hz. Nous y avons défini 6 fréquences de contrôle avec une progression géométrique. Les fréquences extrêmes ajoutées sont la fréquence nulle et la fréquence de Nyquist. La figure 5.10 donne le résultat de l'estimation. L'estimation initiale n'est valide que sur la bande 9-34Hz définie lors de la segmentation par les 6 fréquences de contrôle représentées. L'étape de maximisation a étendu l'estimation au delà. La qualité de l'alignement en  $k - \nu$  (figure 5.10 droite) montre la pertinence de cette estimation aux extrémités du spectre

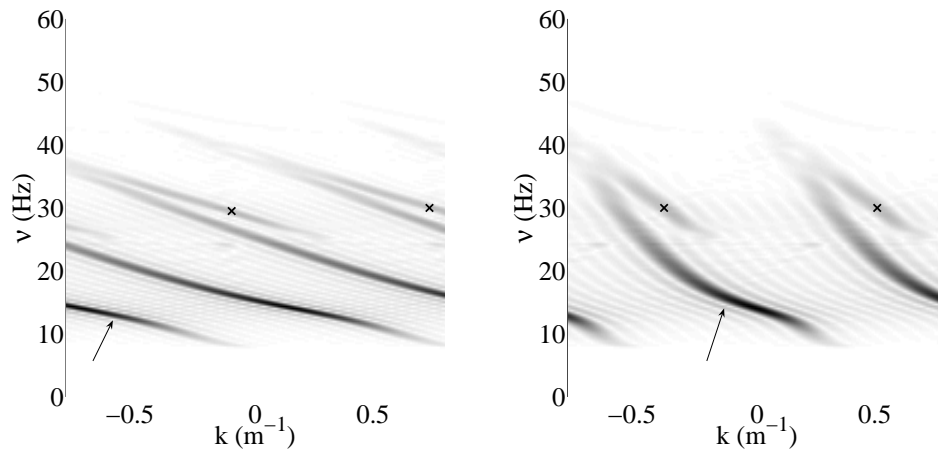


FIG. 5.7 – Représentation  $k - \nu$  des signaux pour une antenne uniforme avant (gauche) et après (droite) correction de vitesse. Représentation sur presque deux périodes en  $k$ .

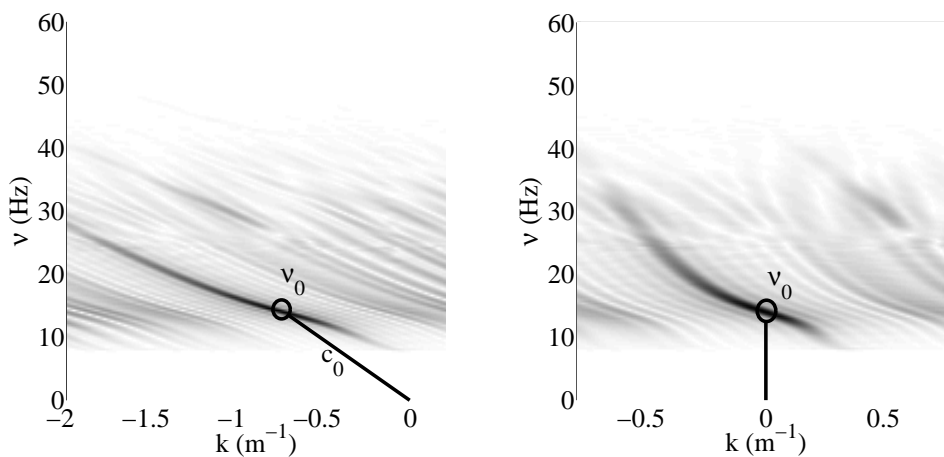


FIG. 5.8 – Représentation  $k - \nu$  des signaux pour une antenne non uniforme avant (gauche) et après (droite) correction de vitesse.

de l'onde, de 7Hz à 45Hz. En dehors de ces fréquences, l'estimation n'est pas pertinente car l'onde ne possède pas d'énergie significative. En  $k - \nu$  l'onde S guidée est bien visible, pour  $\nu = 25$  à 45Hz. En dehors des lignes de dispersion de l'onde de Scholte et de l'onde S, l'énergie résiduelle correspond aux lobes de mesure. On observe des interférences de ces lobes dans la bande de fréquence commune. Notons au passage que l'estimation tend vers une limite asymptotique en hautes fréquences. Ceci est cohérent avec le modèle de propagation. En effet les ondes de hautes fréquences ne pénètrent pas dans la seconde couche solide : les hautes fréquences sont non dispersives. On peut souligner également que l'onde calculée numériquement possède une atténuation géométrique (de type cylindrique).

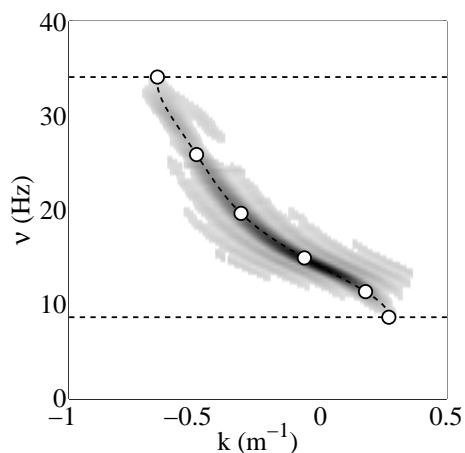


FIG. 5.9 – Estimation initiale sur la ligne segmentée en  $k - \nu$ . Les cercles marquent les fréquences de contrôle et les lignes horizontales délimitent la bande de fréquence initiale.

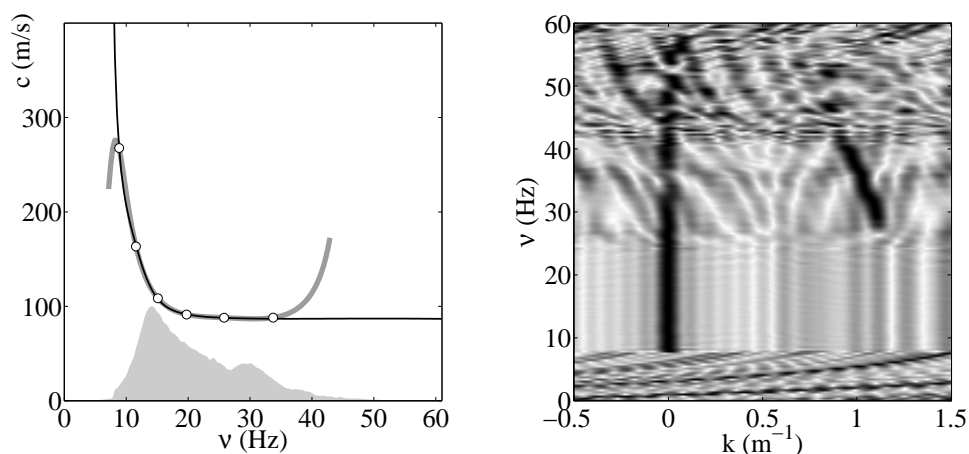


FIG. 5.10 – À gauche, estimation finale de la vitesse de phase (trait noir), estimation initiale (trait gris épais) avec les fréquences de contrôle et spectre des signaux (aire grisée). À droite représentation  $k - \nu$  des signaux recalés, normalisée en  $\nu$ .

L'onde de Scholte est atténuée d'un facteur 0,62 entre le premier et le dernier capteur (de 40 à 103m de la source). Cette atténuation étant modérée, elle n'a pas biaisé l'estimation.

## 5.5 Estimation de l'atténuation

En section 5.2 nous avons présenté une méthode d'estimation paramétrique générique d'une onde scalaire. La dispersion peut être estimée en premier lieu. Nous supposons ici

que la dispersion est connue et que l'onde a été alignée temporellement par la correction présentée en section A.4. Le problème se réduit donc à estimer l'atténuation d'une onde de vitesse infinie, en fonction de la distance et de la fréquence. Nous reprenons les modèles de signaux 5.4 sans les facteurs de propagation  $\exp(\cdot)$ . L'estimation MV de l'absorption est obtenue en maximisant

$$\log \Lambda_c = \frac{1}{2\sigma^2} \sum_{\nu} \frac{|\sum_i r_i(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a)|^2}{\sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a)} \quad (5.17)$$

Il nous faut maintenant définir un modèle d'atténuation. L'atténuation est l'effet conjoint de la divergence géométrique de l'onde et de l'absorption. L'atténuation géométrique peut être modélisée par le facteur  $d_i^\beta$  où  $\beta$  est un nombre réel négatif représentant le type de divergence. Pour une divergence cylindrique (celle des ondes de surface ou guidées),  $\beta = -1/2$ . L'atténuation par absorption est définie par le facteur  $\exp(\alpha \nu d_i)$  où  $\alpha$  est réel négatif, éventuellement dépendant de la fréquence. On peut définir comme en section 1.5 une loi de puissance  $\exp(\alpha \nu^b d_i)$ . Le vecteur modélisant l'atténuation  $\boldsymbol{\theta}_a$  regroupe alors tous les paramètres inconnus.

En pratique l'estimation de plusieurs paramètres d'amplitude est impossible tant leur couplage est important, Un bruit modéré induit une variance inacceptable sur l'ensemble des paramètres. Nous estimons donc un seul paramètre en supposant les autres connus. Pour une onde de Scholte dans des sédiments sous-marins, il est naturel d'imposer une divergence cylindrique, et de choisir une loi de puissance en fixant l'exposant  $b$ . Le paramètre à estimer est alors  $\alpha$ .

## 5.6 Estimation multicomposante

Dans le cas d'une mesure multicomposante, on peut réaliser des estimations indépendantes sur chacune des  $n_k$  composantes ou étendre le modèle à des signaux polarisés, en introduisant dans le modèle un vecteur de polarisation  $\mathbf{p}(\nu)$ . Considérons pour simplifier l'écriture que  $\mathbf{p}(\nu)$  est indépendant du capteur, ce qui est le cas pour une onde de Scholte générée par une source alignée avec une antenne linéaire. Le modèle de signal pour la composante  $k$  du capteur  $i$  s'écrit alors :

$$s_{ik}(\nu) = s(\nu) p_k(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp[-2j\pi \nu d_i / c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)] \quad (5.18)$$

Le problème d'estimation revient à rechercher conjointement  $n_k$  formes d'ondes  $s(\nu) p_k(\nu)$  notées  $s_k(\nu)$ , et les paramètres d'atténuation  $\boldsymbol{\theta}_a$  et de dispersion  $\boldsymbol{\theta}_c$ . Comme le vecteur de polarisation  $\mathbf{p}(\nu)$  et l'ondelette  $s(\nu)$  ne sont pas uniques, on peut les définir en imposant une contrainte après avoir réalisé l'estimation. Comme pour l'expression (5.12) du cas scalaire, les  $n_k$  ondelettes estimées sont

$$\hat{s}_k(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c) = \frac{\sum_i r_{ik}(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp[2j\pi \nu d_i / c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)]}{\sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a)} \quad (5.19)$$

et la vraisemblance compressée a une expression semblable à (5.15) :

$$\log \Lambda_c = \sum_{\nu} \sum_k \frac{1}{2\sigma_k^2} \frac{|\sum_i r_{ik}(\nu) a_i(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \exp [2j\pi\nu d_i/c(\nu, \boldsymbol{\theta}_c)]|^2}{\sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a)} \quad (5.20)$$

ou encore

$$\log \Lambda_c = \sum_{\nu} \sum_k \frac{1}{2\sigma_k^2} |\hat{s}_k(\nu, \boldsymbol{\theta}_a, \boldsymbol{\theta}_c)|^2 \sum_i a_i^2(\nu, \boldsymbol{\theta}_a) \quad (5.21)$$

Lorsqu'une onde de Scholte est émise à l'interface des sédiments sous-marins par une source impulsive, les ondes S guidées sont dominantes sur la composante radiale du déplacement et elles ont une vitesse de phase proche de l'onde de Scholte (voir sections 1.6 et 3.4.1). Quand ces ondes indésirables sont ignorées, les performances se dégradent beaucoup. Le modèle de bruit blanc adopté ne représente pas correctement ces ondes. En outre les composantes horizontales du déplacement au fond de la mer sont plus bruitées que la composante verticale d'après les mesures de [SK88]. Ces remarques permettent de guider l'estimation :

- On isole au préalable l'onde à estimer si possible de manière à limiter l'influence des autres ondes présentes (Par exemple on séparera facilement les ondes P des ondes de Scholte).
- On ignore les composantes horizontales dans l'estimation de l'atténuation et la dispersion. Seules les composantes Pression et déplacement vertical participent au calcul de 5.20.
- L'ondulette scalaire  $s(\nu)$  est définie à partir de la composante verticale uniquement. Les composantes verticale et Pression du vecteur  $\mathbf{p}(\nu)$  sont alors respectivement  $p_3(\nu) = 1$  et  $p_4(\nu) = \hat{s}_4(\nu)/\hat{s}_3(\nu)$ .
- Les composantes  $p_1(\nu)$  et  $p_2(\nu)$  peuvent être calculées comme  $p_4(\nu)$  mais leurs valeurs sont entachées d'erreur à cause de la présence des autres ondes. Pour le calcul de la polarisation radiale/verticale d'une onde de Scholte, on peut isoler celle-ci par un filtrage dans le domaine  $k - \nu$  [MLMG04]. Ce filtre étant très sélectif en  $k$  pour éliminer correctement les ondes S, il modifie l'évolution de l'onde d'un capteur à l'autre. Il ne peut donc être appliqué avant l'estimation de l'atténuation.

Dans le cas multicomposante on peut également estimer la dispersion en premier, puis travailler sur l'onde alignée. La polarisation estimée est bien entendu sensible aux estimations précédentes, surtout celle de la dispersion. La polarisation perd tout son sens en présence de bruit aux fréquences où le spectre de l'ondulette source  $|s(\nu)|$  est faible.

## 5.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le problème de l'estimation de l'onde incidente, qui constitue l'étape d'apprentissage du système de détection d'objets enfouis. Nous avons formulé ce problème comme une estimation paramétrique, basée sur un modèle générique

d'onde. Ce modèle comporte une fonction de dispersion, une fonction d'atténuation, une ondelette source et si l'on traite une onde multicomposante, un vecteur de polarisation. La méthode présentée peut s'appliquer à d'autres types d'ondes que des ondes de Scholte, et elle n'impose pas de contraintes sur la géométrie de l'antenne de réception.

Soulignons que la dispersion (ou la vitesse de phase) d'une onde peut être estimée en premier, sans connaître ni modéliser l'atténuation. Nous avons montré ceci sur un exemple synthétique (une onde de Scholte). Notre méthode d'estimation de la vitesse de phase a donné lieu à une communication [KLM06a] présentant également le cas d'une onde de Love réelle. La définition d'une famille de fonctions de dispersion lisses permet d'améliorer l'estimation : la vitesse de phase est moins sensible à la présence de bruit ou d'autres ondes enregistrées.

Par contre l'estimation des paramètres d'amplitude des signaux, qui sont l'ondelette source, l'atténuation et la polarisation, est sensible à l'influence d'autres ondes. Les ondes S guidées dans les sédiments sont les plus gênantes car elles ont des vitesses de propagation proches de celles des ondes de Scholte. On s'en affranchit en ignorant les composantes horizontales du déplacement dans les estimations.

Cette étape d'apprentissage est réalisée à partir d'un unique enregistrement (un seul tir de la source). Le même tir peut être utilisé pour l'apprentissage et pour la détection. Les éventuels échos d'objets enfouis ne gêneront pas l'estimation puisqu'ils sont de très faible puissance par rapport à l'onde incidente. Si la source est déclenchée plusieurs fois, à la même position ou à des positions voisines, l'estimation peut être faite en tenant compte de plusieurs réalisations.



## Chapitre 6

# Détection-localisation

Nous présentons dans ce chapitre la détection-localisation d'objets enfouis, la seconde étape du traitement. Nous décrivons la construction de l'image de focalisation sur laquelle sont réalisées la détection et la localisation. Dans un premier temps nous suivons une approche optimale pour détecter au mieux les objets, sur la base des caractéristiques des ondes de Scholte estimées au chapitre précédent. Puis nous faisons un parallèle entre les traitements effectués et un traitement d'antenne classique, la formation de voies. Nous étudions les performances théoriques du système sur des simulations avec des signaux synthétiques. Nous adaptons ensuite la méthode de traitement à un bruit ambiant corrélé. Enfin nous abordons deux aspects importants des traitements : la modélisation de l'atténuation des ondes et la prise en compte de l'onde incidente.

### 6.1 Détection-localisation optimale d'ondes de Scholte

Étant donnée la décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde de part et d'autre de l'interface, il convient de placer les capteurs de l'antenne le plus près possible de celle-ci. Rappelons donc que l'on considère une propagation 2D dans le plan de l'interface. Nous cherchons à définir un traitement optimal des signaux reçus, à partir des estimations de l'étape d'apprentissage. Pour cela il est nécessaire de définir un modèle de signal et un modèle de bruit. L'intérêt de cette démarche est bien sûr de maximiser les performances du système mais aussi de pouvoir quantifier ces performances. Nous adoptons pour le moment un modèle de signal similaire à celui de la section 3.1 mais sans atténuation. Soit  $s_{ik}(t, x, y)$  le modèle du signal reçu sur la composante  $k$  du capteur  $i$  de l'antenne multicomposante, pour une source à la position  $(x, y)$ . Définissons ce signal dans le domaine fréquentiel :

$$s_{ik}(\nu, x, y) = p_{ST_{ik}}(\nu)s(\nu) \exp[-2\pi j\nu d_i(x, y)/c_{ST}(\nu)] \quad (6.1)$$

$s(\nu)$  est le modèle du signal émis à la source, et  $c_{ST}(\nu)$  est la vitesse de propagation des ondes de Scholte. On peut dans un premier temps supposer le bruit enregistré blanc, additif, Gaussien, de densité spectrale de puissance  $N_k$  sur la composante  $k$ , et indépendant entre



capteurs et entre composantes. Notons  $b_{ik}(t)$  la composante de bruit qui s'ajoute à  $s_{ik}(t)$ . Le problème de détection-localisation est :

$$\begin{cases} \mathbf{r}(t) = \mathbf{b}(t) & \rightarrow \text{Hypothèse pas de source } H_0 \\ \mathbf{r}(t) = \mathbf{s}(t, x, y) + \mathbf{b}(t) & \rightarrow \text{Hypothèse source en } x, y H_1(x, y) \end{cases} \quad (6.2)$$

et nous cherchons à définir le récepteur optimal au sens du maximum de vraisemblance. Dans cette formulation,  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{s}$  et  $\mathbf{b}$  sont des longs vecteurs. Par exemple,  $\mathbf{r}$  regroupe les  $4n_c$  signaux enregistrés  $\{r_{ik}(t)\}$  (4 composantes des  $n_c$  capteurs). Le rapport de vraisemblance peut se factoriser puisque les bruits sont tous indépendants deux à deux :

$$\Lambda(\mathbf{r}, x, y) = \frac{P(\mathbf{r}|H_1(x, y))}{P(\mathbf{r}|H_0)} = \prod_{ik} \frac{P(r_{ik}|H_1(x, y))}{P(r_{ik}|H_0)} \quad (6.3)$$

Comme il s'agit d'un problème de détection à temps continu, nous devons réaliser des développements de Karhunen-Loeve des signaux et bruits sur la base des fonctions propres des covariances de chaque bruit (voir [Van68]). Comme les bruits sont Gaussiens et blancs, la log-vraisemblance s'exprime par des corrélations des signaux  $r_{ik}(t)$  par les modèles  $s_{ik}(t)$  :

$$\log \Lambda(\mathbf{r}, x, y) = \sum_{ik} \frac{1}{N_k} \int [2r_{ik}(t)s_{ik}(t) - s_{ik}^2(t)] dt \quad (6.4)$$

On suppose ici les signaux  $\mathbf{s}$  à support fini. L'intégration temporelle est réalisée sur ce support. Dans le modèle décrit par l'équation (6.1), les différentes « répliques » du signal s'obtiennent par un simple déphasage puisque l'atténuation géométrique et l'absorption ne sont pas considérées. En conséquence, l'énergie de chaque signal est indépendante de  $x$  et  $y$  : on peut ignorer le deuxième terme des intégrales dans (6.4). En utilisant le théorème de Parseval, on peut calculer la log-vraisemblance en fréquence. En y explicitant le modèle de signal  $\mathbf{s}$  elle s'écrit :

$$\log \Lambda(\mathbf{r}, x, y) = \int \sum_{ik} \frac{r_{ik}(\nu)p_{STik}^*(\nu)}{N_k} \exp\left(\frac{2\pi j\nu d_i(x, y)}{c_{ST}(\nu)}\right) s^*(\nu) d\nu \quad (6.5)$$

La vraisemblance ainsi calculée est utilisée pour créer une image de focalisation. Dans la zone du fond marin à « scanner », on calcule sa valeur en fonction des coordonnées horizontales  $(x, y)$ . Pour la tâche de détection de sources, cette vraisemblance est comparée à un seuil, choisi en fonction du taux de fausses alarmes voulu. La localisation précise des sources se fait ensuite en déterminant les maxima de l'image de focalisation.

## 6.2 Détection d'objets enfouis

Le récepteur optimal (6.5) est construit pour la détection d'une source, adaptée au modèle défini par (6.1). Dans le cas considéré, les objets à détecter ne sont pas des sources

actives mais des réflecteurs. On peut bien entendu considérer que ces objets sont des sources mais ils réfléchissent des ondes de Scholte qui ont déjà été dispersées en fréquence. Nous pouvons redéfinir le modèle de signaux (6.1) pour prendre en compte cette dispersion supplémentaire due à la propagation de l'émetteur au réflecteur ainsi que le coefficient de réflexion des ondes de Scholte sur l'objet :

$$s_{ik}(\nu, x, y) = p_{ST_{ik}}(\nu)\alpha(\nu)s(\nu) \exp(-2\pi j\nu d'_i(x, y)/c_{ST}(\nu)) \quad (6.6)$$

Le coefficient de réflexion sur l'objet à détecter  $\alpha(\nu)$  est considéré dans ce modèle comme indépendant de la direction de réémission de l'onde.  $d'_i$  désigne la distance totale de propagation depuis la source jusqu'au capteur  $i$ . Le récepteur MV pour ce modèle d'écho est :

$$\log \Lambda(\mathbf{r}, x, y) = \int \sum_{ik} \frac{r_{ik}(\nu)p_{ST_{ik}}^*(\nu)}{N_k} \exp\left(\frac{2\pi j\nu d'_i(x, y)}{c_{ST}(\nu)}\right) \alpha^*(\nu)s^*(\nu)d\nu \quad (6.7)$$

### 6.2.1 Détection sous-optimale

À partir de la structure de récepteur donnée en section 6.2, plusieurs récepteurs sous-optimaux peuvent être construits. En pratique, le coefficient de réflexion  $\alpha(\nu)$  est inconnu. Il dépend de la nature de l'objet à détecter et de sa profondeur d'enfouissement. On peut soit lui définir un modèle *a priori*, soit l'ignorer. On définit alors un récepteur  $L_1$  pour lequel, l'ondulette source est utilisée dans la corrélation :

$$L_1(\mathbf{r}, x, y) = \int \sum_{ik} \frac{r_{ik}(\nu)p_{ST_{ik}}^*(\nu)}{N_k} \exp\left(\frac{2\pi j\nu d'_i(x, y)}{c_{ST}(\nu)}\right) s^*(\nu)d\nu \quad (6.8)$$

La corrélation dans le calcul des deux récepteurs précédents produit des maxima secondaires dans les images de focalisation. Pour pallier ce problème, on peut construire un récepteur qui utilise l'enveloppe d'un des deux précédents. L'enveloppe de  $L_1$  est définie par :

$$L_2(\mathbf{r}, x, y) = \left| \int \sum_{ik} \frac{r_{ik}(\nu)p_{ST_{ik}}^*(\nu)}{N_k} \exp\left(\frac{2\pi j\nu d'_i(x, y)}{c_{ST}(\nu)}\right) \tilde{s}^*(\nu)d\nu \right| \quad (6.9)$$

Dans le domaine des fréquences, le signal analytique associé à  $s(\nu)$  vaut  $\tilde{s}(\nu) = 2s(\nu)$  pour  $\nu > 0$  et  $\tilde{s}(\nu) = 0$  pour  $\nu < 0$ .

