



**HAL**  
open science

# Techniques de traitement des données sismiques OBC dans le domaine tau-p 2D-3D

Mohamed Tahar Amine Soudani

► **To cite this version:**

Mohamed Tahar Amine Soudani. Techniques de traitement des données sismiques OBC dans le domaine tau-p 2D-3D. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2006. Français. NNT: . tel-00204530

**HAL Id: tel-00204530**

**<https://theses.hal.science/tel-00204530>**

Submitted on 14 Jan 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.

# INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

---

## THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

**Spécialité : «Signal, Image, Parole et Télécoms»**

préparée au Laboratoire des Images et des Signaux de Grenoble

dans le cadre de l'École Doctorale «**Électronique, Électrotechnique,  
Automatique, Télécommunications et Signal**»

présentée et soutenue publiquement

par

**Mohamed Tahar Amine SOUDANI**

le 30 juin 2006

Titre :

**TECHNIQUES DE TRAITEMENT DES DONNEES  
SISMIQUES OBC DANS LE DOMAINE  $(\tau, p)$  2D-3D**

**Directeurs de thèse : Jean-Luc BOELLE et Jérôme MARS**

## **JURY**

Monsieur	J.-L. Lacoume,	Président
Monsieur	J. Virieux,	Rapporteur
Monsieur	A. Mazzotti,	Rapporteur
Monsieur	M. Dietrich,	Examineur
Monsieur	R. Soubaras,	Examineur
Monsieur	J.-L Boelle,	Directeur de thèse
Monsieur	J. Mars,	Co-directeur de thèse









## Mes remerciements

Aux membres du jury pour avoir accepté d'apprécier et évaluer mes travaux.

A Jérôme Guilbot, mon chef de service, pour ses conseils et ses orientations tout au long de ce travail de recherche.

A Jérôme Mars, mon co-directeur de thèse, qui a été le premier à me faire confiance en proposant ma candidature pour cette thèse après m'avoir initié au monde de la sismique lors de mes études d'ingénieur.

A Jean-Luc Boelle avec qui j'ai eu la chance et l'honneur de travailler pour mener cette recherche. Il a été pendant ces trois années plus qu'un directeur de thèse. Je rends hommage ici à ses compétences hors pairs, à son esprit innovateur, à son encadrement sans failles, à ses qualités humaines. Merci pour les très bons moments que nous avons eu ensemble.

Mes remerciements à tous les collègues et amis pour leur étroite collaboration à ce travail de thèse et notamment :

Gilbert Del Molino pour sa précieuse aide au tout début de ma thèse et pour les différentes discussions très enrichissantes –souvent très animées- que nous avons eu. Andrea Grandi pour les bons moments de travail et d'échanges que nous avons eu non seulement dans notre bureau mais aussi lors des belles soirées passées avec sa petite famille.

Pierre Hugonnet pour ses précieux conseils en traitement du signal et en géophysique. Sans son aide, ses compétences et ses codes de transformées (tau,p), mon travail en 3D n'aurait pas vu le jour.

Pascal Edme pour les échanges fructueux que nous avons eus lors de ses séjours à Total.

Patrice Ricarte pour ses différents conseils en traitement sismique, en particulier lorsque Géovecteur me donnait des cheveux blancs.

Emmanuel Petit-Frère pour son aide très précieuse lorsqu'il s'agissait de programmation et d'utilisation de bibliothèques internes.

Un travail reflète aussi l'environnement dans lequel il s'effectue. La très bonne atmosphère au sein du service de recherche et du département de géophysique de Total a été très stimulante pour mes travaux de thèse. Dans l'impossibilité de citer ici toutes les personnes du département sans y consacrer plusieurs pages, ils se reconnaîtront, je tiens à leur faire part de mes sincères remerciements.

Au-delà de la sismique et du traitement du signal, cette thèse est non seulement l'aboutissement de mon travail de recherche et de mon cursus, mais aussi celui des efforts et des sacrifices consentis par mes parents pour voir leur enfant réussir et s'épanouir. Je les remercie infiniment pour leur éducation, leur amour, leur soutien, leur aide et les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués tout au long de mes études. La réussite de cette thèse n'est pas la mienne, mais bien la nôtre. Elle est aussi celle de mes deux frères. « Khouya » Mounir que je remercie pour son soutien et pour tout le parcours que nous avons effectué ensemble depuis notre enfance. Je remercie « Khouya » Hassou qui a toujours été le rayon de soleil qui me venait tout droit d'Algérie même à travers le téléphone. Je remercie Tata Annie et Tonton Pierre, mes « parents bis », pour leur présence et leur soutien tout au long de mes études supérieures et en particulier durant mes années en classes prépas, qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance et ma profonde gratitude.

Cette thèse est aussi synonyme de trois belles années passées à Pau où j'ai pu compter de très bons amis et passer des moments inoubliables. Pour ces agréables moments, je tiens à remercier Claire, Amir, Laurent, Marie et Yannick, Eva et Christian, Vanessa, Jeff et Pascale, Magali, Franck, Nicolas, Sébastien, Anne, Vincent, Nabil, Sabrina et tous les autres.

Bien que Pau soit relativement éloignée... du reste du monde... j'ai pu compter sur le soutien d'amis parfois de très longue date, et ceci malgré la distance et les frontières. Je tiens à remercier Sindbad, Foued, Sofiane, Ahmed, Fella, Cyril, Jérôme et mes amis du LIS : Sébastien, Caroline, Anthony...

Finally, the last and definitely not least, I would like to acknowledge "my miss" Emily for her support, patience and love. She has been very present during my whole PhD even if London seems sometimes to be thousand and thousand miles away.