### 6.2.2 Influence du coefficient de réflexion

Pour une détection-localisation optimale des objets, le coefficient de réflexion  $\alpha(\nu)$  doit être parfaitement modélisé. Plusieurs configurations peuvent se présenter suivant les connaissances sur  $\alpha(\nu)$ . Si sa phase est correctement modélisée dans le traitement, la localisation est asymptotiquement non biaisée ; l'incertitude sur le module de  $\alpha(\nu)$  entraîne seulement une augmentation de la variance. Par contre, lorsque la phase est inconnue, il apparaît un biais de localisation.

Nous n'étudions pas la phase des ondes réfléchies dans ce manuscrit. Dans la suite du chapitre nous supposons la phase du coefficient de réflexion nulle ou connue. Lorsque le récepteur optimal est utilisé, le spectre des ondes réfléchies  $|\alpha(\nu)|$  est connu tandis que pour les récepteurs  $L_1$  et  $L_2$  il ne l'est pas. La phase est liée à la géométrie et à l'enfouissement des objets. Cet aspect rentre plutôt dans le cadre de la caractérisation, c'est une perspective de notre travail.

### 6.3 Parallèle avec la formation de voies

Dans cette section nous présentons le principe de la formation de voies et nous montrons comment elle peut s'adapter à notre problème. La formation de voies est un traitement d'antenne simple dont le but est de détecter l'arrivée d'une onde et d'en estimer la direction. Considérons une antenne de  $n_c$  capteurs. Le traitement consiste à appliquer aux signaux des retards adéquats puis à les sommer. Les retards correspondent aux temps de propagation par rapport à un capteur de référence, en considérant que l'onde se propage dans la direction testée  $\theta$ . Notons  $\mathbf{r}(\nu)$  le vecteur des signaux reçus à la fréquence particulière  $\nu$ . La formation de voie à cette fréquence est :

$$FV(\nu, \theta) = \sum_i r_i(\nu) \exp(2\pi j\nu d_i(\theta)/c) \quad (6.10)$$

où  $i$  est l'indice du capteur,  $d_i(\theta)$  est la différence de distance parcourue d'un capteur de référence au capteur  $i$  sachant que l'onde se propage dans la direction  $\theta$  et  $c$  est la vitesse de l'onde dans le milieu. Cette définition suppose que la source à détecter soit lointaine, de sorte que les fronts d'ondes soient plans. La sommation peut être pondérée pour éviter des lobes secondaires de détection. Lorsque l'on cherche à détecter des sources proches, à

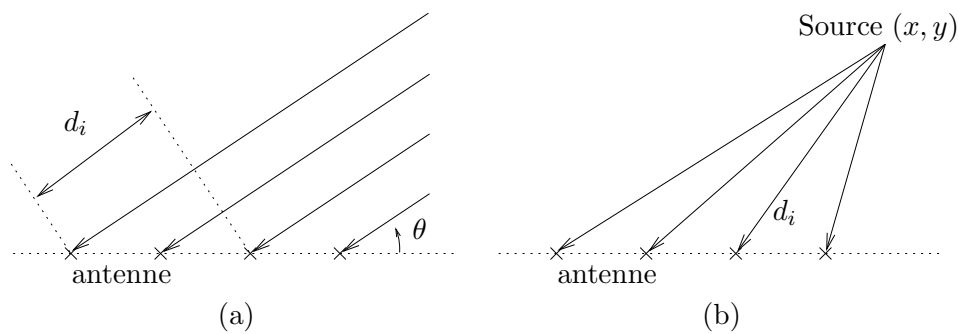


FIG. 6.1 – Traitement d'antenne en champ lointain (a) et en champ proche (b)

des distances de l'ordre de grandeur de la taille de l'antenne, l'approximation d'onde plane devient incorrecte. Le calcul de la formation de voies reste le même mais il faut considérer les distances réelles de la source à chaque capteur et repérer la source par ses coordonnées

dans l'espace, et non plus seulement sa direction (Figure 6.1). Enfin, la formation de voies peut tout à fait être réalisée sur des signaux à large bande, en prenant la précaution de considérer la dispersion de l'onde. En intégrant l'expression (6.10) en fréquence on obtient :

$$FV(x, y) = \int \sum_i r_i(\nu) \exp(2\pi j\nu d_i(x, y)/c(\nu)) d\nu \quad (6.11)$$

où  $d_i(x, y)$  est la distance de la source au capteur  $i$ . Cette expression est semblable au récepteur (6.5) ou (6.8) mais cette formation de voies ne traite qu'une composante et ne réalise pas la corrélation avec  $s(\nu)$ .

### 6.3.1 Formation de voies multicomposante

Dans le cas de la propagation acoustique, la perturbation du milieu peut être décrite par un unique champ scalaire, la pression. Par contre, en propagation sismo-acoustique à une interface fluide-solide, on peut avoir accès à d'autres grandeurs : les composantes du déplacement du solide dans les trois directions de l'espace (ou bien la vitesse ou l'accélération). L'utilisation de plusieurs composantes permet de différencier entre elles des ondes par leurs polarisations et de gagner en RSB. En traitement d'antenne 2D à l'interface, on pourra tirer parti de ces différentes composantes (jusqu'à quatre) pour détecter une source émettant des ondes de surface de type Scholte.

Les signaux reçus sur l'antenne multicomposante sont notés  $\{r_{ik}(t)\}$  où  $i$  est l'indice du capteur et  $k$  celui de la composante. L'extension multicomposante la plus naturelle de la formation de voies consiste à projeter les signaux sur la polarisation attendue, avant de les retarder et sommer. Notons  $p_{ST_{ik}}(\nu)$  la composante  $k$  du vecteur de polarisation des ondes de Scholte sur le capteur  $i$ . La projection pour le capteur  $i$  donne un signal scalaire :

$$\sum_k p_{ST_{ik}}^*(\nu) r_{ik}(\nu) \quad (6.12)$$

Cette projection est retrouvée dans les récepteurs (6.5), (6.7), (6.8) et (6.9). La formation de voies est finalement réalisée comme précédemment sur ces  $n_c$  signaux :

$$FV(x, y) = \int \sum_{ik} p_{ST_{ik}}^*(\nu) r_{ik}(\nu) \exp(2\pi j\nu d_i(x, y)/c(\nu)) d\nu \quad (6.13)$$

Dans ce traitement qui peut être réalisé en champ proche ou lointain, nous favorisons les ondes provenant d'un point ou d'une direction donnée mais sans considération sur l'instant d'arrivée des ondes sur l'antenne. Par conséquent, en champ lointain on ne pourra pas prédire la distance de la source et en champ proche la résolution en distance sera médiocre. Pour pallier ce problème, on peut appliquer après formation de voies un filtre adapté temporel, pour adjoindre une sélectivité temporelle au traitement. En plus d'un gain sur la localisation, le filtre adapté temporel apporte un gain considérable sur le RSB, en filtrant

une grande partie du bruit. En l'absence d'informations sur la source, celui-ci peut être réalisé par un simple fenêtrage temporel.

Résumons les différentes étapes de cette formation de voies large bande multicomposante :

- La sommation sur  $k$  correspond à la projection sur le vecteur de polarisation  $\mathbf{p}_{ST}$ .
- Le facteur  $\exp(\cdot)$  correspond aux retards de propagation appliqués aux signaux en tenant compte de la dispersion.
- La sommation sur  $i$  est la formation de voies en elle même, qui joue le rôle de filtre spatial sur les directions d'arrivée.
- Le filtrage adapté temporel mentionné. On peut lui voir un rôle de filtre spatial sur la distance des cibles en plus des intérêts que nous venons de mentionner.

La formation de voies décrite ci-dessus ne repose sur aucune hypothèse sur le spectre de la source ni sur la nature du bruit enregistré par les capteurs. Il est difficile dans ce cas de prévoir les performances de détection et de localisation des sources. Ces lacunes sont comblées par le récepteur optimal défini en section 6.1. On remarque que les étapes de formation de voies énumérées ci-dessus sont naturellement incluses dans ce récepteur optimal. Le filtre adapté temporel y prend la forme d'une corrélation par le modèle d'ondelette source attendue. La façon dont sont traités les signaux 4C met en évidence l'influence du bruit sur le récepteur : la projection sur le vecteur de polarisation est pondérée par le niveau de bruit sur les différentes composantes. Si par exemple une des composantes est beaucoup plus bruitée que les autres, elle aura une influence négligeable dans (6.7).

## 6.4 Performances théoriques du système

Ayant entièrement défini le traitement d'antenne, étudions ses performances en détection et localisation. Nous donnons les performances théoriques obtenues pour des signaux et du bruit conformes aux modèles. Le modèle de signal est toujours le modèle empirique (6.6). Le signal ne comprend donc qu'une onde de Scholte réfléchie. Décrivons les différents paramètres de ce modèle :

- Le spectre de l'ondelette source  $s(\nu)$  est défini selon le modèle de la section 1.5. La phase associée est fixée arbitrairement et les résultats n'en dépendent pas.
- Le coefficient de réflexion  $\alpha(\nu)$  a une dépendance fréquentielle en  $\nu^2$ , conforme aux simulations de réflexion par différences finies 2D (section 3.4.1). Les spectres des ondes incidente et réfléchie sont présentés figure 6.2. La fréquence centrale pour l'onde réfléchie est  $\nu_0=20\text{Hz}$ .
- Le vecteur de polarisation est indépendant de la fréquence. Comme nous fixons un RSB identique sur toutes les composantes, les résultats ne dépendent pas du vecteur de polarisation.
- La vitesse de phase  $c(\nu)$  décroît linéairement en fonction de  $\nu$ ,  $c(\nu_0) = 80\text{m.s}^{-1}$  et

la pente est de  $-3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1}$ . C'est une dispersion assez faible. Les performances du traitement d'antenne dépendent assez peu du degré de dispersion, si elle est bien corrigée.

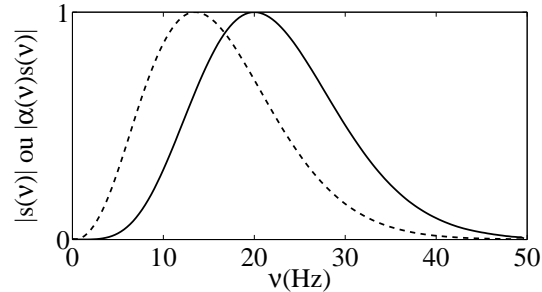


FIG. 6.2 – Spectres normalisés pour l'onde incidente  $s(\nu)$  en pointillés et l'onde réfléchie  $\alpha(\nu)s(\nu)$  en trait plein.

Le bruit est gaussien, centré et blanc comme défini en section 6.1. Le RSB est identique sur toutes les composantes. Le RSB est défini comme le rapport de puissance dans la bande 0-50Hz et sur le support temporel du signal, ce support étant approximativement mesuré pour une distance donnée de l'objet.

### 6.4.1 Géométrie du problème

Les traitements ne nécessitent pas d'hypothèses sur la géométrie de l'antenne. Pour cette étude de performance et toutes les simulations de focalisation présentées dans ce manuscrit nous utilisons une antenne linéaire et uniforme, alignée avec la source. Les coordonnées horizontales seront toujours exprimées en mètres. L'antenne mesure 50m et comporte 20 capteurs 4C (soit 2,63m entre deux capteurs) aux coordonnées cartésiennes (0,10) à (60,10). La source est placée à 10m de l'antenne en (0,0). Nous simulons un objet enfoui à 50m de l'antenne depuis son centre, dans la direction transversale (50,35). La configuration est illustrée sur la figure 6.3. Les signaux sans bruit reçus par l'antenne sont présentés pour une composante. Les composantes sont semblables, elles sont simplement déphasées selon la polarisation. Comme l'antenne est linéaire, les temps d'arrivées pour une fréquence particulière décrivent une hyperbole dans la représentation  $x - t$ .

### 6.4.2 Résolution

La résolution des images, c'est à dire la capacité à séparer deux objets, s'apprécie sur les images sans bruit, que l'on appelle fonctions d'ambiguïté dans la terminologie RADAR ou SONAR [Le 00]. La figure 6.4 présente ces images pour le récepteur MV (6.7) et le récepteur sous-optimal  $L_2$  (6.9). L'image donnée par le récepteur MV présente un lobe principal allongé qui laisse prévoir une meilleure résolution en distance qu'angulaire. Ce

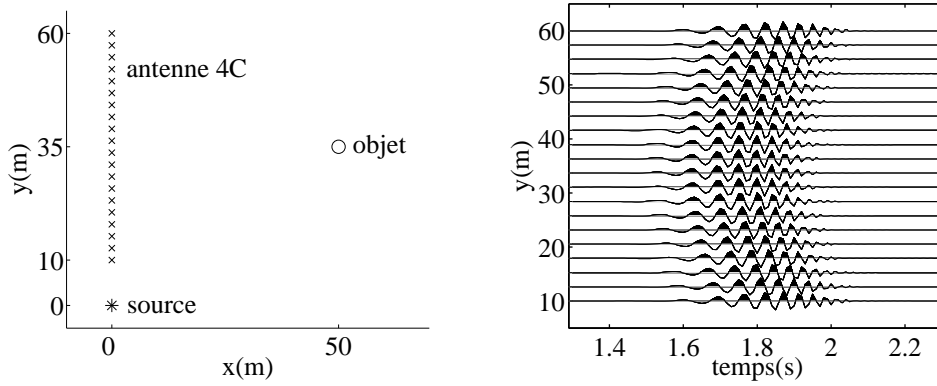


FIG. 6.3 – À gauche, géométrie du système sur le fond marin, vue de dessus et repérée par les coordonnées horizontales  $(x,y)$ . À droite, signaux reçus en représentation  $x - t$ .

lobe n'est pas parallèle à l'antenne parce que la position de la source rend la configuration dissymétrique. L'image présente deux lobes secondaires négatifs bien visibles, dus à la forme de l'autocorrélation de l'ondelette reçue. L'image (non représentée) du récepteur  $L_1$  (6.8) est très similaire. Qualitativement la différence observée est un élargissement des lobes. De par sa construction l'image de  $L_2$  est positive, ne possède pas de lobes secondaires et montre une résolution en distance moins bonne que celle des deux autres estimateurs.

La résolution des images dépend de la position considérée. Une cellule de résolution peut être assimilée à une ellipse. Son petit axe correspond à la résolution en distance. Elle est d'environ 2m pour le récepteur  $L_2$ , quelle que soit la position. Elle dépend directement de l'enveloppe de l'intercorrélacion de  $s(\nu)$  par  $\alpha(\nu)s(\nu)$ . Le grand axe correspond à la résolution en azimuth. Elle est d'environ 5m pour le récepteur  $L_2$  à la position de la figure 6.3 et devient proche de 10m à  $70^\circ$  par rapport à la normale à l'antenne. Avec le récepteur optimal, la résolution en azimuth est un peu meilleure, et celle en distance est inférieure à 1m. Ces dimensions sont à comparer avec la longueur d'onde, qui est ici 4m à 20Hz. Notons que l'on retrouve pour la résolution angulaire une valeur proche de la résolution de Rayleigh en champ lointain. Cette dernière vaut  $R = \lambda D/L$  où  $\lambda$ ,  $D$  et  $L$  sont respectivement la longueur d'onde, la distance à l'antenne et la longueur de l'antenne. Dans notre cas la résolution est proche de la longueur d'onde car  $L \approx D$ .

### 6.4.3 Performances de détection

Pour un système de détection, en particulier en RADAR ou SONAR, les performances sont décrites par les courbes COR (pour Caractéristique Opérationnelle de Réception). Dans les figures COR, une courbe correspond à un RSB fixe. Les courbes COR donnent la probabilité de détection  $P_d$ , théorique ou estimée, en fonction de la probabilité de fausse alarme  $P_f$  pour le RSB associé. Pour le détecteur idéal,  $P_d = 1$  quand  $P_f > 0$  et  $P_f = 0$  quand  $P_d < 1$ . Dans le pire des cas, la courbe COR sera la droite  $P_d = P_f$ .

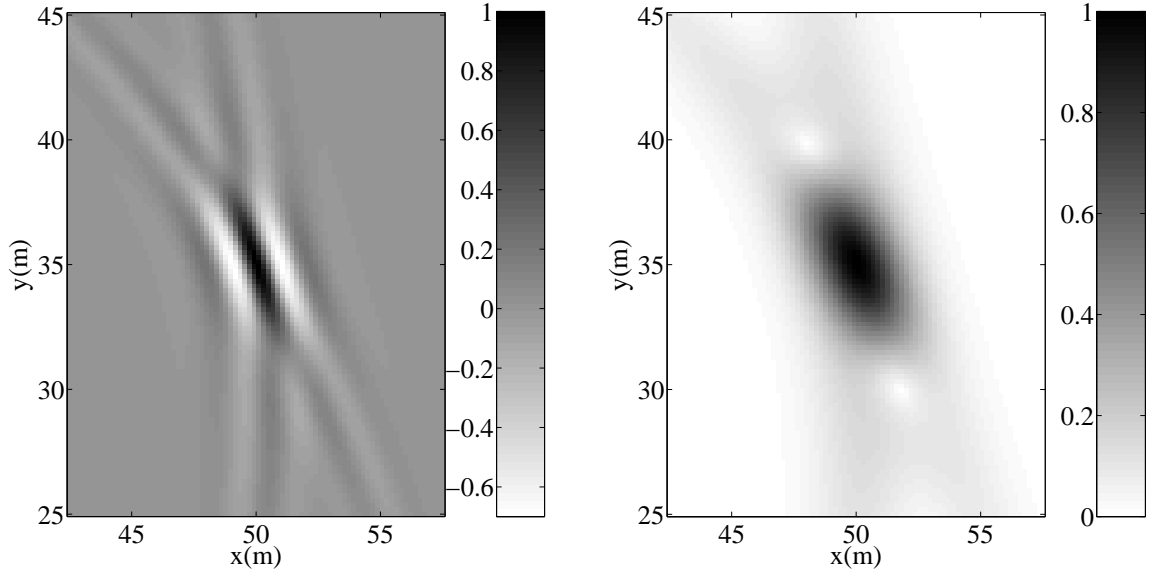


FIG. 6.4 – Images de focalisation sans bruit, autour de l’objet, pour le récepteur optimal (à gauche) et le récepteur  $L_2$  (à droite).

Les courbes COR peuvent être calculées théoriquement quand les modèles des signaux et du bruit sont connus. Considérons le cas du récepteur MV en présence de bruit blanc Gaussien. Dans cette section, nous appliquons ce récepteur à la position exacte de la cible et nous l’écrivons ici sous la forme

$$r = \sum_{ik} \frac{1}{N_k} \int r_{ik}(t) s_{ik}(t) dt \quad (6.14)$$

en omettant la position de la cible dans l’écriture du modèle  $s_{ik}(t)$ . Le traitement est linéaire. On écrit  $r = s + b$  où  $s$  est le signal utile en sortie et  $b$  le bruit. Ce dernier est une variable aléatoire Gaussienne. Le calcul du gain d’antenne pour ce traitement est classique. Définissons d’abord le RSB moyen en entrée pour un signal d’indices  $(i, k)$  sur toute la durée  $T$  du signal et dans la bande  $B$  du signal :

$$RSB_e(i, k) = \frac{1}{TN_k B} \int s_{ik}^2(t) dt \quad (6.15)$$

$TN_k B$  est l’énergie du bruit sur la durée  $T$  dans la bande  $B$ . Le produit  $TB$  vaut  $n_t$ , le nombre d’échantillons temporels discrets. Avec le récepteur (6.14) on observe l’égalité suivante :

$$s = E[b^2] = \frac{s^2}{E[b^2]} = \sum_{ik} \frac{1}{N_k} \int s_{ik}^2(t) dt \quad (6.16)$$

En d’autres termes, en sortie à la position de la cible, le signal utile, la variance du bruit et le RSB sont égaux. Cette égalité ne pose pas de problème car le récepteur donne une



valeur sans dimension. On remarque que le RSB en sortie est  $RSB_s = n_t \sum_{ik} RSB_e(i, k)$ . Si le RSB d'entrée ne dépend ni de  $i$  ni de  $k$ ,  $RSB_s = n_t n_c n_k RSB_e$ . Le gain d'antenne est  $n_t n_c n_k$ , c'est à dire le nombre total d'échantillons discrets, pour l'ensemble des signaux ( $n_c$  capteurs de  $n_k$  composantes et  $n_t$  échantillons temporels). La courbe COR pour ce RSB d'entrée est la ligne paramétrée par le seuil de détection  $r_0$  d'équation :

$$\begin{cases} P_f = P(r > r_0 | H_0) \\ P_d = P(r > r_0 | H_1) \end{cases} \quad (6.17)$$

avec

$$\begin{cases} P(r|H_0) = \mathcal{N}(0, RSB_s) \\ P(r|H_1) = \mathcal{N}(RSB_s, RSB_s) \end{cases} \quad (6.18)$$

ce sont des variables aléatoires Gaussiennes. Finalement :

$$\begin{cases} P_f = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{r_0}{\sqrt{2RSB_s}}\right) \right] \\ P_d = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{r_0 - RSB_s}{\sqrt{2RSB_s}}\right) \right] \end{cases} \quad (6.19)$$

où la fonction d'erreur  $\operatorname{erf}(\cdot)$  est définie par

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (6.20)$$

Pour le récepteur  $L_1$ , le bruit en sortie est toujours Gaussien et centré. Mais l'égalité (6.16) n'est plus vérifiée. Pour le récepteur  $L_2$  le bruit n'est plus Gaussien car une opération non linéaire est effectuée. Nous présentons sur la figure 6.5 des courbes COR estimées pour les trois récepteurs (6.7), (6.8) et (6.9). Les probabilités  $P_d$  et  $P_f$  reportées sur les courbes sont simulées à partir de 4000 réalisations. Pour le plus fort RSB (-25dB), la courbe COR est la plus proche du détecteur idéal. Ces caractéristiques définies et estimées correspondent à un problème de détection ou non détection ponctuel. Si un objet est présent ( $H_1$ ) mais que la détection n'est pas effectuée exactement à sa position, la probabilité de sa détection sera moindre. D'autre part  $P_f$  donne la probabilité de fausses alarmes à un point donné. Lors d'une recherche sur le fond marin, il peut être intéressant d'étudier la probabilités de fausses alarmes sur une surface donnée. Nous avons abordé cet aspect dans [KLM05b].

#### 6.4.4 Biais et variance de localisation

Considérons tout d'abord le récepteur optimal. Les estimateurs MV sont asymptotiquement non biaisés et efficaces. En d'autres termes, le biais pour les forts RSB tend vers zéro et les bornes de Cramer-Rao sont atteintes. Dans notre cas, le biais de l'estimateur est nul quel que soit le bruit. Calculons les bornes de Cramer-Rao. Nous sommes ici dans un cas d'estimation simultanée de plusieurs paramètres : les coordonnées horizontales du réflecteur. La détermination des bornes passe par le calcul de la matrice d'information de

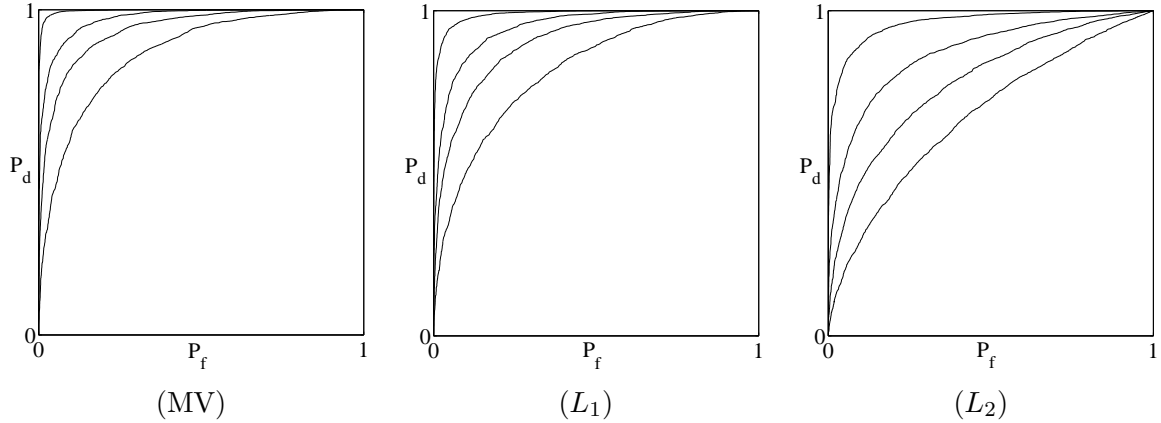


FIG. 6.5 – Courbes COR pour les trois récepteurs, représentées pour quatre RSB (-25dB, -28dB, -30dB et -33dB).

Fisher **J**. La log-vraisemblance (6.7) est dérivée deux fois par rapport aux coordonnées et on détermine l'espérance mathématique du résultat. Par exemple, l'élément non diagonal de **J** est :

$$J_{xy} = \int \sum_{ik} \frac{1}{N_k} \frac{\partial s_{ik}(\nu, x, y)}{\partial x} \frac{\partial s_{ik}^*(\nu, x, y)}{\partial y} d\nu. \quad (6.21)$$

Utilisons l'expression du signal reçu (6.6) pour expliciter cet élément. Nous supposons que les vecteurs de polarisation sont constants au voisinage du maximum, si bien que les dérivées ne dépendent que des exponentielles :

$$J_{xy} = \int \left| \frac{\alpha(\nu)s(\nu)2\pi\nu}{c_{ST}(\nu)} \right|^2 \sum_k \frac{|p_{STk}(\nu)|^2}{N_k} d\nu \sum_i \frac{\partial d'_i}{\partial x} \frac{\partial d'_i}{\partial y} \quad (6.22)$$

où les dérivées des  $d'_i$  sont (par exemple la dérivée par rapport à  $x$ ) :

$$\frac{\partial d'_i}{\partial x} = \frac{(x - x_i)}{\sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}} + \frac{(x - x_s)}{\sqrt{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2}}. \quad (6.23)$$

Enfin, l'inversion de la matrice **J** donne directement les bornes inférieures pour les variances selon les deux coordonnées  $\sigma_x^2$  and  $\sigma_y^2$  ainsi que la limite asymptotique de la covariance  $COV_{xy}$ .

La figure 6.6 présente les résultats d'estimation pour les trois récepteurs définis en section 6.2 pour des RSB variant de 0 à -30dB. Les estimations des variances et de la covariance sont calculées à partir de 4000 mesures. Chaque mesure correspond au maximum du récepteur dans un carré de 10m×10m centré sur l'objet. Ces estimations sont comparées aux bornes de Cramer-Rao. Plusieurs remarques peuvent être formulées :

- Pour le récepteur optimal, les variances sont confondues avec les bornes de Cramer-Rao pour les RSB supérieurs à -20dB.

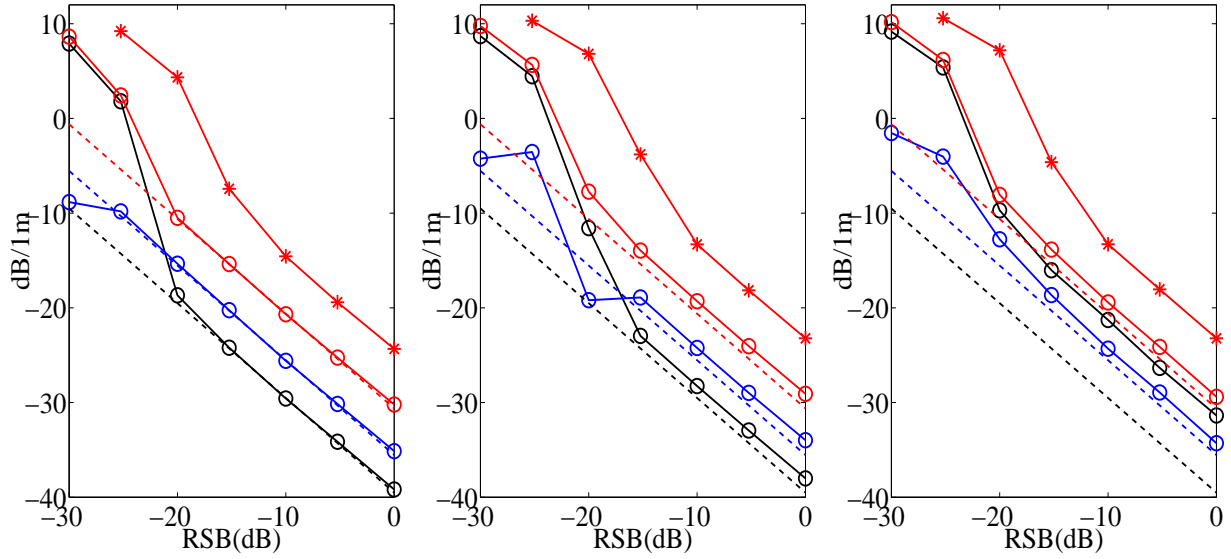


FIG. 6.6 – Variances de localisation pour le récepteur optimal (à gauche), le récepteur  $L_1$  (au centre) et le récepteur  $L_2$  (à droite). Les variances dans les directions  $x$  et  $y$  et les covariances  $xy$  sont représentées respectivement en noir, rouge et bleu. Les bornes de Cramer-Rao sont en pointillés et les estimations 4C sont marquées par (o). Nous représentons également les estimations 1C pour la variance selon  $y$  (\*). Les variances sont données en dB/1m (0dB correspond à  $\sigma = 1\text{m}$ , -10dB à  $\sigma = 0,32\text{m}$  et -20dB à  $\sigma = 0,1\text{m}$ ).

- En dessous de cette valeur (-20dB), on observe un effet de seuil caractéristique des estimations de paramètres non linéaires. En fait, pour les forts niveaux de bruit, la variance d'estimation perd son sens. Le bruit augmentant, les mesures conduisent de plus en plus à des fausses alarmes.
- Pour le récepteur  $L_1$  l'utilisation d'un modèle de signal non adapté ( $s(\nu)$  au lieu de  $\alpha(\nu)s(\nu)$ ) n'augmente la variance d'estimation que de 1,5dB, quel que soit le RSB.
- L'utilisation du récepteur  $L_2$  augmente la variance selon  $x$  ( $\sigma_x^2$ ) et lui donne une valeur plus proche de  $\sigma_y^2$ . Ceci était prévisible étant donnée la fonction d'ambiguïté correspondante (figure 6.4).
- Les localisations estimées avec 4C ont une variance plus faible qu'avec 1C. Une performance ( $\sigma_y^2$ ) donnée est obtenue en localisation 4C à un RSB de 6dB inférieur à la localisation 1C (translation de 6dB vers la gauche sur les figures). Cette observation vérifie la dépendance habituelle du gain d'antenne au nombre de capteurs :  $n$  fois plus de capteurs multiplie le gain d'antenne par  $n$ . Ici les résultats sont exactement ceux d'une antenne scalaire avec quatre fois plus de capteurs parce que le RSB est identique sur les 4C.

## 6.5 Focalisation en présence de bruit corrélé

La focalisation que nous venons de présenter repose sur l'hypothèse d'un bruit blanc temporellement et spatialement et indépendant d'une composante à l'autre. Cette hypothèse simplifie les calculs et est généralement robuste en analyse spectrale comme en traitement d'antenne. Au chapitre 2, nous avons présenté le bruit sismo-acoustique et il apparaît que celui-ci a une structure très différente d'un bruit blanc, à l'échelle temporelle et spatiale des ondes utilisées. La structure du récepteur employé pour la détection dans les sections précédentes n'est pas adaptée à ce bruit. Dans cette section nous allons étendre la focalisation à un bruit corrélé. Nous nous appuyerons sur le chapitre 2 pour analyser les performances du nouveau récepteur et nous le comparerons avec le récepteur adapté au bruit blanc.

Une façon de traiter ce problème est de préfiltrer le signal reçu  $\mathbf{r}$  de manière à en blanchir le bruit. Le test d'hypothèse implique alors le signal  $\mathbf{r}$  filtré, le modèle  $\mathbf{s}$  également filtré et un bruit blanc. Le calcul de la log-vraisemblance peut alors être mené comme précédemment. Pour simplifier l'écriture, nous reformulons le problème en temps discret. Nous utilisons  $n_t$  échantillons temporels pour une durée totale  $T$ . Le signal reçu s'écrit alors :

$$r_{ikt} = s_{ikt}(\mathbf{x}_o) + b_{ikt} \quad (6.24)$$

où  $i$  et  $k$  sont toujours les indices respectif du capteur et de la composante tandis que  $t$  désigne désormais l'indice temporel discret. On peut regrouper les signaux, les modèles et les bruits en longs vecteurs  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{s}(\mathbf{x}_o)$  et  $\mathbf{b}$  de dimension  $4n_c n_t$  regroupant tous les échantillons temporels des signaux. La log-vraisemblance pour le paramètre  $\mathbf{x}_o$  est alors :

$$l(\mathbf{r}, \mathbf{x}_o) = \mathbf{s}^T(\mathbf{x}_o) \mathbf{\Gamma}_b^{-1} \mathbf{r}. \quad (6.25)$$

$\mathbf{\Gamma}_b$  est ici la matrice de covariance du bruit. Le récepteur ne pourrait pas être implémenté aisément sous cette forme puisqu'il ferait intervenir une matrice carrée de la taille des données (soit  $4^2 n_c^2 n_t^2$  éléments). L'équation (6.25) peut être reformulée simplement dans le domaine des fréquences temporelles :

$$l(\mathbf{r}, \mathbf{x}_o) = \frac{1}{n_t} \sum_{\nu} \mathbf{s}_{\nu}^H(\mathbf{x}_o) \gamma_{\mathbf{b}_{\nu}}^{-1} \mathbf{r}_{\nu}. \quad (6.26)$$

$\mathbf{s}_{\nu}(\mathbf{x}_o)$  et  $\mathbf{r}_{\nu}$  sont des vecteurs de  $4n_c$  éléments regroupant les coefficients de Fourier à la fréquence discrète  $\nu$  pour le modèle et le signal respectivement. Ce sont les vecteurs duaux de  $\mathbf{s}_t(\mathbf{x}_o)$  et  $\mathbf{r}_t$ .  $\gamma_{\mathbf{b}_{\nu}}$  est la matrice spectrale du bruit à la fréquence  $\nu$ , elle regroupe les densités spectrales et inter-spectrales de puissance. On peut exploiter cette équation directement si l'on a une estimation ou un modèle pour la matrice spectrale du bruit. Comme la formation de voies doit être appliquée sur de nombreux points du fond marin pour produire une image de focalisation, le produit  $\gamma_{\mathbf{b}_{\nu}}^{-1} \mathbf{r}_{\nu}$  est calculé une fois pour toute. Notons le  $\tilde{\mathbf{r}}_{\nu}$ . Le temps de calcul de la focalisation ne sera pas dicté par la forme de la corrélation du bruit. On pourra donc modéliser celle-ci de façon aussi fine et réaliste que l'on souhaitera.

### 6.5.1 Modèle séparable de bruit corrélé

Dans les simulations en bruit corrélé de ce chapitre, nous adoptons le modèle de bruit séparable défini en section 2.3. les propriétés du bruit sur l'antenne sont décrites par la matrice de corrélation discrète  $\mathbf{\Gamma}_b(\tau)$  au retard discret  $\tau$  d'élément  $\Gamma_{b_{i_1 k_1 i_2 k_2}}(\tau)$  pour les deux signaux  $(i_1, k_1)$  et  $(i_2, k_2)$ . La matrice spectrale  $\gamma_b(\nu)$  à la fréquence discrète  $\nu$  a pour élément correspondant  $\gamma_{b_{i_1 k_1 i_2 k_2}}(\nu)$ . Étant donnée la corrélation spatio-temporelle du champ de bruit, La matrice spectrale se factorise sous la forme :

$$\gamma_{b_{i_1 k_1 i_2 k_2}}(\nu) = \mathbf{C}_{\mathbf{S}_{i_1 i_2}} \mathbf{\Gamma}_{\mathbf{K}_{k_1 k_2}} \gamma_T(\nu) \quad (6.27)$$

$\mathbf{C}_{\mathbf{S}_{i_1 i_2}} = C_s(\mathbf{x}_{i_1} - \mathbf{x}_{i_2})$  désigne la matrice de corrélation spatiale normalisée (elle vaut 1 sur la diagonale),  $\gamma_T(\tau)$  est la DSP temporelle normalisée ( $\gamma_T(0) = 1$ ) et  $\mathbf{\Gamma}_{\mathbf{K}}$  est la matrice  $4 \times 4$  de covariance intercomposantes, définissant la puissance et la polarisation du bruit :

$$\mathbf{\Gamma}_{\mathbf{K}} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3^2 & \rho_{34}^* \sigma_3 \sigma_4 \\ 0 & 0 & \rho_{34} \sigma_3 \sigma_4 & \sigma_4^2 \end{pmatrix} \text{ pour } \nu > 0$$

et la matrice conjuguée pour  $\nu < 0$ . Nous déduisons de ce modèle la mesure filtrée  $\check{\mathbf{r}}_\nu$  :

$$\check{r}_{ik\nu} = \frac{1}{\gamma_T(\nu)} \sum_{i_2} \mathbf{C}_{\mathbf{S}_{ii_2}}^{-1} \sum_{k_2} \mathbf{\Gamma}_{\mathbf{K}_{kk_2}}^{-1} r_{i_2 k_2 \nu} \quad (6.28)$$

En explicitant dans (6.26) le modèle de signal (6.6), la log-vraisemblance devient

$$l(\mathbf{r}, \mathbf{x}_o) = \sum_{\nu} s_{e\nu}^* \sum_i \exp\left(\frac{2\pi j \nu d'_i(\mathbf{x}_o)}{c_{ST\nu}}\right) \sum_k p_{ST_{ik\nu}}^* \check{r}_{ik\nu} \quad (6.29)$$

En bruit temporellement blanc,  $\gamma_T(\nu) = 1$  dans la bande des traitements. Cette bande valant  $n_t/T$ , la variance sur la composante  $k$  est  $\sigma_k^2 = N_k n_t/T$ .

### 6.5.2 simulations

Nous avons réalisé des simulations en bruit corrélé dans des configurations tout à fait similaires à celles de la section 6.4. La longueur de l'antenne est 50m. Dans cette simulation, elle comprend 10 capteurs 4C. Le modèle de corrélation du bruit est séparable. La corrélation spatiale est définie d'après les mesures de [TMC<sup>+</sup>95](une corrélation de 0,9 à 5m et décroissant progressivement pour atteindre 0,2 à 40m). Le bruit est temporellement blanc. Nous choisissons la valeur  $0,9e^{j\pi/2}$  pour la cohérence entre les composantes pression et vitesse de déplacement vertical ce qui correspond plutôt à un bruit composé d'ondes de Scholte (voir section 2.3.2).

La figure (6.7) présente deux images de focalisation construites à partir de données identiques. Ces données comportent un écho et du bruit avec une corrélation spatiale (pas

de corrélation intercomposantes). Pour la première image, la focalisation est réalisée en supposant le bruit blanc alors que pour la seconde, la corrélation réelle du bruit est prise en compte. Nous avons utilisé l'enveloppe des récepteurs pour les deux images, comme pour le récepteur  $L_2$  défini en section 6.2.1, de manière à éviter les oscillations. On observe une augmentation évidente de la capacité de détection du récepteur adapté.

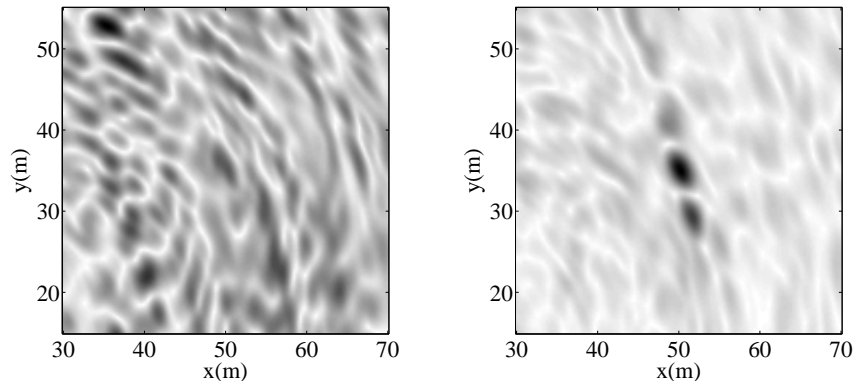


FIG. 6.7 – Images de focalisation normalisées obtenues avec du bruit spatialement corrélé (RSB -23dB). Récepteur adapté au bruit blanc (à gauche) et récepteur optimal (à droite).

Pour quantifier cette amélioration, utilisons le gain en RSB du traitement d'antenne. Comme en section 6.4, nous avons simulé un RSB identique sur toutes les composantes. Le RSB d'entrée moyen pour un signal donné d'indices  $(i, k)$  est :

$$\text{RSBe} = \frac{\sum_t s_{ikt}^2(\mathbf{x}_o)}{n_t \sigma_k^2} \quad (6.30)$$

Sans atténuation, le RSB d'entrée est également indépendant de la position de l'objet  $\mathbf{x}_o$ . Selon [Van68], le RSB de sortie pour le récepteur optimal est

$$\text{RSBs} = \mathbf{s}^T(\mathbf{x}_o) \mathbf{\Gamma}_b^{-1} \mathbf{s}(\mathbf{x}_o) \quad (6.31)$$

Le RSB d'entrée étant fixé, nous avons calculé le RSB de sortie dans différentes configurations de bruit et pour différents récepteurs, adaptés ou non. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 6.1 ; ils sont normalisés par le cas optimal en bruit blanc. À chaque ligne correspond un type de corrélation pour le bruit réel et à chaque colonne correspond un récepteur. Plusieurs remarques peuvent être formulées à propos de ce tableau :

- sur chaque ligne, la meilleure valeur de RSB figure sur la « diagonale » du tableau. Ces valeurs correspondent aux cas optimaux de réception. Ils ont été calculés directement grâce à l'équation (6.31) alors que les autres ont été estimés sur un ensemble de réalisations.

TAB. 6.1 – RSB de sortie normalisé dans différentes configurations.

Corrélation vraie du bruit	Corrélation supposée du bruit		
	aucune	spatiale	spatiale et inter-composante
aucune	1	0,64	0,59
spatiale	1,20	8,98	8,2
spatiale et inter-composante	0,83	6,16	6,85

- La comparaison des lignes 2 et 3 montre qu’une corrélation entre pression et déplacement vertical altère les performances. Ce résultat est attendu puisque cette corrélation contraint le bruit simulé à avoir une structure plus proche des ondes de Scholte. En présence de bruit acoustique, suivant la phase de la cohérence, cette tendance pourrait s’inverser.
- La comparaison entre les lignes 1 et 2 montre que la corrélation spatiale du bruit améliore la détection, quelle que soit la structure du récepteur. Avec le modèle de corrélation spatiale imposé, le gain est très important : les deux images de la figure 6.7 correspondent respectivement aux RSB de sortie 1,20 et 8,98.

Cette dernière observation peut être expliquée en interprétant le problème dans le domaine  $k - \nu$ . La figure 6.8 montre en  $k - \nu$  la mesure sur l’antenne de l’écho à détecter et la densité spectrale de puissance  $k - \nu$  du bruit. Comme l’écho présente un fort repliement en

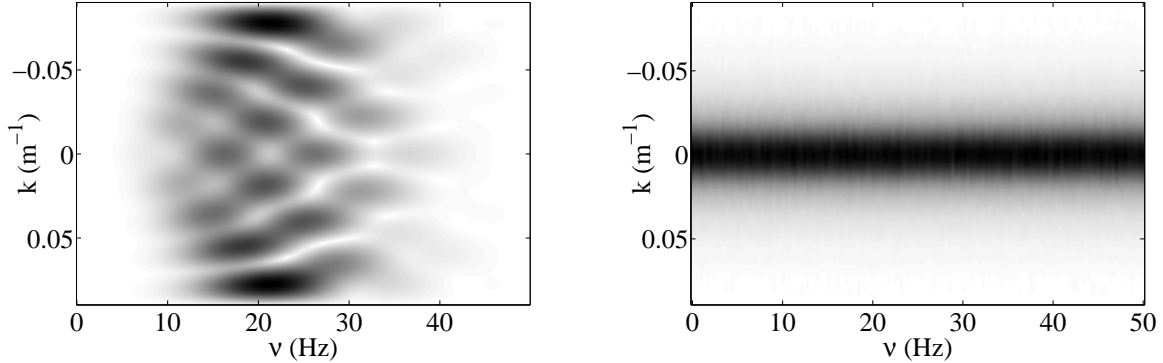


FIG. 6.8 – Représentation  $k - \nu$  de la mesure de l’écho sur l’antenne (gauche) et DSP  $k - \nu$  du bruit (droite) affichée avec la même échelle en  $k - \nu$ .

nombre d’onde et que l’antenne est assez courte par rapport à la longueur d’onde, il occupe une partie importante de l’espace  $k - \nu$ . En revanche la puissance du bruit se concentre autour de la ligne  $k = 0$ . Il est clair sur la figure que la partie la plus énergétique du signal de l’écho occupe une zone du domaine où  $\gamma_b(k, \nu)$  la DSP  $k - \nu$  du bruit est la plus faible. Ceci explique qualitativement le gain important observé. Même si le bruit réel diffère du modèle séparable utilisé pour cette simulation, la distribution de puissance du bruit dans le plan  $k - \nu$  est d’extension similaire dans la bande de fréquence du signal, comme nous

l'avons montré en section 2.4.4. Par conséquent, avec un modèle de bruit plus réaliste, le gain en RSB serait également important.

## 6.6 Prise en compte de l'atténuation des ondes

Dans ce qui précède, nous avons ignoré l'atténuation des ondes pourtant importante du fait de l'absorption dans les sédiments mal consolidés et de la divergence géométrique. Étudions qualitativement son influence sur les traitements développés. Revenons pour cela à la forme générale du récepteur optimal (6.4) :

$$\log \Lambda(\mathbf{r}, x, y) = \sum_{ik} \frac{1}{N_k} \int [2r_{ik}(t)s_{ik}(t) - s_{ik}^2(t)] dt$$

Le 2<sup>e</sup> terme de cette log-vraisemblance, qui représente l'énergie totale des signaux du modèle, doit cette fois être pris en compte car il n'est plus constant. Cependant sa variation en fonction de la position du fond marin est lente. On peut donc considérer en première approximation que les maxima de la vraisemblance sont ceux du premier terme. Ce deuxième terme peut être négligé dans le calcul à condition de choisir un seuil de détection variable, puisque fonction du RSB.

Considérons le premier terme de la log-vraisemblance. Il s'agit des corrélations des signaux avec les modèles. Ignorer l'atténuation dans ce modèle fait perdre l'optimalité du système. Mais la localisation d'un écho est essentiellement fondée sur la phase des signaux, elle est peu sensible à leur amplitude. Les commentaires que nous avons formulés en section 6.2.2 à propos de la méconnaissance de la réflexion sur les cibles s'appliquent également ici : si la phase des signaux réfléchis est bien modélisée, la localisation se fait sans biais et la non optimalité se manifeste par une augmentation de la variance.

## 6.7 Traitement de l'onde incidente

Nous avons défini un système SONAR sismo-acoustique actif. En pratique, l'antenne de réception enregistrera inévitablement l'onde incidente. Nous avons insisté au chapitre 5 sur son utilité pour l'estimation précise des propriétés de propagation des ondes de Scholte à l'interface. Lors de l'étape de détection-localisation, elle est en revanche gênante, notamment parce qu'elle est bien plus énergétique que les échos à détecter.

Nous disposons cependant d'un atout majeur pour nous affranchir de cette onde : son origine est connue. Pour peu que le milieu de propagation n'évolue pas, l'onde incidente enregistrée sera identique d'une réalisation à l'autre. Le traitement optimal est alors immédiat : il suffit de la soustraire aux signaux. En pratique, divers paramètres peuvent influencer sur la variabilité de l'onde incidente :

- de légers changements des paramètres géoacoustiques du milieu,
- l'incertitude sur la géométrie de l'antenne,



- la variabilité du spectre et de la position de la source.

Dans cette partie nous allons étudier l'influence de l'onde incidente sur la détection, et montrer qu'il est possible de supprimer sa contribution dans la détection-localisation.

### 6.7.1 Influence de l'onde incidente sur la détection

L'onde incidente considérée est une onde de Scholte. Elle a une dispersion et une polarisation adaptée au traitement de formation de voies pour les échos. Comme elle est très énergétique, elle produit sur les images de détection-localisation une tache importante qui peut empêcher une détection d'échos autour de la position de la source. Nous montrons sur la figure 6.9 une image de focalisation calculée pour des signaux contenant deux échos et l'onde incidente, avec une antenne linéaire et une source alignée avec celle-ci. La géométrie est la même qu'en section 6.4.1. Les cibles sont localisées aux positions A(50,35) et B(10,10). Grâce au traitement large bande, les taches de détection ne comportent pas de

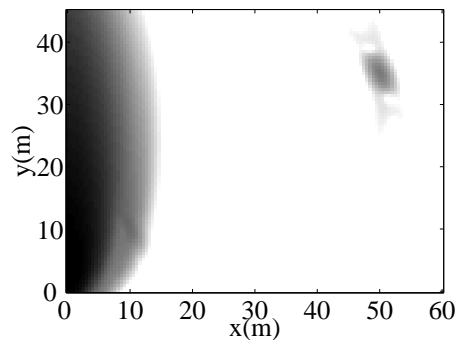


FIG. 6.9 – Image de focalisation pour des signaux sans bruit constitués de l'onde incidente et de deux échos venant des positions A(50,35) et B(10,10). Le résultat est affiché avec une échelle logarithmique, avec une dynamique de 40dB.

lobes secondaires. L'onde incidente ne gêne pas la détection au delà d'une certaine distance. C'est le cas pour la cible A. Par contre, pour une cible localisée à proximité de la source ou de l'antenne, la détection est impossible (cas de la cible B).

Le traitement de détection favorise les ondes réfléchies par rapport aux ondes incidentes. Nous avons vu en section 3.4 que les objets enfouis près de l'interface réfléchissent mieux les hautes fréquences, parce que celles-ci ont une faible profondeur de pénétration dans les sédiments et qu'il en résulte que les ondes réfléchies ont des spectres centrés sur des fréquences plus élevées que les ondes incidentes. Comme le traitement de détection réalise un filtrage adapté temporel, il est sensible aux spectres des ondes reçues. Il est normal que les ondes incidentes soient moins favorisées par le traitement même si elles ont la bonne dispersion et la bonne polarisation.

### 6.7.2 Suppression de l'onde incidente

Pour parer aux incertitudes sur les ondes incidentes que nous avons évoquées plus haut, il nous semble judicieux de réaliser un traitement qui ne fasse pas d'hypothèses sur le spectre de la source. Par contre, il est possible de tirer parti du fait que l'onde incidente est dominante dans les signaux. Connaissant la position de la source et la dispersion des ondes de Scholte, nous réalisons une correction de vitesse pour aligner cette onde dans les signaux.

Dans ces conditions, on peut utiliser une décomposition du signal en sous-espaces pour isoler l'onde incidente. Ainsi par une SVD (Décomposition en Valeurs Singulières ou *Singular value decomposition* en anglais) des signaux, l'onde incidente alignée de forte énergie se trouve confinée dans le sous espace singulier correspondant à la plus forte valeur singulière. La contribution de l'onde incidente est supprimée en reconstruisant les signaux dans l'espace complémentaire de ce sous-espace. L'utilisation de ce filtrage par SVD pour supprimer l'onde incidente fonctionne d'autant mieux que celle-ci a une énergie importante dans les signaux [MLMG04]. Par contre, le filtrage a l'inconvénient de réduire également l'énergie des ondes non alignées. En effet, les sous-espaces définis par la SVD sont orthogonaux, mais dans les signaux, les ondes réfléchies non alignées ne sont pas nécessairement orthogonales à l'onde incidente.

La figure 6.10 montre l'image de focalisation obtenue pour les mêmes signaux que sur la figure 6.9 avec un préfiltrage de l'onde incidente par SVD. Dans cet exemple synthétique,

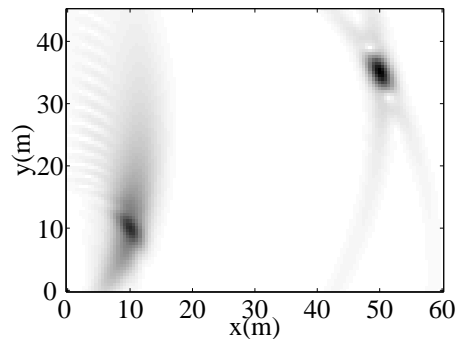


FIG. 6.10 – Image de focalisation normalisée en présence de deux échos, où l'onde incidente a été éliminée. Le résultat est affiché avec une échelle linéaire.

la tache de focalisation de l'onde incidente a totalement disparu parce que la correction de vitesse à appliquer pour aligner l'onde est connue. Les taches de focalisation des échos ont été peu altérées par le filtrage par SVD. Pour quantifier l'effet de ce filtrage, nous avons calculé le niveau en sortie du traitement d'antenne à la position des cibles, sans et avec suppression de l'onde incidente. Ces niveaux sont donnés par le tableau 6.2. Le niveau de l'image focalisation pour un écho est 4800 dans cette simulation, quelle que soit la position de la cible. Sans suppression de l'onde incidente, on observe un niveau plus important sur

TAB. 6.2 – Niveau de l'image de focalisation à la position des cibles.

Position en mètres $(x,y)$	A(50,35)	B(10,10)
Avec onde incidente	4800	6661
Onde incidente filtrée	4774	3970

la cible B. Il est dû à la contribution de l'onde incidente dans le traitement. Le préfiltrage de l'onde incidente entraîne une baisse des niveaux de détection observés pour les deux cibles. La baisse est minimale pour la cible A. Elle est de 17% à la position B.

Pour adapter le principe de filtrage décrit ci-dessus aux données multicomposante, les composantes sont juxtaposées pour former une matrice de  $4n_c$  signaux de  $n_t$  échantillons. On donne à chaque composante une contribution équivalente dans le filtrage en normalisant par la composante correspondante du vecteur de polarisation des ondes de Scholte. Après alignement de l'onde incidente (identique sur toutes les composantes), la SVD est faite sur la matrice entière. La normalisation donne non seulement la même énergie à l'onde incidente sur toutes les composantes mais aussi la même phase. Ceci suppose une bonne estimation de la polarisation, sans laquelle l'énergie de l'onde incidente ne sera pas confinée dans un seul sous-espace mais deux. Après suppression de l'onde incidente, les signaux sont reconstitués par les opérations inverses des normalisations et alignements.

Pour s'affranchir de la contrainte d'orthogonalité des sous-espaces singuliers, il serait possible d'utiliser des décompositions matricielles plus élaborées [VLBM06]. Mais cela ne semble pas nécessaire étant donnée la faible perte d'énergie dans les traitements pour une cible se trouvant proche de la source.

## 6.8 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le traitement de détection-localisation d'objets enfouis. Nous avons développé une méthode optimale pour la détection, adaptée aux propriétés de propagation des ondes de Scholte estimées lors de l'apprentissage. Cette méthode est large bande, pour profiter de toute l'énergie des échos. Elle tient compte de la polarisation des ondes de Scholte grâce à l'utilisation de capteurs multicomposante sur l'interface eau-sédiments. Nous avons montré que cette détection peut s'apparenter à une formation de voies.

Nous avons étudié les performances théoriques de détection-localisation en bruit blanc et en bruit corrélé. Nous avons présenté nos résultats de détection/localisation dans [KLM05a, KLM05b, KLM06b]. L'utilisation de capteurs multicomposante permet de gagner en RSB par rapport à une antenne de réception scalaire tout en conservant la même extension spatiale d'antenne. Les performances de détection s'améliorent fortement lorsque la corrélation spatiale du bruit sismo-acoustique est prise en compte dans les traitements. Ceci s'explique par des propriétés de propagation différentes des signaux (ondes sismo-acoustiques de type

Scholte lentes) et du bruit (de propagation acoustique, rapide).

Nous nous sommes intéressés au traitement de l'onde incidente. Si elle est utile à l'estimation de la propagation des ondes de Scholte, elle est plutôt gênante pour la détection d'objets. Nous avons proposé d'éliminer cette onde par un filtrage par SVD. Cette solution remplit son rôle sans altérer les échos d'objets enfouis.



---

# Chapitre 7

## Applications

Dans ce chapitre, nous appliquons le système de détection-localisation que nous avons développé à deux situations, dans le but de valider notre approche. Le premier cas, présenté en section 7.1, est une simulation réalisée à l'aide d'un outil présenté au chapitre 3, un logiciel de calcul d'ondes élastiques par Différences Finies 2D. La section 7.2 traite d'un cas réel terrestre où des ondes de surface se propagent en présence d'une inclusion près de la surface du sol.

### 7.1 Signaux Différences Finies 2D

La validation de la méthode sur des signaux de simulation d'ondes élastiques est une première étape nécessaire. Elle permet de vérifier qu'une propagation réaliste peut être correctement prise en charge par le système, sans toutefois être confronté aux difficultés de la réalité telles que la variabilité spatiale de la propagation. Cette approche permet en outre une vérification directe des résultats puisque la configuration « expérimentale » est parfaitement connue. Nous commençons par expliquer comment les signaux ont été construits puis nous détaillons l'application de la méthode sur ces données.

#### 7.1.1 Construction des signaux

Pour la construction des signaux d'antenne, nous reprenons la simulation 2D définie en section 3.4.1 que nous pouvons résumer ainsi :

- les sédiments comportent des gradients de vitesse de propagation ( $c_P$  et  $c_S$ )
- un objet affleurant mesurant  $1\text{m} \times 1\text{m}$  y est inclus
- la source est placée dans l'eau, près de l'interface, à 60m de l'objet.

Cette simulation est en 2D uniquement et nous souhaitons simuler un scénario 3D, avec des ondes réfléchies par l'objet qui divergent dans le plan horizontal. Nous imposons donc à ce champ 3D une symétrie cylindrique autour de l'objet ; les ondes réémises par l'objet dans toutes les directions horizontales sont celles réémises en direction de la source pour la simulation 2D. Nous calculons donc des sismogrammes  $x - t$  synthétiques en plaçant

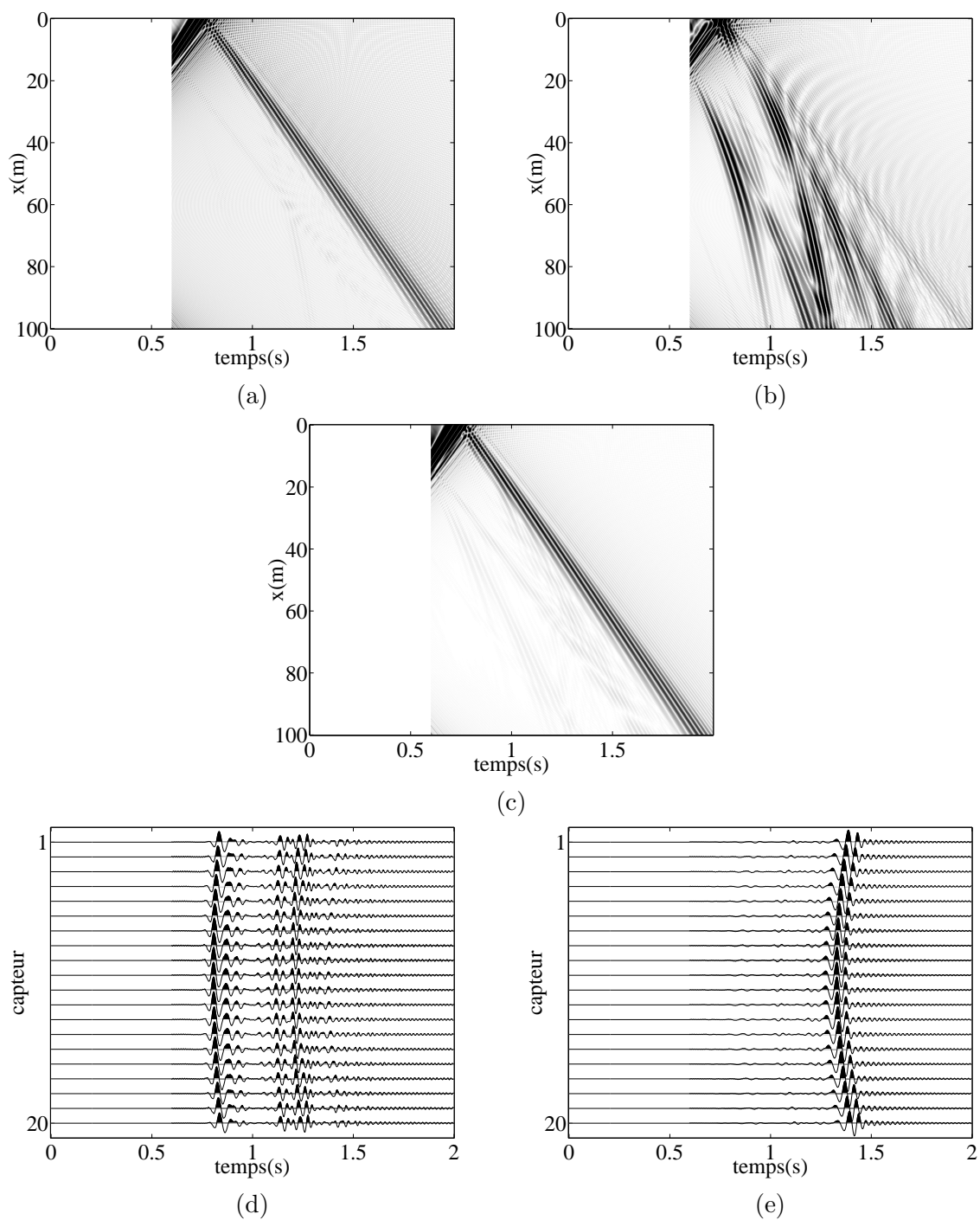


FIG. 7.1 – Sismogrammes générés par Différences Finies 2D pour simuler un écho d'objet enfoui. Signaux bruts calculés pour les composantes Pression (a) Déplacement radial (b) et vertical (c). Composantes horizontale  $v_x$  (d) et verticale  $v_z$  (e) interpolées sur l'antenne.

l'origine des abscisses sur l'objet. Par contre les temps sont toujours repérés par rapport à l'explosion de la source. Cette symétrie autour de l'objet n'est pas réaliste pour l'onde incidente. Nous l'avons donc supprimée des signaux par une troncature temporelle pour qu'elle n'apparaissent pas sur l'antenne. La figure 7.1 représente les sismogrammes utilisés pour la génération des signaux d'antenne. Les signaux ont été suréchantillonnés spatialement pour que le champ synthétique puisse être construit assez fidèlement aux points de l'antenne par simple interpolation linéaire. Les signaux 4C « enregistrés » sur l'antenne sont également représentés figure 7.1, pour les composantes  $v_x$  et  $v_z$  seulement ;  $v_y$  est très similaire à  $v_x$  (figure 7.1(d)) et la pression est très similaire à  $v_z$  (figure 7.1(e)). La géométrie de la simulation est la même qu'en section 6.4.1 à part la position de l'objet, en (49, 15; 34, 41) au lieu de (50; 35) pour qu'il soit précisément à 60m de la source. Les signaux  $v_z$  sont largement dominés par l'onde de Scholte. En revanche sur les signaux  $v_x$ , les arrivées les plus énergétiques sont celles des ondes S guidées par le gradient de vitesse des sédiments. L'onde de Scholte s'y distingue à peine. Dans ce scénario 3D, l'atténuation géométrique de l'onde de Scholte n'est pas modélisée. Elle aurait peu d'incidence car elle est très faible pour cette géométrie : le rapport d'atténuation entre les capteurs les plus éloignés de l'objet (les capteurs extrêmes de l'antenne) et les plus proches (les capteurs du centre de l'antenne) est de 0,95.

### 7.1.2 Apprentissage

Pour ce scénario simulé, nous avons réalisé l'apprentissage dans un cas assez favorable car sans bruit. Nous avons estimé la dispersion, l'ondelette source et la polarisation par les méthodes développées au chapitre 5. Les résultats sont présentés figure 7.2. Cette estimation a été réalisée à partir de l'onde incidente en respectant la géométrie, c'est à dire avec une antenne linéaire de 20 capteurs de 50m de long, à 10m de la source. Simulée par différences finies 2D, une onde de Scholte ne subit pas de divergence géométrique. Quant à l'absorption, elle n'était pas modélisée. Il n'y avait donc pas d'atténuation à estimer.

La vitesse de phase estimée (figure 7.2(a)) est décroissante conformément au profil de vitesse  $c_S$  du milieu. Elle devrait tendre vers une limite asymptotique proche de  $90\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  mais au contraire la décroissance s'accélère en hautes fréquences : cette observation est la dispersion numérique. L'estimation de l'ondelette source (figure 7.2(b)) a été réalisée à partir des signaux  $v_z$  pour éviter l'influence des ondes de volume P et S. La polarisation entre les signaux de pression et  $v_z$  (figure 7.2(c)) a pu être estimée correctement car l'onde de Scholte domine largement les ondes S et est bien séparée des ondes P sur ces composantes. On retrouve un déphasage de  $\pi/2$  caractéristique des ondes de Scholte. L'estimation dans le domaine des fréquences de la polarisation entre les signaux  $v_x$  et  $v_z$  (figure 7.2(d)) est entachée d'erreur à cause de l'influence des ondes S. Nous avons donc estimé cette polarisation dans le domaine temporel, en considérant le rapport d'amplitude complexe des signaux analytiques (voir section A.5). Finalement le modèle de polarisation utilisé pour la détection-localisation est le rapport constant  $v_x/v_z = -0,1j$  (pour les fréquences



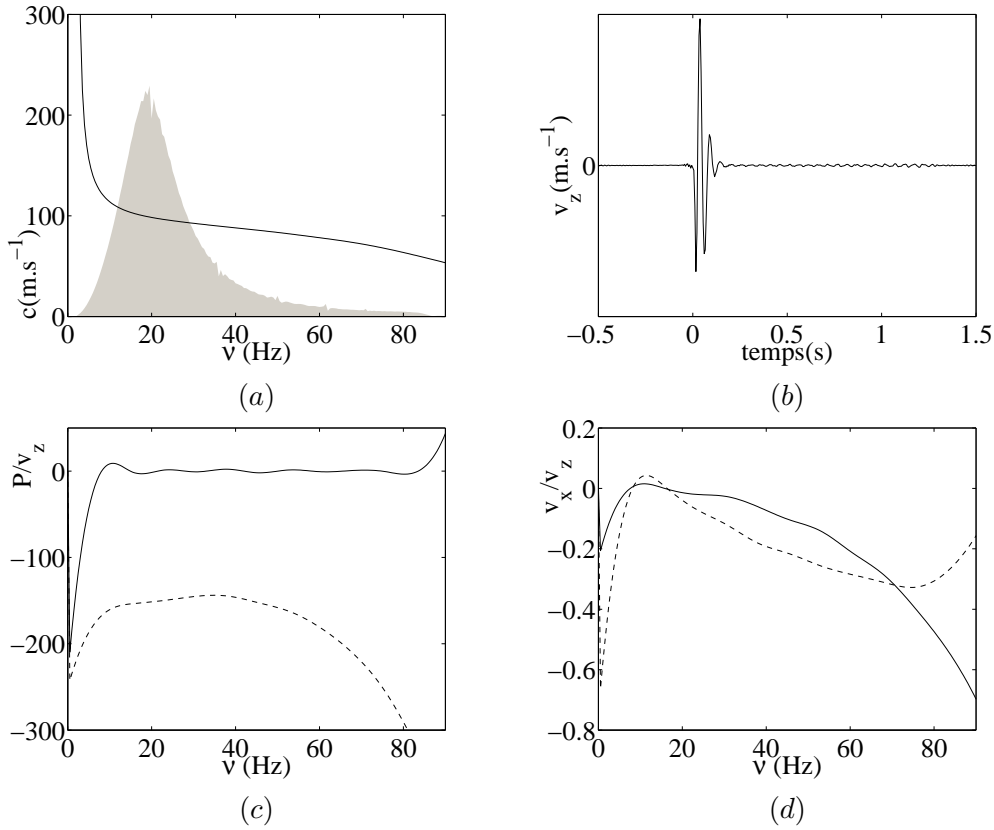


FIG. 7.2 – Résultats d'estimation sur l'onde incidente. Vitesse de phase et spectre de l'ondelette source (a), ondelette source (b), polarisation  $P/v_z$  (c) et polarisation  $v_x/v_z$  (d) (partie réelle des rapports en trait plein, partie imaginaire en pointillés).

positives).

### 7.1.3 Détection-localisation

Même si nous n'ajoutons pas de bruit en simulation, son modèle doit être fixé pour définir le traitement de détection-localisation. En effet, la contribution de chacune des composantes dans le traitement dépend du RSB comme nous l'avons montré en section 6.3.1. Pour cette application nous avons supposé que le RSB est identique sur toutes les composantes. La figure 7.3 présente les images de focalisation obtenues sur les signaux d'antenne de la figure 7.1, le traitement est adapté aux caractéristiques estimées, nous utilisons le récepteur  $L_2$ . Les figures 7.3 ( $P$ ) et ( $v_z$ ) sont les images obtenues par focalisation des deux signaux d'antenne monocomposantes  $P$  et  $v_z$ . Ces images sont très similaires à celle de la figure 6.4 (récepteur  $L_2$ ), ce qui confirme la validité du modèle théorique de signaux du chapitre 6 et de l'estimation de la dispersion et de l'ondelette source. L'exploitation de ces deux composantes apporte un gain de 3dB par rapport à des signaux scalaires. La figure

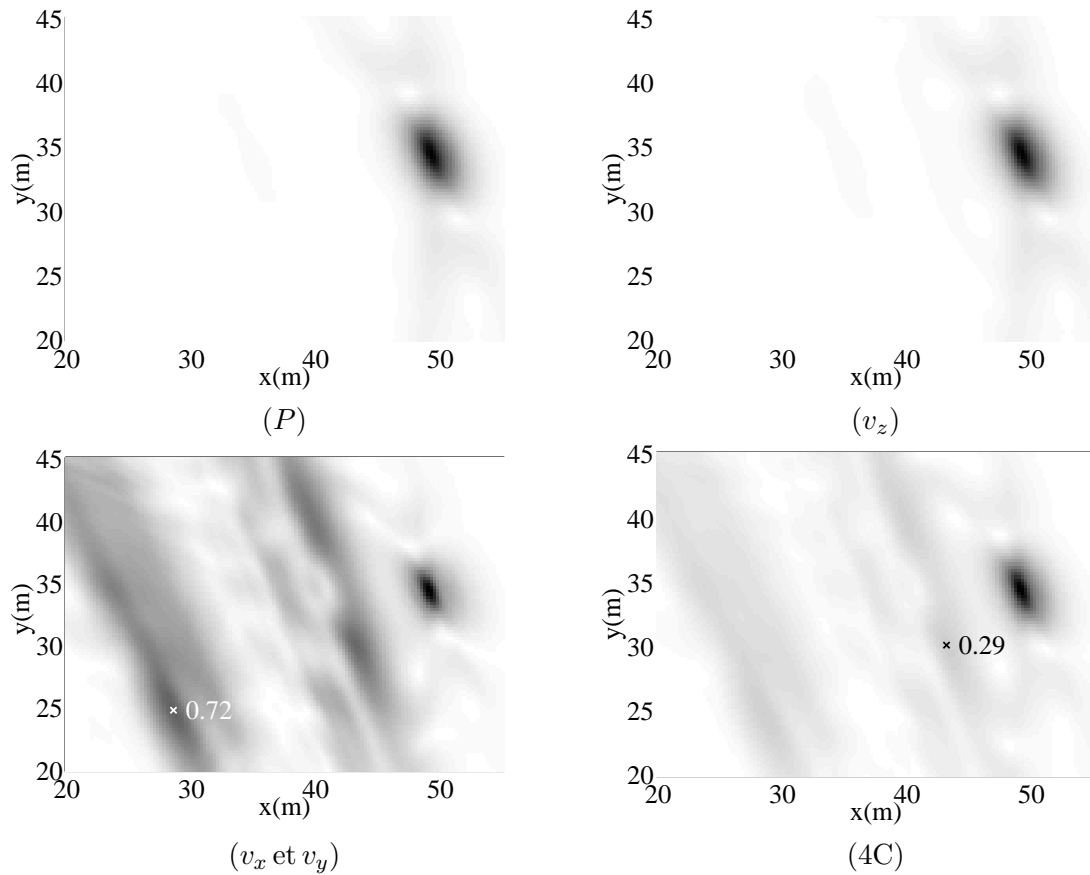


FIG. 7.3 – Images de focalisation normalisées pour les signaux différences finies obtenues avec une composante ( $P$ ) et ( $v_z$ ), les deux composantes horizontales ( $v_x$  et  $v_y$ ) et 4C (4C). Le niveau maximum des fantômes est indiqué.

7.3 ( $v_x$  et  $v_y$ ) est la focalisation à deux composantes réalisée sur les vitesses de déplacement horizontal. Cette image présente des fantômes de détection dus aux ondes S qui s'étendent en avant de la position de l'objet. Cependant, malgré l'énergie très grande de ces ondes comparée à l'onde de Scholte sur ces composantes, l'image de détection reste maximale à la position de l'objet. Ceci montre qu'en présence de bruit, on améliorera les performances de détection en prenant en compte les composantes horizontales en plus des deux autres composantes (figure 7.3 (4C)).

#### 7.1.4 Discussion

Si dans le traitement multicomposante, les RSB sont identiques comme nous l'avons supposé pour cette simulation, le gain d'antenne sera de 6dB supérieur à une antenne scalaire. Le gain ainsi amélioré est le gain local, au niveau de l'objet à détecter. Au niveau des fantômes résultant des ondes S, la probabilité de fausse alarme augmente. Certaines

fausses alarmes pourront être levées par la polarisation. En effet, les fantômes sont les images d'ondes à polarisation horizontale.

D'après [SK88], le bruit acoustique en petit fond est plutôt à polarisation horizontale. Or, une onde de Scholte possède une polarisation plutôt verticale. Le RSB serait donc en pratique plus important sur la composante verticale que sur les composantes horizontales. Si le gain de traitement d'antenne apporté par les composantes horizontales est minime, leur utilité devient discutable. L'utilisation de ces composantes devrait être expérimentée en mer pour évaluer leur réel intérêt. Vraisemblablement, le gain apporté par les composantes horizontales dépendra beaucoup de la configuration du lieu et de l'état de la mer.

Cette application sur des ondes élastiques simulées valide le système que nous proposons. En particulier elle confirme que le modèle de signaux que nous avons proposé est en adéquation avec la propagation d'ondes élastiques. En prenant en compte la dispersion et les spectres des signaux attendus, nous obtenons des images de focalisation similaires que le modèle soit empirique (dans les simulations du chapitre 6) ou issu de la propagation simulée par différences finies (dans cette application).

Cette application s'écarte d'une modélisation réaliste sur deux points : elle n'est pas entièrement fidèle à la propagation 3D et elle ne prend pas en compte l'absorption des ondes élastiques. Comme nous l'avons dit plus haut l'atténuation géométrique des ondes est négligeable dans cette configuration de simulation. L'atténuation par absorption serait plus importante mais son effet resterait toutefois modéré : une absorption très forte de  $2\text{dB}/\lambda$  donnerait un rapport d'atténuation de 0,7 entre les capteurs les plus éloignés de l'objet (les capteurs extrêmes de l'antenne) et les plus proches (les capteurs du centre de l'antenne). Dans cette application, le coefficient de réflexion de l'onde de Scholte sur la cible est un autre aspect non fidèle à la propagation 3D. Ce coefficient n'est de toute façon pas utilisé pour construire les images de focalisation présentées puisque celles-ci sont issues du récepteur  $L_2$ , qui réalise le filtre adapté temporel avec l'ondelette source.

## 7.2 Cas réel : réflexion d'ondes de surface terrestres

La seconde application de ce chapitre est un cas réel de détection d'un objet enfoui dans le sol. Le Bureau de Recherche Géologique et Minière (BRGM) a mené une expérimentation à Jargeau (Loiret, France) dans le but de valider une approche de détection de cavités souterraines. Cette approche est décrite dans [LBG00]. [Gél05] a repris ces données pour caractériser le sol et la cavité par une méthode d'inversion des formes d'onde. Les données de l'expérience de Jargeau nous ont été communiquées par Adnand Bitri du BRGM. Nous comparerons notre approche et nos résultats avec ceux qui ont été publiés.

### 7.2.1 Présentation du contexte

Le corpus de données est constitué d'un ensemble de tirs réalisés sur une chaussée goudronnée pour détecter une cavité maçonnée construite à faible profondeur. Une antenne linéaire de 24 géophones verticaux a été déployée, dans la direction orthogonale à la cavité à détecter. La source est un marteau, actionné pour chaque tir à 5m du premier capteur dans l'alignement de l'antenne. L'ensemble source-antenne est translaté d'un mètre entre deux tirs. La géométrie du dispositif est illustrée sur la figure 7.4. Le BRGM a réalisé 36 tirs d'un coté de la cavité et 25 tirs de l'autre côté. Nous exploitons ici le premier jeu de tirs. D'après le BRGM et les résultats de [LBG00], la cavité se trouve approximativement

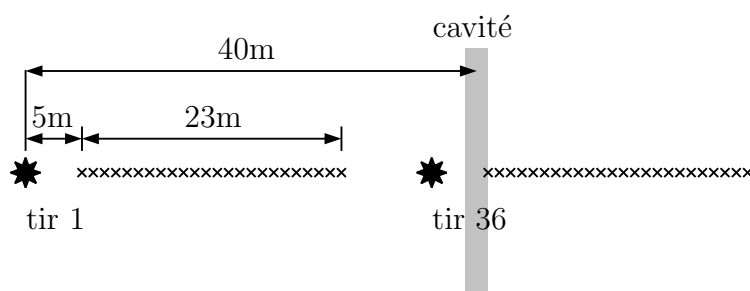


FIG. 7.4 – Géométrie vue de dessus du dispositif d'acquisition sismique pour les 1<sup>er</sup> et 36<sup>e</sup> tirs.

à 40m de la source pour le premier tir (tir 1), soit 12 mètres au delà du dernier capteur. Les signaux sont échantillonnés à 1kHz et chaque trace comporte 1024 échantillons.

### 7.2.2 Analyse préliminaire des signaux

La représentation des signaux en  $x - t$  peut difficilement être interprétée telle quelle. Pour le premier tir, qui ne comprend pas d'onde réfléchié puisqu'il est réalisé loin de la cible, on distingue plusieurs fronts d'ondes (Figure 7.5 gauche). Pour simplifier leur analyse, nous avons moyenné tous les tirs. C'est une opération raisonnable puisque la position relative de la source et de l'antenne ne varie pas. Nous appellerons ce résultat le tir *moyen*. Nous faisons ici l'hypothèse que les caractéristiques géoacoustiques du sous-sol ne dépendent pas du déport ; c'est la condition pour que la sommation des ondes incidentes sur l'antenne soit cohérente. La position de la cavité à détecter par rapport à la source variant d'un tir à l'autre, l'onde réfléchié n'est plus visible dans la moyenne effectuée. Les signaux du tir *moyen*, représentés sur la figure 7.5 (droite) sont assez similaires au 1<sup>er</sup> tir. Nous avons représenté sur la figure 7.6 (en haut) ces deux tirs en  $k - \nu$ . Cette représentation permet à la fois une analyse spectrale et une identification du ou des modes de propagation présents. Le tir *moyen* a été normalisé en nombre d'onde pour faciliter la lecture. On distingue deux modes prédominants. Un mode lent, basse fréquence dans la bande 12-35Hz et un

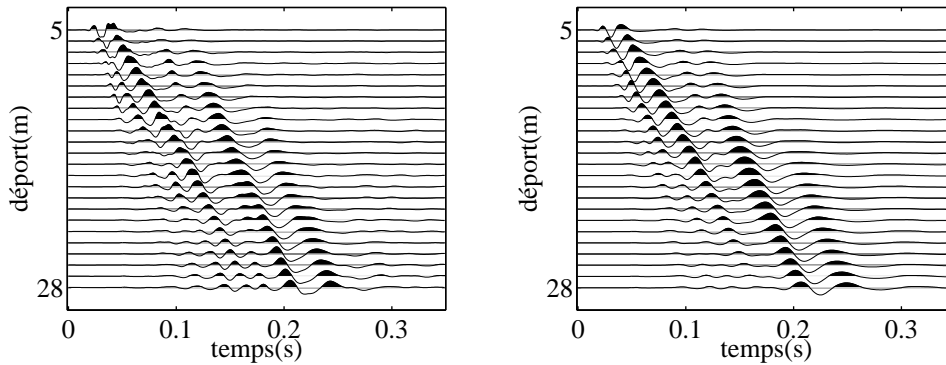


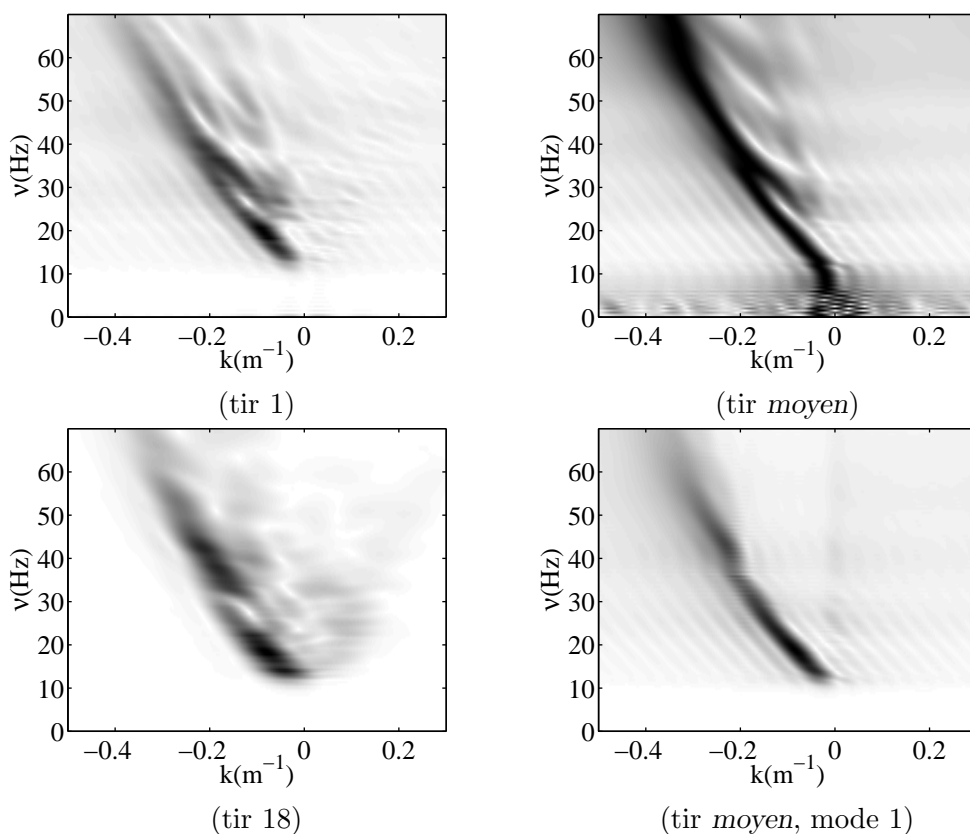
FIG. 7.5 – Sections sismiques normalisées trace à trace du tir 1 brut (à gauche) et du tir *moyen* (à droite).

mode plus rapide et plus haute fréquence observé à partir de 25Hz. Nous désignerons respectivement ces modes par 1 et 2. Les signaux contiennent une énergie non significative au delà de 100Hz. Nous avons calculé également la transformée  $k - \nu$  du tir 18 (Figure 7.6 en bas à gauche), un de ceux où l'onde réfléchie est la plus énergétique. Nous avons apodisé spatialement la mesure par une fenêtre de Hanning pour gagner en dynamique, en évitant les lobes secondaires de l'onde incidente. L'énergie de l'onde réfléchie apparaît dans le cadran  $k > 0$  de la figure. On remarque qu'elle est assez basse fréquence; la bande qu'elle occupe correspond à celle où le mode 1 est prédominant. Cette dernière remarque peut avoir plusieurs explications, en particulier :

- L'absorption, qui est plus importante aux hautes fréquences, fait que l'onde atteignant l'objet est constituée en grande partie par le mode 1.
- Les mécanismes de propagation pour ces deux modes sont différents et la couche horizontale de sous-sol incluant l'objet véhicule surtout l'énergie du mode 1.

L'étude des mécanismes réels de propagation sort du cadre de notre travail; ils ont été étudiés dans [Gél05]. L'auteur a fait une analyse des différents fronts d'ondes observés dans les sismogrammes et les interprète par le profil de vitesse dans le sol. Un mode donné peut correspondre à différents fronts d'ondes dans les sismogrammes; c'est ce qui est observé plus loin dans ce chapitre sur le mode 1 recalé (figure 7.8).

Nous n'irons pas plus loin dans l'analyse de l'observation du spectre de l'onde réfléchie. Cette observation nous permet d'orienter les traitements d'antenne à mettre en œuvre pour la détection de la cavité : nous allons nous limiter aux basses fréquences et adapter la formation de voies à la vitesse de phase du mode 1. La figure 7.6 en bas à droite correspond au mode 1 pour le tir *moyen*. Il a été isolé en  $k - \nu$  grâce à une segmentation par ligne de partage des eaux [BM92]. C'est ce tir filtré qui va nous servir pour réaliser l'étape d'apprentissage de la propagation. Notons qu'en  $k - \nu$  le mode 1 « rejoint » le mode 2 aux alentours de 35Hz. Lors de la segmentation en  $k - \nu$ , nous avons conservé l'unique mode présent au delà de cette fréquence.

FIG. 7.6 – Représentations  $k - \nu$  de tirs dans quatre configurations.

### 7.2.3 Apprentissage

La première caractéristique estimée est la dispersion de l'onde, c'est à dire sa vitesse de phase. Cette estimation est réalisée par la méthode de la section 5.3. Elle ne pose pas de problème puisque l'onde est correctement échantillonnée et que le niveau de bruit est faible. La vitesse de phase estimée et la vitesse de groupe qui s'en déduit sont représentées sur la figure 7.7. La vitesse de phase est tout à fait semblable à celle représentée dans [LBG00]. Elle est importante en basse fréquence ( $500\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  à  $10\text{Hz}$ ) et diminue quand la fréquence augmente jusqu'à un plateau à  $180\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . On note une légère augmentation de la vitesse de phase en hautes fréquences qui peut être due à la couche superficielle de goudron plus rapide, qui n'affecte pas les basses fréquences. La vitesse de groupe varie peu en fréquence puisque l'onde estimée est assez linéaire en  $k - \nu$ . Elle est d'un peu plus de  $100\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  à la fréquence dominante. Nous représentons également le spectre normalisé de l'onde. La dépression qu'on y observe vers  $36\text{Hz}$  correspond à la transition du mode 1 vers le mode 2, effet dû à l'élimination du mode 2 en basses fréquences.

L'ondelette source est calculée à partir de l'onde incidente alignée comme expliqué en section 5.2. Nous représentons sur la figure 7.8 l'onde alignée pour le tir 1 et le tir *moyen*

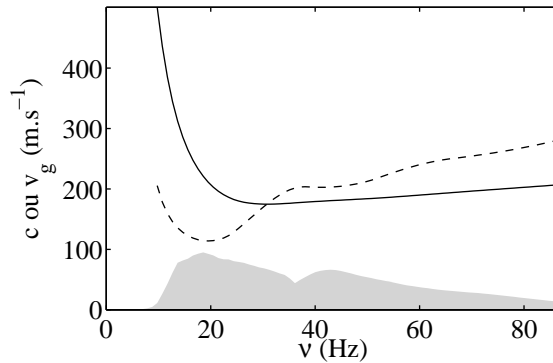


FIG. 7.7 – Estimation de la dispersion. Vitesse de phase (trait plein) et vitesse de groupe déduite (pointillés) représentées avec le spectre normalisé de l'onde.

filtré. Pour le tir 1, le front d'onde observé à  $t = 0$  présente un bon alignement global mais quelques fluctuations d'un capteur à l'autre. Les autres fronts observés sont en revanche mal alignés, ils n'ont pas été recalés avec la bonne dispersion. Le tir *moyen* filtré présente un très bon alignement car la vitesse de phase utilisée est celle de l'unique mode présent. La variation de la forme d'onde du premier au dernier capteur s'explique par une évolution du spectre. Celui-ci est de plus en plus basse fréquence, par suite de l'absorption. Nous avons montré en section 5.2 que l'estimation de l'ondelette source nécessite de modéliser l'atténuation et l'absorption pour réduire l'influence du bruit. Comme ici le bruit ambiant est faible, nous déterminons cette onde par une somme non pondérée. Nous pourrions même choisir la première trace comme ondelette. L'atténuation étant assez forte, les premières traces ont un poids important. L'ondelette obtenue est donc similaire selon que l'on choisisse le tir 1, le tir *moyen* non filtré ou filtré. Nous avons choisi ce dernier. L'ondelette obtenue est représentée sur la figure 7.8 (en bas).

Faisons le bilan des opérations réalisées successivement lors de cette étape d'apprentissage de l'onde incidente :

- Calcul du tir *moyen* à partir des 36 tirs.
- Filtrage du mode 1 en  $k - \nu$  par ligne de partage des eaux.
- Estimation de la vitesse de phase du mode 1.
- Recalage de l'onde pour l'aligner au niveau de la source.
- Calcul de l'ondelette source par sommation des traces.

## 7.2.4 Détection-localisation

Nous disposons maintenant des éléments nécessaires pour réaliser la détection-localisation de la cavité. Considérons d'abord un cas de détection simple, le tir 18. La cavité serait à peu près au niveau du 19<sup>e</sup> capteur, ce qui permettrait à l'antenne d'enregistrer la partie la

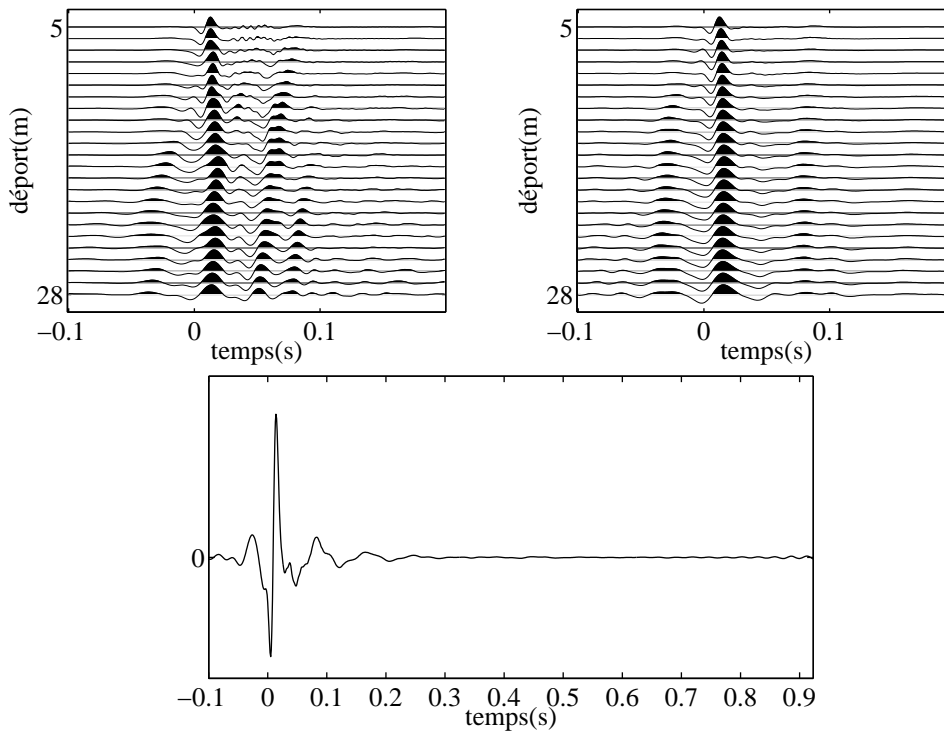


FIG. 7.8 – Tir 1 et tir *moyen* filtré recalés à avec la vitesse de phase estimée. Ondelette source estimée (en bas).

plus énergétique de l'écho sans que les signaux soient trop « pollués » par l'onde incidente sur l'antenne.

La bande de fréquence du traitement d'antenne est définie comme suit : en basse fréquence il n'est pas nécessaire de fixer une limite explicite puisque l'ondelette source précédemment calculée impose naturellement cette limite. En haute fréquence, la limite choisie est un compromis. Une limite trop basse fait perdre une grande partie de l'énergie de l'onde réfléchi et baisse considérablement la résolution puisque les longueurs d'ondes augmentent. À l'inverse, une limite très haute préserve bien l'écho mais la détection devient impossible car le traitement ne prend pas en compte le mode 2. Nous travaillerons dans la bande de fréquence 0-28Hz. Dans la suite, tous les signaux représentés seront filtrés dans cette bande.

Observons tout d'abord le tir 18 sans correction, sur la figure 7.9 (a). On y distingue faiblement une onde réfléchi vers la source. Elle débute aux alentours du 20<sup>e</sup> capteur. La présence de la cavité induit également une perturbation du champ d'onde au delà de sa position mais cette perturbation n'est pas visuellement appréciable sur le signal. Sur la figure 7.9 (b), nous représentons le tir 18 auquel nous avons soustrait le tir *moyen*, de manière à atténuer l'onde incidente. Cette opération fait très clairement ressortir l'onde réémise par la cavité dans les deux directions. Sur les figures suivantes, nous illustrons l'effet des recalages permettant d'isoler la contribution de cette onde. Ils sont réalisés ici



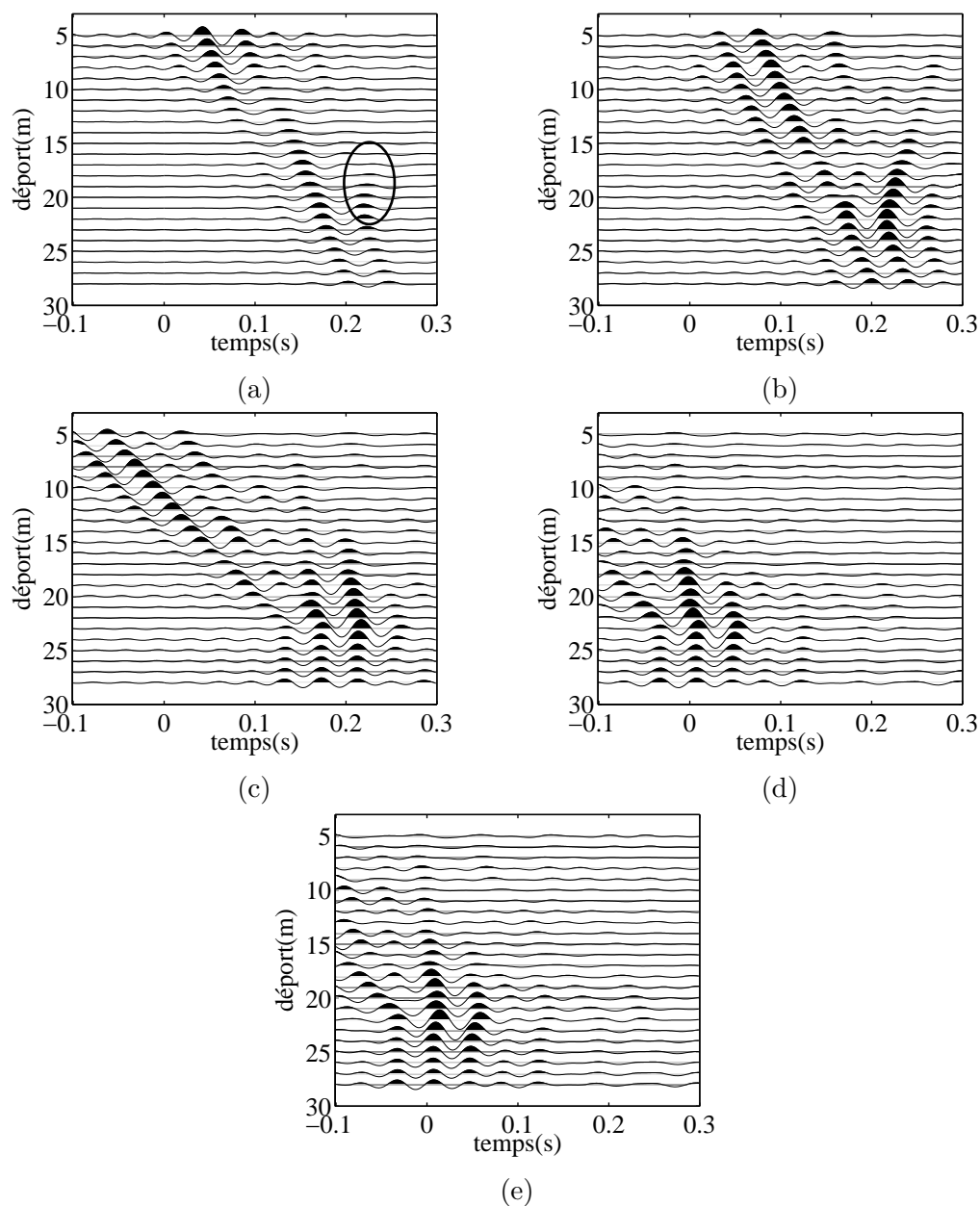


FIG. 7.9 – Illustration du traitement d’antenne sur le tir 18. Tir brut (a), tir avec onde incidente atténuée (b), correction cible-capteur (c), correction source-cible et cible-capteur (d), meilleure correction (e).

en supposant que la cavité est au niveau du 19<sup>e</sup> capteur. Le premier recalage correspond à une correction sur la distance cible-capteur (figure 7.9 (c)). Il a pour but de compenser la propagation de l’onde réémise par la cible, de manière à aligner l’onde sur l’antenne. Le second recalage applique une correction supplémentaire sur la distance source-cible (figure

7.9 (d)). Il a pour but de compenser l'effet de la propagation de l'onde incidente, de manière à faire coïncider l'onde alignée avec l'ondelette source.

Le second recalage est une correction identique sur toutes les traces. Il n'a aucun effet sur la qualité de l'alignement. C'est le premier recalage qui réalise l'alignement. Lorsque la position de la cible choisie pour le recalage est incorrecte, l'onde réémise au delà de la cible ne coïncide pas parfaitement avec l'onde réfléchie. C'est ce qui est observé sur la figure 7.9 (d). Le tir recalé en supposant la cavité au niveau du 18<sup>e</sup> capteur (au lieu du 19<sup>e</sup>) présente un alignement légèrement meilleur (figure 7.9 (e)). Une déformation du front d'onde subsiste quand même au voisinage de la cible. Elle est probablement un effet de champ proche.

Le traitement que nous venons d'illustrer est réalisé en supposant connue la position de la cavité (au niveau du 19<sup>e</sup> capteur et du 18<sup>e</sup> pour la figure 7.9 (e)). La localisation consiste à calculer les deux corrections pour un ensemble de positions possibles de la cavité, en utilisant la vitesse de phase estimée lors de l'apprentissage. Les traces sont ensuite sommées et on applique au résultat un filtre adapté temporel, qui est un produit scalaire avec l'ondelette source. La somme des traces est maximale lorsque l'alignement est réalisé (premier recalage), mais il faut que cet alignement corresponde à l'ondelette source (deuxième recalage) pour que la cible puisse être détectée. Le second recalage et le filtrage adapté temporel sont obligatoires pour assurer une détection précise en distance. La figure 7.10 donne le résultat du traitement de détection appliqué sur l'intervalle  $[-5, 45]$  au tir 18 auquel a été soustrait le tir *moyen*. Rappelons que la source est en 0, le premier capteur à 5m, le dernier à 28m, et la position supposée de la cavité à 23m. Le traitement indique une détection importante au voisinage de la source car l'onde incidente n'a pas été complètement supprimée par soustraction du tir *moyen*. Toutefois la cavité est localisée sans ambiguïté à 21,5m. Sa position estimée dans [LBG00] correspond ici à l'intervalle 21-23m. Si l'onde incidente n'est pas éliminée avant le traitement d'antenne, la détection est difficile car l'onde incidente masque les ondes réfléchies, d'amplitudes bien moindres.

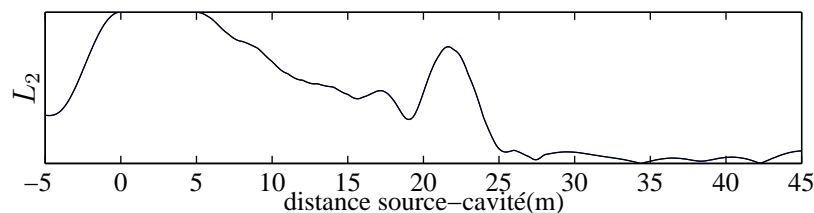


FIG. 7.10 – Détection de la cavité sur l'intervalle  $[-5, 45]$ , récepteur  $L_2$ .

Dans cette section, nous avons considéré le problème à une dimension, dans la direction de l'antenne. Il est tout à fait possible de réaliser pour les tirs le traitement d'antenne adapté à une détection en 2D dans le plan horizontal, dont nous avons décrit le principe

au chapitre 6, et tel que nous l'avons appliqué sur les signaux de simulation par différences finies en section 7.1. Nous considérons que l'antenne est sur la ligne  $y = 0$ , la source étant à l'origine. Comme la géométrie du dispositif est linéaire, le résultat du traitement par le récepteur  $L_2$  présenté sur la figure 7.11 pour le tir 18 est une image de détection symétrique par rapport à l'antenne. L'important lobe de détection pour  $x = 0-5\text{m}$  est celui de l'onde incidente. L'écho de la cavité est détecté à la bonne distance mais on observe pas sur l'image un objet de grande extension transversale bien que la cavité soit linéaire (voir le schéma figure 7.4). Vraisemblablement la cavité ne diffracte pas les ondes de surfaces dans toutes les directions horizontales. Seules les ondes arrivant sur la cavité avec une incidence normale (c'est à dire celles qui se propagent dans la direction de l'antenne) sont réfléchies et transmises dans la direction de l'antenne. L'écho n'est pas détecté exactement dans l'axe de l'antenne mais à 2,5m dans la direction transversale. Cet écart n'est pas significatif étant donnée la faible résolution angulaire de la localisation dans la direction de l'antenne.

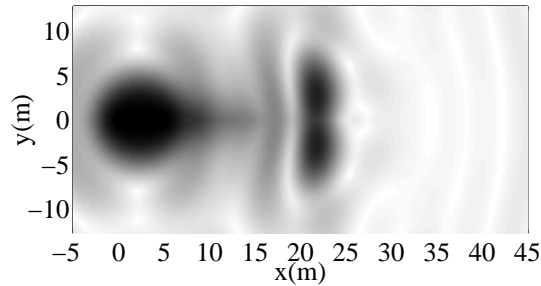


FIG. 7.11 – Image de focalisation 2D pour le tir 18.

Nous présentons enfin sur la figure 7.12 les résultats normalisés de détection-localisation 1D pour tous les tirs. La grande ligne noire oblique sur la figure correspond à la détection

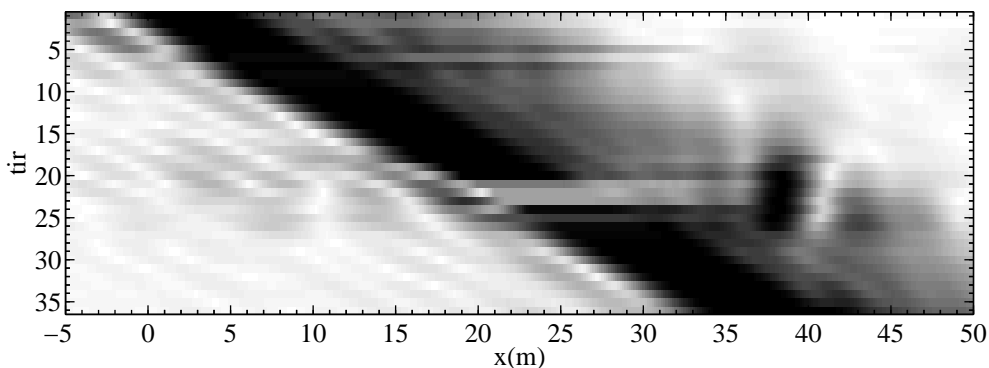


FIG. 7.12 – Résultats normalisés de détection pour tous les tirs. La localisation est absolue et non plus relative à la source. L'origine est la position de la source au premier tir.

de l'onde incidente, mal éliminée par soustraction du tir *moyen*. Elle se décale d'un mètre

entre deux tirs conformément à la description de l'expérience. Elle a un niveau variable en fonction des tirs même si cela n'apparaît que pour 4 d'entre eux à cause de la normalisation. L'écho est très clairement visible des tirs 17 à 26 où il est localisé entre les positions 38 et 39. Sur les tirs précédents, le lobe de détection de l'écho est beaucoup plus large et de moindre amplitude. On note aussi une légère augmentation de la variance de localisation en fonction des tirs. Sur les tirs suivants (au delà de 26-27), le lobe de détection de la cavité n'apparaît plus car l'onde incidente le masque totalement.

### 7.2.5 Discussion

Nous avons appliqué aux données BRGM de Jargeau notre système, qui est conçu pour réaliser une détection à partir d'une seule impulsion de la source. Nous avons appliqué le traitement sur tous les tirs successivement. Les tirs n'ont été utilisés conjointement que pour l'apprentissage, pour estimer la dispersion et l'ondelette source.

L'approche de [LBG00] utilise tous les tirs et réalise une sommation en récepteur commun : sur plusieurs tirs, on somme les traces qui correspondent aux capteurs de mêmes positions absolues par rapport au terrain. Ceci est possible grâce à un déplacement de l'ensemble du dispositif (source et antenne) d'un tir au suivant égal à l'espace intercapteur (1m). Avant sommation, les auteurs réalisent une correction de vitesse de phase pour aligner l'onde incidente. Cette correction est introduite par [PMX96] où elle est appelée *Dynamic Linear Move Out* (DLMO). Il s'agit de la correction de vitesse de phase que nous décrivons en section A.4. Par cette correction, l'onde réfléchi par l'objet est cohérente sur tous les récepteurs communs. Le fait de réaliser des acquisitions de chaque côté de la cible recherchée introduit des ondes réfléchies dans les deux sens, ce qui permet une meilleure visualisation de la localisation horizontale de l'objet. La figure 7.13 présente le résultat de la sommation en récepteur commun sur tous les tirs (36 d'un côté et 25 de l'autre).

Notre méthode utilise la même correction de vitesse mais l'applique aussi aux ondes réémises par l'objet, de manière à les aligner. Finalement notre méthode réalise une détection, en produisant une image en 1D (en distance) à partir d'un tir tandis que la méthode de [LBG00] produit une image 2D (en distance et temps) qui permet une détection visuelle précise grâce à la sommation cohérente des ondes réfléchies sur tous les tirs.

Il est fait dans [LBG00] une analyse supplémentaire que nous n'avons pas abordée, il s'agit de l'estimation de la profondeur de la cible par le contenu fréquentiel des signaux. Cette analyse, proposée par [PMX98], part du principe qu'à la position horizontale de la cible, l'énergie véhiculée par les ondes de surfaces sera moindre à la fréquence caractéristique de la profondeur de la cible. Dans notre méthode cet aspect pourrait être pris en compte par corrélation non plus avec l'ondelette source mais avec différentes ondelettes de spectres adaptés aux profondeurs à « tester ».

Dans le traitement que nous avons proposé, il est possible d'éliminer totalement l'onde

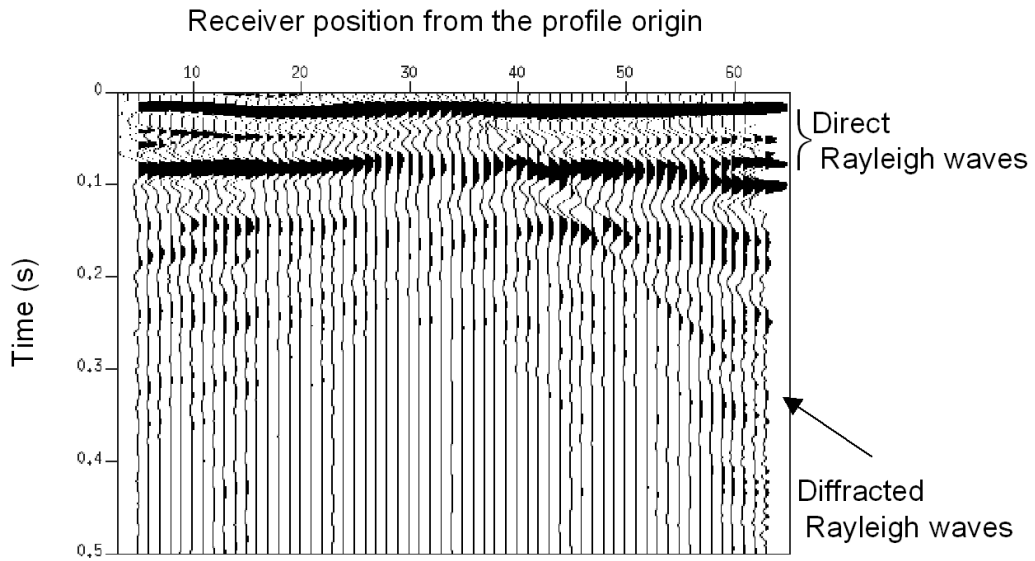


FIG. 7.13 – Résultat de la sommation en récepteur commun. D'après [LBG00].

incidente par un filtrage en  $k - \nu$ . Nous avons choisi de ne pas l'appliquer plus haut parce qu'il n'est pas réalisable dans une configuration 2D où l'on recherche des objets ponctuels dans une direction inconnue. Même si le problème d'estimation de cette application est 1D, il était souhaitable pour nous de le traiter comme un problème général 2D. Cette application a mis en évidence l'importante gêne occasionnée par l'onde incidente. Nous avons vu qu'il est difficile de la supprimer à cause de sa variabilité. Cependant pour une détection 2D, l'onde incidente ne masque les échos qu'à proximité de l'antenne, comme nous l'avons vu en section 6.7.1. La figure 7.14 présente les résultats de détection-localisation pour tous les tirs lorsque l'onde incidente a été supprimée par filtrage en  $k - \nu$ . La détection

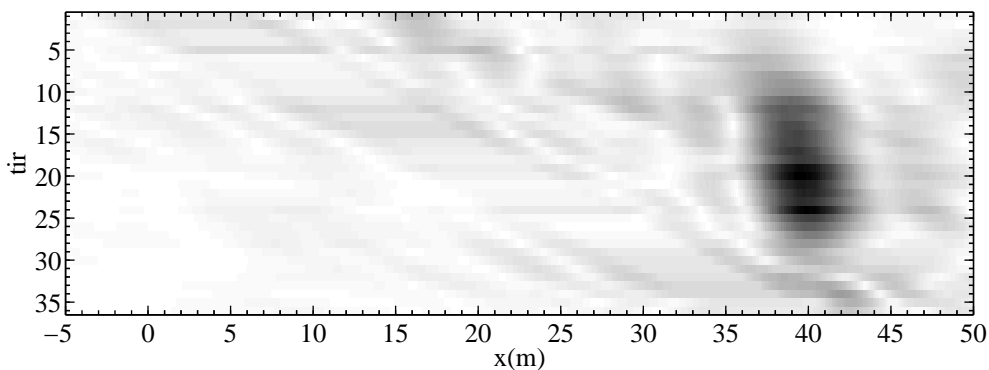


FIG. 7.14 – Résultats non normalisés pour tous les tirs avec élimination de l'onde incidente par filtrage en  $k - \nu$ .

est plus efficace que précédemment (figure 7.12). Elle devient correcte du tir 6 au tir 28, la cavité étant détectée entre les positions 38m et 40m. On note une évolution plutôt croissante de la position estimée du tir 6 au tir 28. Cette évolution est probablement due à une variabilité latérale de la vitesse de propagation des ondes de surface, qui introduit un faible biais de localisation.

Enfin, les données exploitées ne comportent qu'une seule composante : les capteurs sont des géophones verticaux. Nous n'avons donc pas pu profiter de la polarisation des ondes dans le traitement d'antenne. Les deux modes que nous avons mentionnés auraient probablement des polarisations différentes sur des géophones 3C, ce qui permettrait de mieux les différencier lors de la détection et de choisir une bande de fréquence plus large pour une meilleure résolution de localisation.

Nous avons montré dans ce chapitre l'applicabilité de notre méthode de détection-localisation sans connaissances *a priori* des propriétés des ondes employées, en particulier de leur vitesse. Les résultats obtenus aussi bien sur une simulation réaliste que sur des données réelles terrestres laissent bien augurer de l'efficacité du système de traitement proposé pour la détection-localisation d'objets enfouis sur le fond marin.



# Conclusion générale

## Objectifs de la thèse

Le cadre de cette thèse est l'étude d'un système de détection d'objets enfouis dans les sédiments sous-marins, utilisant des ondes sismo-acoustiques de surface de type Scholte. Le concept de SONAR sismo-acoustique a été présenté auparavant et des expérimentations publiées ont montré la faisabilité de traitements d'antenne adaptés aux ondes de Rayleigh terrestres et Scholte à la surface des sédiments sous-marins.

Cependant la détection d'objet enfouis n'a pas été expérimentée au fond de la mer à notre connaissance. D'autre part les expériences de la littérature n'ont pas exploité toutes les caractéristiques des ondes de Scholte. Nous nous sommes donc penchés sur le concept de SONAR sismo-acoustique utilisant les ondes de Scholte à l'interface eau-sédiments et mettant en œuvre une antenne multicomposante pour profiter de la polarisation particulière des ondes. Nous avons mené une étude bibliographique sur la génération et la propagation des ondes de Scholte pour définir le système et prévoir ses performances.

Les systèmes de détection en traitement du signal et traitement d'antenne sont souvent élaborés à partir de l'hypothèse de bruit additif blanc ; c'est le cas pour les études publiées présentant un traitement d'antenne adapté aux ondes de surface. Nous avons réalisé une étude sur le bruit sismo-acoustique pour confirmer ou infirmer la validité de cette hypothèse, de manière à adapter au mieux les traitements à la nature du bruit.

## Propagation des ondes de Scholte au fond de la mer

Au chapitre 1 nous avons étudié la propagation des ondes de Scholte. Nous avons détaillé les propriétés idéales ainsi que celles qui apparaissent dans des conditions réelles de propagation dans les sédiments. Les ondes de Scholte semblent adaptées à la recherche d'objets enfouis près de l'interface eau-sédiments grâce à leur propagation horizontale et leur pénétration superficielle dans les sédiments. Pour générer des ondes puissantes, une source doit d'ailleurs être placée le plus près possible de l'interface. Les autres aspects intéressants de ces ondes pour la détection-localisation sont :

- Une vitesse de propagation faible (inférieure à celles des ondes de volume) qui autorise des fréquences faible sans trop augmenter les longueurs d'ondes. La résolution peut



ainsi rester intéressante.

- Une polarisation différente des ondes de volume sur des capteurs multicomposante à l'interface. Sur l'interface eau-sédiments, on peut utiliser jusqu'à quatre composantes (le déplacement des sédiments sur trois axes et la pression). On gagne alors en RSB et on peut favoriser les ondes voulues par leur polarisation.

Dans les sédiments hétérogènes, les ondes de Scholte sont dispersives. Cette propriété doit être prise en compte dans un traitement d'antenne large bande. L'étude de la génération des ondes de surfaces et de leur atténuation dans les sédiments nous a permis de définir un modèle pour la forme des spectres des ondes de Scholte.

## Bruit sismo-acoustique

Le bruit mesuré au fond de la mer sur une antenne de capteurs multicomposante a été étudié au chapitre 2. Nous nous sommes intéressés à ses statistiques d'ordre deux : sa corrélation temporelle (spectre), spatiale et intercomposante. Mentionnons aussi une possible anisotropie radiale. En première approximation, le spectre du bruit est blanc dans la bande de fréquences 1-100Hz. Par contre, les distances de corrélation sont loin d'être négligeables devant la longueur des antennes.

Les propriétés du bruit sont liées à sa nature : les sources et le mécanisme de propagation. Les publications sur des données en petits fonds (typiquement 100m) indiquent une propagation principalement acoustique. Mais avec des profondeurs bien plus faibles, la propagation sismo-acoustique du bruit pourrait prendre de l'importance. Nous avons proposé deux modèles de bruit corrélé : un modèle séparable en temps, espace et composante et un modèle ayant une corrélation réellement représentative de la propagation. Quel que soit le modèle adopté pour définir les traitements, la corrélation spatiale ne devrait pas être ignorée.

## Stratégie de traitement

Les systèmes SONAR nécessitent une connaissance de la propagation dans le milieu mais la propagation sismo-acoustique est sensible à la structure des sédiments. Il est donc essentiel d'estimer les caractéristiques de propagation des ondes de Scholte sur chaque site d'expérimentation. Nous avons donc proposé de traiter les signaux d'antenne en deux étapes : un apprentissage de la propagation et la détection-localisation en elle-même, qui utilise les propriétés estimées des ondes. Ce traitement peut être réalisé à partir d'un unique tir de la source impulsive.

L'étape d'apprentissage est présentée au chapitre 5. Les propriétés à estimer sont la dispersion (vitesse de phase en fonction de la fréquence), la polarisation et l'atténuation des ondes de Scholte. Nous estimons également la forme de l'ondelette émise à la source ; cette ondelette est importante pour la détection-localisation. Nous avons proposé une estimation

paramétrique optimale de toutes ces propriétés. L'estimation de la dispersion est robuste au bruit et aux autres ondes mais les autres estimations sont plus délicates, en particulier la polarisation radiale, à cause des ondes S guidées dans les sédiments qui sont dominantes dans les signaux concernés.

## Détection-localisation

À partir des propriétés des ondes de Scholte estimées, nous avons défini au chapitre 6 le traitement de détection-localisation d'objets enfouis. Il exploite pleinement les propriétés de l'onde, y compris sa polarisation, en prenant en compte tout le spectre et grâce à l'utilisation de capteurs 4C sur le fond marin. La méthode détection-estimation est quasi-optimale : la seule inconnue est le coefficient de réflexion des ondes de Scholte sur les objets enfouis. Nous avons montré le parallèle existant entre notre méthode et la formation de voies. Nous avons estimé les performances théoriques du système, qui confirment l'intérêt du traitement multicomposante.

Au vu des conclusions que nous avons tirées sur le bruit sismo-acoustique, nous avons étendu la détection-localisation pour l'adapter à un bruit ambiant corrélé. Le gain d'antenne alors réalisé est très important par rapport au traitement qui suppose le bruit spatialement blanc. Ceci montre l'intérêt d'une bonne estimation du bruit sismo-acoustique préalablement au calcul des images de détection.

Au chapitre 7, nous avons testé les traitements développés sur des signaux synthétiques calculées par Différences Finies 2D. Ces signaux ne comportent pas seulement une onde de Scholte mais aussi les ondes P et S guidées dans les sédiments. La simulation réalisée montre que toutes les composantes des signaux améliorent en théorie les performances du système, malgré les fantômes de détection produits par les ondes S. Enfin notre concept a été confronté à un problème réel de détection d'objets enfouis par ondes de surface terrestres : il s'agit d'une cavité linéaire sous une chaussée. Nous avons montré qu'un seul tir de la source suffit pour détecter l'objet et nous l'avons localisée à la même position qu'une précédente étude. Cette expérimentation à une dimension utilisant des ondes terrestres nous a permis de valider notre stratégie de traitement d'antenne.

## Perspectives de l'étude

Dans l'étude que nous avons réalisée, la description des signaux et du bruit est assez complète. Nous avons pu sur cette base proposer une détection optimale d'objets qui peuvent être considérés comme ponctuels vis-à-vis des longueurs d'ondes utilisées. Le traitement d'antenne multicomposante adapté aux ondes de Scholte pourrait être étendu à une méthode de localisation haute résolution dans le but de dépasser la barrière de la résolution de Rayleigh. Les méthodes de traitement d'antenne haute résolution de type MUSIC pourraient s'appliquer aux ondes de Scholte, donc à notre problème de détection. Ces méthodes

sont inopérantes pour des sources parfaitement corrélées [Mar98] et il est clair que les échos de deux objets voisins seront assez corrélés. On peut cependant espérer que la séparation serait effective pour des objets de formes, d'orientations ou de profondeurs d'enfouissement différentes.

Cette perspective nous amène au problème de la classification. Elle s'annonce délicate avec des longueurs d'ondes supérieures aux dimensions des objets recherchés ; la nature des objets ne peut être « lue » sur des images de focalisation telles que celles que nous avons présentées. Par contre une approche de la classification est possible en amont, par un traitement du signal adapté. En effet, l'intensité, la directionnalité et le contenu spectral des champs diffractés peuvent être des indicateurs des objets et de leurs dispositions dans les sédiments. Le coefficient de réflexion des ondes sur les objets est donc à étudier et à prendre en compte pour une meilleure détection mais aussi pour contribuer à la classification.

Cette étude théorique ouvre la voie vers l'expérimentation réelle. Nous souhaitons la voir se concrétiser prochainement. Il est primordial de valider le traitement d'antenne multi-composante adapté aux ondes de Scholte, en environnement contrôlé, puis en mer à l'échelle réelle. Insistons encore sur la grande variabilité de la propagation (vitesse, absorption) des ondes de Scholte dans les sédiments sous-marins. D'autres phénomènes entrant en compte dans le système sont difficiles à quantifier : le couplage d'une source ponctuelle de pression en ondes élastiques dans les sédiments mal consolidés, la réflexion des ondes de surface sur les objets enfouis. Tous ces aspects rendent difficile la prévision de la portée du système et justifient la nécessité d'expérimentations en mer.

# Annexe A

## Représentation des signaux multidimensionnels

### A.1 Transformée fréquence-nombre d'onde

Nous présentons dans cette section un outil utile en physique des ondes et plus spécifiquement en traitement d'antenne, la transformée fréquence-nombre d'onde. Nous commençons par donner une définition générale en temps et espace continu. Puis nous abordons les aspects de la transformée appliquée à une antenne discrète, linéaire, uniforme et de longueur finie.

Le domaine fréquence-nombre d'onde est généralement désigné  $f - k$ ,  $k - \nu$  ou encore  $k - \omega$ . C'est la deuxième notation que nous adoptons dans ce manuscrit. Il s'agit du dual du domaine espace-temps ou  $x - t$  vis à vis de la transformée de Fourier à  $d + 1$  dimensions,  $d$  étant la dimension de l'espace. Soit  $s(\mathbf{x}, t)$  une fonction admettant une transformée de Fourier,  $\mathbf{x}$  et  $t$  étant respectivement les variables d'espace et de temps. Sa transformée en  $k - \nu$  s'écrit :

$$s(\mathbf{k}, \nu) = \int_{\mathbb{R}^{d+1}} s(\mathbf{x}, t) \exp[-2j\pi(\mathbf{k}^T \mathbf{x} + \nu t)] d\mathbf{x}dt \quad (\text{A.1})$$

Cette transformation est inversible. La transformée inverse s'écrit :

$$s(\mathbf{x}, t) = \int_{\mathbb{R}^{d+1}} s(\mathbf{k}, \nu) \exp[2j\pi(\mathbf{k}^T \mathbf{x} + \nu t)] d\mathbf{k}d\nu \quad (\text{A.2})$$

Pour une fréquence  $\nu$  et un vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  donnés, l'intégrande est une onde plane monochromatique à la fréquence  $\nu$ , se propageant dans la direction  $-\mathbf{k}$  à la vitesse  $\nu/|\mathbf{k}|$  (si  $\nu > 0$ ). L'écriture (A.2) est une décomposition en ondes planes du champ d'ondes  $s(\mathbf{x}, t)$ . Cette transformée est très utile pour définir ou analyser la propagation dans un milieu. Ainsi nous l'utilisons au chapitre 2 pour un espace de propagation 2D afin d'étudier le bruit sismo-acoustique sur le fond marin.

## A.2 Dispersion en $k - \nu$

La transformée  $k - \nu$  est utile en particulier pour étudier la dispersion d'une onde. Considérons un milieu homogène de dimension  $d$ , où se propagent librement (sans excitation) des ondes scalaires régies par l'équation d'onde

$$\frac{\partial^2 \phi(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \phi(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (\text{A.3})$$

Écrivons cette équation dans le domaine  $k - \nu$  pour déterminer les solutions admissibles pour  $\phi(\mathbf{x}, t)$  :

$$4\pi^2 (c^2 |\mathbf{k}|^2 - \nu^2) \phi(\mathbf{k}, \nu) = 0 \quad (\text{A.4})$$

$\phi(\mathbf{k}, \nu)$  ne peut être non nul que si  $|\mathbf{k}| = |\nu|/c$ . Cette équation définit le domaine des solutions admissibles pour un champ d'ondes dans le milieu considéré. Ce domaine décrit la dispersion dans le milieu. Considérons une onde plane large bande se propageant dans la direction  $\mathbf{u}$  ( $\mathbf{u}$  est unitaire, en 1D il se réduit au signe de  $k$ ). Le vecteur d'onde pour la fréquence  $\nu$  (supposée positive) s'écrit  $\mathbf{k} = \mathbf{u}\nu/c$ . L'onde est non dispersive quand  $\mathbf{k}$  varie linéairement avec la fréquence, elle est dispersive dans le cas contraire, quand la vitesse de phase  $c$  est une fonction non constante de  $\nu$ .

## A.3 Mesure d'un champ d'onde sur une antenne linéaire discrète

La mesure d'un champ d'onde  $s(\mathbf{x}, t)$  sur une antenne discrète peut se noter  $D(\mathbf{x})s(\mathbf{x}, t)$  où la fonction de mesure  $D(\mathbf{x})$  s'écrit

$$D(\mathbf{x}) = \sum_{i=0}^{n_c-1} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (\text{A.5})$$

$n_c$  est le nombre de capteurs de l'antenne et  $\{\mathbf{x}_i\}$  leurs positions. En  $k - \nu$  le champ à mesurer  $s(\mathbf{k}, \nu)$  est convolué en  $\mathbf{k}$  par  $D(\mathbf{k})$ . Calculons ce dernier :

$$D(\mathbf{k}) = \sum_{i=0}^{n_c-1} \exp(-2j\pi \mathbf{k}^T \mathbf{x}_i) \quad (\text{A.6})$$

Nous nous intéressons ici à une antenne linéaire uniforme dans un milieu de propagation 2D ou 3D. Considérons cette antenne sur l'axe  $(\mathbf{0}, \mathbf{e}_x)$ , centrée sur l'abscisse  $x_0$  avec un pas d'échantillonnage  $a$ . La fonction de mesure en  $\mathbf{k}$  s'explique alors :

$$D(\mathbf{k}) = \exp(-2j\pi k_x x_0) \frac{\sin(\pi k_x a n_c)}{\sin(\pi k_x a)} \quad (\text{A.7})$$

Le facteur  $\exp(\cdot)$  est un déphasage correspondant à la position du centre de l'antenne.  $|D(\mathbf{k})|$  est représenté sur la figure A.1 pour  $n_c = 10$  et  $a = 1$ .  $|D(\mathbf{k})|$  est périodique de période  $1/a$ , en raison de la discrétisation spatiale. On a  $|D(\mathbf{0})| = n_c$ . La largeur du lobe principal entre les deux zéros est  $2/n_c a$ . Elle est inversement proportionnelle à la longueur de l'antenne. Le nombre de lobes secondaires est  $n_c - 2$ . Mesurons avec cette antenne une

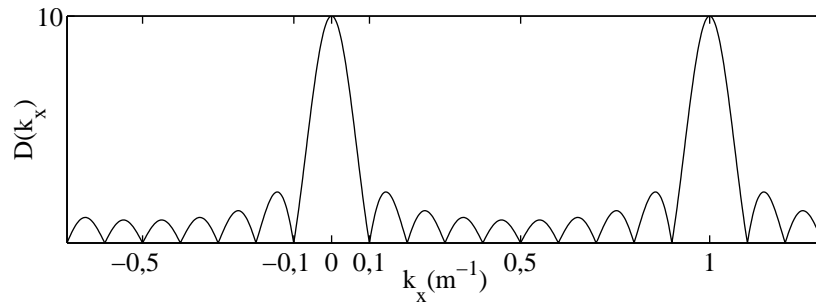


FIG. A.1 – Fonction de mesure en nombre d'onde d'une antenne linéaire uniforme.

onde plane large bande non atténuée, se propageant dans la direction de l'antenne à la vitesse  $c(\nu)$ . Cette onde s'exprime dans les domaines  $\mathbf{x} - \nu$  puis  $k - \nu$  par :

$$\begin{aligned} s(\mathbf{x}, \nu) &= s(\nu) \exp(-2\pi j \nu x / c(\nu)) \\ s(\mathbf{k}, \nu) &= s(\nu) \delta(k_x + \nu/c(\nu)) \delta(k_y) \delta(k_z) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

où  $s(\nu)$  donne la forme d'onde à  $x = 0$ . L'équation de la courbe de dispersion de cette onde est :

$$\begin{cases} k_x = -\nu/c \\ k_y = 0 \\ k_z = 0 \end{cases}$$

Dans le plan  $k_x - \nu$ , à une fréquence  $\nu$  donnée, la pente de la droite passant par  $(0, 0)$  et  $(k_x, \nu)$  est  $-c(\nu)$  (voir figure A.2). Cette pente dépend donc de  $\nu$  si le milieu est dispersif. En pratique on peut utiliser cette représentation  $k - \nu$  pour estimer la vitesse de phase en fonction de la fréquence. Nous y reviendrons au chapitre 5. La figure A.2 donne la représentation en  $k - \nu$  symbolique de cette onde enregistrée sur l'antenne pour un milieu dispersif. Le lobe principal de  $|D(\mathbf{k})|$  (ligne noire) est centré sur la ligne de dispersion. Les deux premiers lobes secondaires sont représentés en gris. Pour cette onde, l'échantillonnage spatial est correct jusqu'à la fréquence marquée par la ligne en pointillé horizontale : le nombre d'onde est inférieur à la moitié de la fréquence spatiale de l'antenne. Au delà, on observe un repliement en  $k_x$  (de l'*aliasing* spatial) dû à la périodisation de la mesure  $D(\mathbf{k})$ .

La théorie de l'échantillonnage de Shannon impose une limite en nombre d'onde pour une reconstruction parfaite du champ d'onde. Mais contrairement au cas de l'échantillonnage temporel, il n'est pas possible de filtrer spatialement la mesure continue avant de l'échantillonner. On observera donc souvent un repliement en nombre d'onde sur les signaux d'antenne en  $k - \nu$  lorsque les capteurs seront trop espacés.

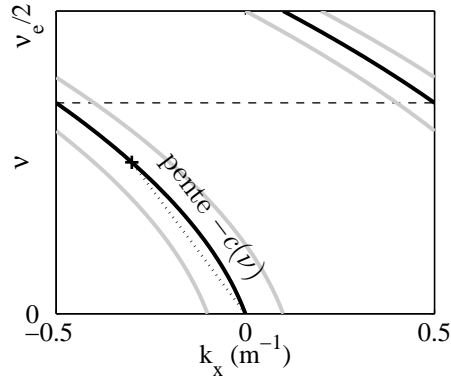


FIG. A.2 – Représentation  $k-\nu$  symbolique d'une onde pour une antenne linéaire uniforme.

De plus, la largeur du lobe principal de mesure en  $k-\nu$  est directement liée à la longueur de l'antenne. Cette longueur a un impact sur la résolution. La limitation spatiale de l'antenne joue en effet un rôle inévitable d'apodisation naturelle de la mesure. Les lobes secondaires peuvent être atténués par l'emploi d'une apodisation de type Hanning (par exemple) mais au prix d'un élargissement du lobe principal. Pour une antenne linéaire uniforme on calcule en pratique la transformée  $k-\nu$  par transformée de Fourier discrète 2D, éventuellement rapide.

Avec les définitions établies et pour une onde correctement échantillonnée se propageant dans la direction croissante de l'espace, la ligne de dispersion se situe dans les cadrans ( $k_x < 0, \nu > 0$ ) et ( $k_x > 0, \nu < 0$ ) du domaine  $k-\nu$ . On préfère parfois représenter la même onde dans le quadrant ( $k_x > 0, \nu > 0$ ). Les deux conventions sont utilisées dans ce manuscrit.

## A.4 Recalage temporel de signaux d'antenne

Nous décrivons ici une opération qui est utilisée de façon récurrente dans ce manuscrit. Il s'agit du recalage temporel d'une onde mesurée sur une antenne. Les signaux scalaires  $\{s_i(t)\}$  sont mesurés sur une antenne de  $n_c$  capteurs avec une géométrie connue  $\{\mathbf{x}_i\}$ . On suppose que l'onde à aligner contenue dans les signaux a été émise par une source à la position  $\mathbf{x}_s$ , et que l'onde s'est propagée de façon isotrope à la vitesse de phase  $c(\nu)$  éventuellement non constante. Le recalage consiste à appliquer pour chaque fréquence, sur le capteur  $i$ , un retard temporel négatif  $-|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_s|/c(\nu)$  pour compenser le déphasage de la propagation. Le signal recalé est donc en fréquence

$$\check{s}_i(\nu) = s_i(\nu) \exp [2\pi j\nu |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_s|/c(\nu)] \quad (\text{A.9})$$

Après cette opération, les signaux sont en phase pour chaque fréquence, l'onde possède une vitesse apparente infinie. En l'absence d'atténuation, de bruit ou d'autres ondes, la même

ondelette est reproduite sur chaque signal recalé, nous l'appelons ondelette source.

Le recalage est applicable quelle que soit la géométrie de l'antenne. Si celle-ci est linéaire et sous-échantillonnée, les ondes enregistrées souffrent d'un repliement en nombre d'onde. Comme l'onde corrigée possède une vitesse apparente infinie sur l'antenne, le repliement est totalement supprimé. La figure A.3 illustre l'effet de la correction sur une onde dispersive synthétique. Les signaux avant recalage (en haut) montre un repliement en nombre d'onde à partir de  $\nu = 43\text{Hz}$ . L'onde parfaitement recalée (en bas) ne présente plus de repliement, le lobe principal est centré sur la ligne  $k = 0$ . Les signaux temporels sont tous identiques car l'onde est parfaitement alignée à toutes les fréquences et elle ne subit pas d'atténuation d'un capteur à l'autre. Bien entendu, si la dispersion (la vitesse de phase) de l'onde à aligner n'est pas parfaitement connue ou estimée, le lobe de mesure de l'onde en  $k - \nu$  ne suit pas exactement la ligne  $k = 0$ .

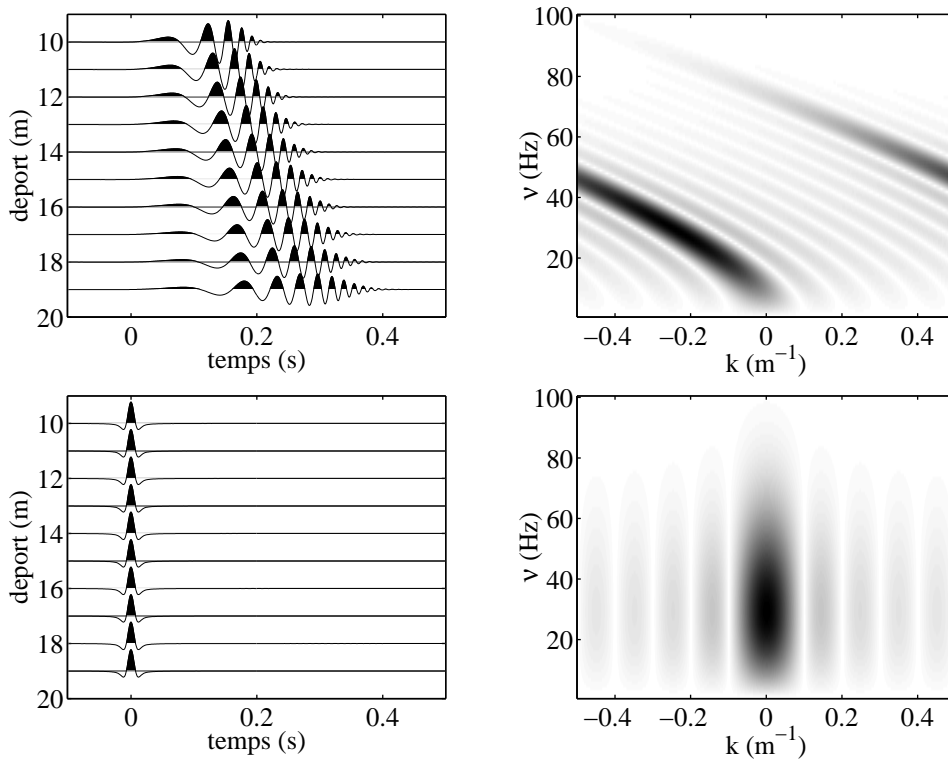


FIG. A.3 – Effet du recalage d'une onde dispersive sur une antenne linéaire uniforme de 10 capteurs. Signaux avant recalage en haut, après recalage en bas, représentations  $x - t$  à gauche et  $k - \nu$  à droite.



## A.5 Signaux polarisés

La notion physique de la polarisation est attachée à la direction de variation d'une grandeur (déplacement de particules, champ électrique...) en un point donné au passage d'une onde. Lorsque la physique de la propagation fait intervenir des équations d'ondes vectorielles, les solutions de propagation sont générées par plusieurs vecteurs (par exemple deux vecteurs orthogonaux à la direction de propagation pour des ondes planes électromagnétiques dans le vide). Ces vecteurs définissent la polarisation des ondes se propageant dans le milieu. Pour quantifier cette polarisation il faut définir la façon dont l'onde sera mesurée (en quel point, par quel type de capteur...). Une onde décrite par un unique vecteur de polarisation est dite totalement polarisée.

Nous introduisons ici la notion de signal polarisé, que nous appliquons dans cette thèse à la mesure des ondes élastiques totalement polarisées sur le fond marin. Considérons un champ d'onde totalement polarisé mesuré en un point donné par  $n_k$  capteurs fournissant autant de signaux  $\{s_k(t)\}$ . Dans le domaine fréquentiel, le signal vectoriel ainsi construit pourra s'écrire  $\mathbf{s}(\nu) = \mathbf{p}(\nu)s(\nu)$  où  $s(\nu)$  porte la variation temporelle des signaux et le vecteur de polarisation  $\mathbf{p}(\nu)$  représente les rapports d'amplitudes complexes entre les composantes. Le vecteur de polarisation peut varier en fonction de la fréquence, selon la nature de la propagation et de la mesure. Toutefois on le considère souvent constant dans la bande de fréquence d'analyse.

Sous l'hypothèse d'une polarisation constante en fonction de la fréquence, on peut reprendre cette écriture dans le domaine temporel, en considérant les signaux analytiques  $\{\tilde{s}_k(t)\}$  pour pouvoir exprimer les rapports d'amplitudes complexes. Le signal vectoriel s'écrit alors dans le domaine temporel  $\tilde{\mathbf{s}}(t) = \mathbf{p}\tilde{s}(t)$ . En fréquence comme en temps, l'écriture du signal vectoriel n'est pas unique. Pour qu'elle le soit, il faut imposer une contrainte au vecteur de polarisation, par exemple en fixant une de ses composantes. Nous donnons en section 1.2.1 l'expression théorique des rapports d'amplitudes pour une onde de Scholte monochromatique. Plus loin, en section 5.5, nous abordons le problème de l'estimation de la polarisation d'une onde vectorielle enregistrée sur une antenne.

La figure A.4 montre un exemple de signal polarisé à deux composantes  $\{s_1(t), s_2(t)\}$ . La polarisation est constante en fréquence : la composante  $s_2$  est en avance de  $\pi/3$  par rapport à  $s_1$  à toutes les fréquences et le rapport d'amplitude  $|s_2(\nu)|/|s_1(\nu)|$  vaut 0,7. L'hodogramme représenté figure A.4(c) donne  $s_2(t)$  en fonction de  $s_1(t)$  avec la même échelle en abscisse qu'en ordonnée ; c'est une « trajectoire » d'allure elliptique à cause du déphasage entre les deux composantes.

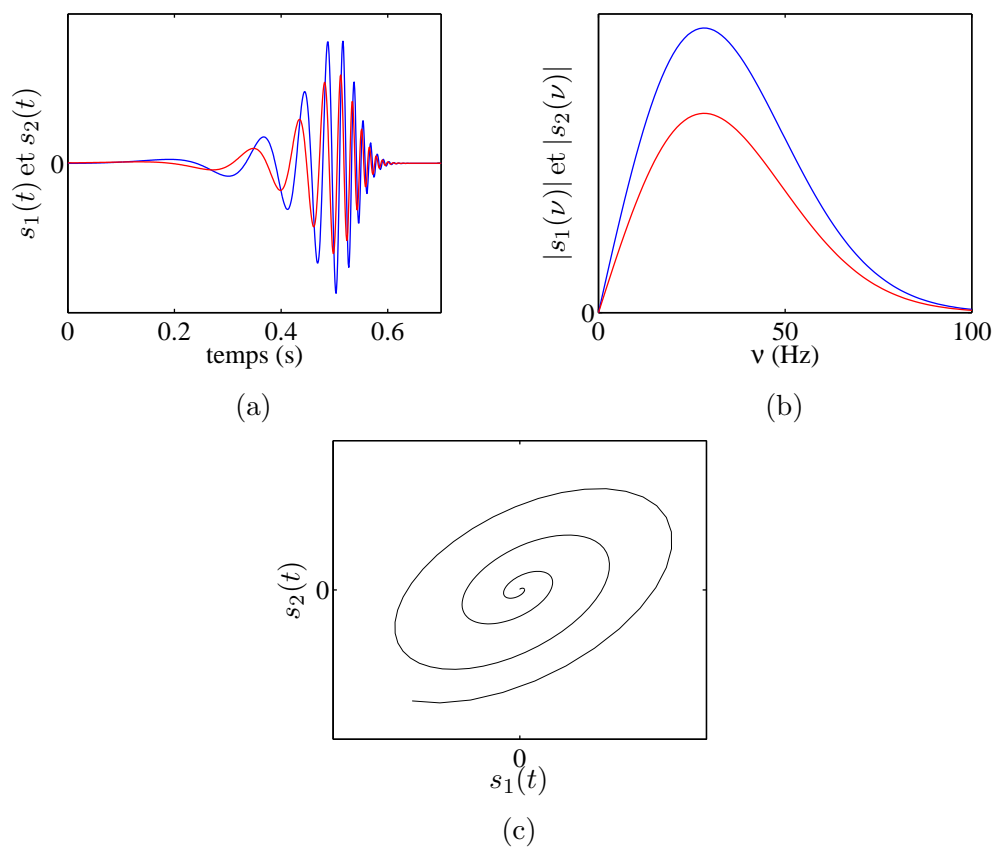


FIG. A.4 – Polarisation d'un signal à deux composantes. Représentation en temps (a) et fréquence (b), signal  $s_1$  en bleu et  $s_2$  en rouge. Hodogramme des amplitudes (c).



## Bibliographie

- [Abr74] Milton Abramowitz. *Handbook of Mathematical Functions, With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*,. Dover Publications, Incorporated, 1974. 17
- [AR02] K. Aki et P. G. Richards. *Quantitative seismology, theory and methods*. University Science Books, 2002. 8, 9, 15, 16
- [Ber94] J. P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114:185–200, 1994. 42
- [BM92] S. Beucher et S. F. Meyer. The morphological approach to segmentation: The watershed transformation. In E. Dougherty, editor, *Mathematical Morphology in Image Processing*, pages 433–481, New York, 1992. Marcel Decker. 97
- [Bou81] M. Bouchon. A simple method to calculate green’s function for layered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 71:959–971, 1981. 44
- [Bow97] Frederick A. Bowles. Observations on attenuation and shear-wave velocity in fine-grained, marine sediments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 101(6):3385–3397, 1997. 20
- [Bra83] D. H. Brandwood. A complex gradient operator and its application in adaptive array theory. *IEE Proc.*, 130(1):11–16, February 1983. 62
- [CAS91] A. Caiti, T. Akal et R. D. Stoll. Determination of shear velocity profiles by inversion of interface wave data. In J. M. Hovem, M. D. Richardson et R. D. Stoll, editors, *Shear Waves in Marine Sediments*, pages 557–565. Kluwer Academic Publishers, 1991. 2
- [CL96] W. C. Chew et Q. H. Liu. Perfectly matched layers for elastodynamics: A new absorbing boundary condition. *J. Comput. Acoust.*, 4:341–359, December 1996. 42
- [Cox73] Henry Cox. Spatial correlation in arbitrary noise fields with application to ambient sea noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 54(5):1289–1301, 1973. 32
- [Dag02] X. Dagany. *Analyse de données multicomposantes issues de campagnes de sismique offshore: instrument, signal et traitement*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2002. 10

- [DBL69] A. Dziewonski, S. Bloch et M. Landisman. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(1):427–444, 1969. 59
- [dHvdH84] Adrianus T. de Hoop et J. H. M. T. van der Hijden. Generation of acoustic waves by an impulsive point source in a fluid/solid configuration with a plane boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(6):1709–1715, 1984. 17
- [dHvdH85] Adrianus T. de Hoop et Jos H. M. T. van der Hijden. Seismic waves generated by an impulsive point source in a solid/fluid configuration with a plane boundary. *Geophysics*, 50(7):1083–1090, 1985. 17
- [Ess80] H.H. Essen. Model computations for low-velocity surface waves on marine sediments. In W. A. Kuperman et F. B. Jensen, editors, *Bottom Interacting Ocean Acoustics*, pages 299–305, New York, 1980. Plenum. 2
- [Fit98] S. M. Fitzpatrick. Source development for a seismo-acoustic sonar. Master's thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, December 1998. 3
- [Gél05] C. Gélis. *Inversion des formes d'onde élastique dans le domaine espace-fréquence en deux dimensions. Application à la caractérisation de la subsurface dans le cadre de la détection de cavités souterraines*. Thèse de Doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2005. 46, 95, 97
- [Gui94] J. Guilbot. *Caractérisation acoustique de fonds sédimentaires marins par étude de la dispersion de célérité des ondes d'interface de type Stoneley-Scholte*. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1994. 2
- [HAE91] R.B. Herrmann et G.I. Al-Eqabi. Surface wave inversion for shear wave velocity. In J. M. Hovem, M. D. Richardson et R. D. Stoll, editors, *Shear Waves in Marine Sediments*, pages 283–294. Kluwer Academic Publishers, 1991. 2
- [Hal98] P. W. Hall. Detection and target-strength measurements of buried objects using a seismo-acoustic sonar. Master's thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, December 1998. 4
- [Ham80] Edwin L. Hamilton. Geoacoustic modeling of the sea floor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(5):1313–1340, 1980. 19
- [Ham85] Rachel M. Hamson. The theoretical responses of vertical and horizontal line arrays to wind-induced noise in shallow water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(5):1702–1712, 1985. 28
- [KI80] W. A. Kuperman et F. Ingenito. Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 67(6):1988–1996, 1980. 28

- [KLM05a] C. Kottenkoff, J. L. Lacoume et J. Mars. Generation of seismo-acoustic surface waves for undersea buried object detection. In *Proceedings of the Fourth International Conference on Physics in Signal and Image Processing*, volume 1, pages 87–91, Toulouse, France, 2005. 90
- [KLM05b] C. Kottenkoff, J. L. Lacoume et J. Mars. Multicomponent seismo-acoustic surface waves beamforming for undersea buried object detection. In *Proceedings of Oceans 2005 - Europe*, volume 2, pages 769–774, Brest, France, 2005. 81, 90
- [KLM06a] C. Kottenkoff, J. L. Lacoume et J. Mars. Parametric phase velocity estimation with an array of sensors: Application to dispersive waves. In *Proceedings of the 68th Conference of the European Association of Geoscientists and Engineers*, Vienna, Austria, 2006. 70
- [KLM06b] C. Kottenkoff, J. L. Lacoume et J. Mars. Undersea buried object detection using stoneley-scholte waves: application in coherent noise. In *Proceedings of the 14th European Signal Processing Conference*, Florence, Italy, 2006. 90
- [KM96] A. Kristensen et R. Mittet. Using surface waves to detect a point diffractor buried at sea bottom. In J.S. Papadakis, editor, *Proceedings of the 3rd European Conference on Underwater Acoustics*, pages 33–38, 1996. 48
- [LBG00] D. Leparoux, A. Bitri et G. Grandjean. Underground cavity detection: a new method based on seismic rayleigh waves. *European Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, 5:33–53, 2000. 95, 96, 98, 100, 101, 102
- [Le 00] F. Le Chevalier. *Principes de traitements des signaux radar et sonar*. Masson, Juin 2000. 79
- [Lev88] A. Levander. Fourth-order finite difference p-sv seismograms. *Geophysics*, 53:1425–1436, 1988. 42
- [LS02] K.D. LePage et H. Schmidt. Bistatic synthetic aperture imaging of proud and buried targets using an auv. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 27(3):471–483, July 2002. 1
- [LW01] Oleg I. Lobkis et Richard L. Weaver. On the emergence of the green’s function in the correlations of a diffuse field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(6):3011–3017, 2001. 31
- [MAR<sup>+</sup>91] T. G. Muir, T. Akal, M. D. Richardson, R. D. Stoll, A. Caiti et J. M. Hovem. Comparison of techniques for shear wave velocity and attenuation measurements. In J. M. Hovem, M. D. Richardson et R. D. Stoll, editors, *Shear Waves in Marine Sediments*, pages 283–294. Kluwer Academic Publishers, 1991. 20
- [Mar98] S. Marcos. *Méthodes à haute résolution, traitement d’antenne et analyse spectrale*. Hermes, 1998. 108
- [Mau05] F. Maussang. *Traitement d’images et fusion de données pour la détection d’objets enfouis en acoustique sous-marine*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2005. 1

- [MD98] F. Moinet et M. Dietrich. Computation of differential seismograms for point and plane scatterers in layered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(5):1311–1324, 1998. 45
- [MKL00] J. Martin, T. Kubota et L. Timothy Long. Imaging near-surface buried structure with high-resolution surface-wave group-velocity tomography. In *Proceedings of the Seventh International Conference on Image Processing (ICIP)*, pages 641–644, 2000. 2
- [MLMG04] J. I. Mars, J. L. Lacoume, J. L. Mari et F. Glangeaud. *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens*. Techniques avancées. Technip, 2004. 70, 89
- [Muy06] E. Muyzert. Seabed properties derived from ambient noise. In *Proceedings of the 68th Conference of the European Association of Geoscientists and Engineers*, Vienna, June 2006. 38
- [MZ00] E. Mouton et M. E. Zakharia. Reconstruction of sediment inhomogeneities using surface wave tomography. In P. Chevret M.E. Zakharia et P. Dubail, editors, *Proceedings of the Fifth European Conference on Underwater Acoustics (ECUA2000)*, pages 245–250. European Commission Brussels (Belgium), 2000. 2
- [Nic04] B. Nicolas. *Identification du milieu océanique et localisation de source en ultra basse fréquence (1-100 Hz)*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004. 42
- [PBHT02] M.A. Pinto, A. Bellettini, R. Hollett et A. Tesei. Real- and synthetic-array signal processing of buried targets. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 27(3):484–494, July 2002. 1
- [PMA03] Helle A. Pedersen, Jerome I. Mars et Pierre-Olivier Amblard. Improving surface-wave group velocity measurements by energy reassignment. *Geophysics*, 68(2):677–684, 2003. 59
- [PMX96] Choon Byong Park, Richard D. Miller et Jianghai Xia. Multi-channel analysis of surface waves using vibroseis (maswv). *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 15(1):68–71, 1996. 101
- [PMX98] Choon Byong Park, Richard D. Miller et Jianghai Xia. Ground roll as a tool to image near-surface anomaly. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 17(1):874–877, 1998. 102
- [Rau80] D. Rauch. Experimental and theoretical studies of seismic interface waves in coastal waters. In W. A. Kuperman et F. B. Jensen, editors, *Bottom Interacting Ocean Acoustics*, pages 307–327, New York, 1980. Plenum. 2
- [RMCP05] A. Roueff, J. Mars, J. Chanussot et H. Pedersen. Dispersion estimation from linear array data in the time-frequency plane. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 53(10):3738–3748, 2005. 61

- [RS83] D. Rauch et B. Schmalfeldt. Ocean-bottom interface waves of the stoneley/scholte type: properties, observations and possible use. In *Acoustics and the Sea-Bed*, pages 307–316. Bath University Press, 1983. 2, 22, 29, 31
- [RSKR05] Philippe Roux, Karim G. Sabra, W. A. Kuperman et Andre Roux. Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1):79–84, 2005. 34
- [SC04] N. M. Shapiro et M. Campillo. Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 31:7614–+, 2004. 31
- [Sch80] F. Schirmer. Experimental determination of properties of the scholte wave in the bottom of the north sea. In W. A. Kuperman et F. B. Jensen, editors, *Bottom Interacting Ocean Acoustics*, pages 285–298, New York, 1980. Plenum. 2
- [Sch91] L.L. Scharf. *Statistical Signal Processing. Detection, Estimation, and Time Series Analysis*. Addison-Wesley, 1991. 63
- [SD90] Anthony E. Schreiner et LeRoy M. Dorman. Coherence lengths of seafloor noise: Effect of ocean bottom structure. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88(3):1503–1514, 1990. 26, 27, 28
- [SG95] R. E. Sheriff et L. P. Geldart. *Exploration seismology, Second Edition*. Cambridge University Press, 1995. 8, 9, 10, 56
- [SGB04] S. A. Stotts, R. A. Gramann et M. S. Bennett. Source bearing determination from a tri-axial seismometer using rayleigh wave propagation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(5):2003–2012, 2004. 3
- [SGS00] E. Saenger, N. Gold et S. Shapiro. Modeling the propagation of elastic waves using a modified finite-difference grid. *Wave motion*, 31:77–92, 2000. 43
- [She00] K. E. Sheetz. Advancements in buried mine detection using seismic sonar. Master’s thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, December 2000. 4
- [SK88] Henrik Schmidt et W. A. Kuperman. Estimation of surface noise source level from low-frequency seismoacoustic ambient noise measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(6):2153–2162, 1988. 26, 27, 29, 37, 38, 70, 95
- [Smi98] E. Smith. Scattering of interface waves from pointlike obstacles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(5):2344–2353, May 1998. 45
- [SML01] W. R. Scott, Jr., J. S. Martin et G. D. Larson. Experimental model for a seismic landmine detection system. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(6):1155–1164, juin 2001. 3



- [SRT<sup>+</sup>05] K.G. Sabra, P. Roux, A.M. Thode, G.L. D'Spain, W.S. Hodgkiss et W.A. Kuperman. Using ocean ambient noise for array self-localization and self-synchronization. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 30(2):338–347, April 2005. 31
- [SS98] V. Singh et G. Sen. Developement of offshore data acquisition technology: An overview. *Geohorizons*, June 1998. 57
- [SSL02] C.T. Schroder, Jr. Scott, W.R. et G.D. Larson. Elastic waves interacting with buried land mines: a study using the fdtd method. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(6):1405–1415, june 2002. 3, 48
- [SWB<sup>+</sup>98] E. Smith, P. S. Wilson, F. W. Bacon, J. F. Manning, J. A. Behrens et T. G. Muir. Measurement and localization of interface wave reflections from a buried target. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(5):2333–2343, May 1998. 3, 22
- [Tar84] A. Tarantola. The seismic reflection inverse problem. In F. Santosa, Y.-H. Pao, W. Symes et Ch. Holland, editors, *Inverse Problems of Acoustic and Elastic Waves*, pages 104–181, Philadelphia, 1984. SIAM. 45
- [TMC<sup>+</sup>95] J. A. TenCate, T. G. Muir, A. Caiti, A. Kristensen, J. F. Manning, J. A. Shooter, R. A. Koch et E. Michelozzi. Beamforming on seismic interface waves with an array of geophones on the shallow sea floor. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 20(4):300–309, October 1995. 3, 28, 30, 38, 85
- [Van68] H. L. Van Trees. *Detection, Estimation, and Modulation Theory*. part 1. John Wiley & Sons, New York, 1968. 64, 74, 86
- [Vir86] J. Virieux. P-sv waves propagation in heterogeneous media: velocity-stress finite-difference method. *Geophysics*, 51:889–901, 1986. 42, 43, 48
- [VLBM06] V. Vrabie, N. Le Bihan et J. Mars. Multicomponent wave separation using hosvd - unimodal ica subspace method. *Geophysics*, 71, 2006. 90
- [Wen62] Gordon M. Wenz. Acoustic ambient noise in the ocean: Spectra and sources. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 34(12):1936–1956, 1962. 26
- [ZC96] M. E. Zakharia et J. Châtillon. Interaction of interface waves with a buried object. In J.S. Papadakis, editor, *Proceedings of the 3rd European Conference on Underwater Acoustics*, pages 39–44, 1996. 3

# Détection d'objets enfouis sur le fond marin par ondes sismo-acoustiques de Scholte

## Résumé

Le but de ce travail est la détection d'objets enfouis au fond de la mer à l'aide d'ondes sismo-acoustiques de surface de type Scholte. Nous avons défini un système composé d'une antenne de capteurs multicomposante et d'une source impulsive disposés sur l'interface. Le traitement du signal se décompose en deux temps : une étape d'estimation des caractéristiques de propagation des ondes est réalisée à partir de l'onde incidente sur l'antenne puis une image de détection est calculée par un traitement d'antenne adapté aux caractéristiques estimées, la dispersion et la polarisation. Le traitement nécessite une modélisation fidèle du bruit sismo-acoustique. Nous en proposons des modèles. Les performances ont une grande sensibilité au modèle de bruit, elles soulignent l'intérêt du traitement multicomposante. La méthode a été favorablement validée par simulation d'ondes élastiques ainsi que sur des données réelles. Elle demande à l'être expérimentalement en environnement contrôlé et en mer.

**Mots clés** : ondes de surface, ondes de Scholte, ondes sismo-acoustiques, objets enfouis, sédiments, détection, traitement d'antenne, estimation paramétrique.

## Abstract

This work deals with buried object detection at the seafloor using seismo-acoustic waves of Scholte kind. We defined a system composed of a multicomponent array of sensors and an impulsive source, both placed at the interface. The array processing is twofold. First, the incident wave on the array is used to estimate Scholte waves' propagation features. Then a detection image is computed with an array processing adapted to Scholte waves. It takes into account dispersion and polarisation. The processing requires an accurate knowledge of seismo-acoustic noise. We provide models for it. The performance has a great sensitivity to the noise's structure. The results also highlight the interests of multicomponent processing. The method was successfully validated with synthetic elastic waves and in a real case. It demands an experimental validation in a controlled environment and at sea.