*« Ce n'est pas parce que les choses sont difficiles  
que nous n'osons pas, c'est parce que nous  
n'osons pas qu'elles sont difficiles »*

*Sénèque*



# Table des matières

<b>Introduction</b> . . . . .	5
Contexte et description du travail de recherche . . . . .	7
<b>Chapitre 1. Sismique réflexion</b> . . . . .	9
1.1. Acquisition terrestre . . . . .	10
1.2. Acquisition marine . . . . .	11
1.2.1. Acquisition marine conventionnelle . . . . .	11
1.2.2. Acquisition OBS (Ocean Bottom Seismic) . . . . .	13
<b>Chapitre 2. Mesure du champ d'onde en sismique marine</b> . . . . .	17
2.1. Retour sur la théorie de la propagation dans les milieux élastiques . . . . .	17
2.1.1. Réponse d'un volume élémentaire à une excitation . . . . .	18
2.1.2. Équation de mouvement dans un milieu élastique isotrope . . . . .	20
2.2. Équation de propagation dans un milieu stratifié horizontalement . . . . .	20
2.2.1. L'équation de propagation en coordonnées cylindriques . . . . .	21
2.2.2. Transformation de Fourier-Hankel . . . . .	22
2.2.3. Équations différentielles de propagation en $z$ . . . . .	23
2.3. Résolution de l'équation de propagation dans le cas P-SV . . . . .	25
2.3.1. Expression du champ d'onde à la traversée d'une interface . . . . .	27
2.3.2. Expression du champ d'onde au voisinage de la source . . . . .	30
2.3.3. Expression du champ d'onde complet . . . . .	31
2.3.4. En résumé . . . . .	37
2.4. Simplification des termes de la solution de l'équation de propagation . . . . .	37
2.4.1. Simplification des termes du vecteur d'onde en $z_R^-$ . . . . .	38
2.4.2. Interprétation physique des vecteurs d'ondes en $z_R^-$ . . . . .	40
2.4.3. Expression de la mesure au niveau des récepteurs . . . . .	45
2.4.4. Expression de la mesure en $z_R^-$ . . . . .	45
2.4.5. Expression de la mesure en $z_R^+$ . . . . .	47
2.5. Conclusions . . . . .	52
<b>Chapitre 3. Atténuation des multiples du fond de l'eau en OBC : Étude théorique</b> . . . . .	55
3.1. Les multiples dans les données OBC . . . . .	55
3.1.1. Introduction au problème des multiples . . . . .	55
3.1.2. Approche théorique de l'atténuation des multiples en OBC . . . . .	59
3.1.3. Difficultés de l'approche théorique . . . . .	61
3.2. Méthodes classiques de traitement des multiples en OBC . . . . .	62
3.2.1. Méthode de Barr & Sanders . . . . .	63
3.2.2. Filtrage de Backus . . . . .	64
3.2.3. Filtrage par décomposition élastique . . . . .	65
3.3. Méthode robuste de sommation $PZ$ . . . . .	66
3.3.1. Étape 1 : Estimation du terme de source et calibration des données . . . . .	67
3.3.2. Étape 2 : Atténuation des multiples fantômes . . . . .	69
3.3.3. Étape 3 : Atténuation des multiples peg-legs . . . . .	70
3.3.4. En résumé . . . . .	72



3.4.	Décomposition en ondes planes ou transformation $(\tau, p)$ . . . . .	73
3.4.1.	Transformation de Hankel . . . . .	73
3.4.2.	Transformation par sommation linéaire (Slant Stack) : . . . . .	74
3.4.3.	Condition d'échantillonnage . . . . .	75
3.5.	Application sur données synthétiques . . . . .	76
3.5.1.	Modèle synthétique 2D dans le domaine $(x, t)$ . . . . .	76
3.5.2.	Atténuation des multiples sur les données synthétiques . . . . .	77
3.6.	Approche globale de la sommation $PZ$ dans le domaine $(\tau, p)$ . . . . .	89
3.7.	Conclusions . . . . .	92
<b>Chapitre 4.</b>	<b>Traitement des données réelles OBC 2D</b> . . . . .	<b>95</b>
4.1.	Présentation des données . . . . .	95
4.1.1.	Description succincte de l'acquisition . . . . .	95
4.1.2.	Analyse qualitative des données . . . . .	96
4.2.	Séquence de traitement des données $PZ$ . . . . .	99
4.2.1.	Restauration des traces manquantes . . . . .	99
4.2.2.	Transformation des données dans le domaine $(\tau, p)$ . . . . .	101
4.2.3.	Sommation $PZ$ dans le domaine $(\tau, p)$ . . . . .	101
4.2.4.	Filtrage des bruits linéaires . . . . .	111
4.2.5.	Analyse des résultats dans le domaine $(x, t)$ . . . . .	111
4.3.	Application de la séquence de traitement sur la totalité de la ligne 2D . . . . .	112
4.4.	Comparaison avec une séquence industrielle . . . . .	117
4.5.	Conclusions . . . . .	118
<b>Chapitre 5.</b>	<b>Traitement des données OBC 3D</b> . . . . .	<b>121</b>
5.1.	Visualisation des données 3D . . . . .	122
5.2.	Limites du traitement multi-2D dans le cas 3D . . . . .	122
5.3.	Analyse d'un récepteur commun 3D réel . . . . .	123
5.4.	Définition de la séquence de traitement . . . . .	127
5.5.	Restauration des traces manquantes et filtrage des bruits incohérents . . . . .	128
5.6.	Interpolation des données 3D . . . . .	130
5.7.	Transformation $(\tau, p)3D$ . . . . .	135
5.8.	Sommation $PZ$ 3D . . . . .	139
5.8.1.	Modification des fonctions "coût" dans le cas 3D . . . . .	141
5.8.2.	Calibration du géophone vertical . . . . .	142
5.8.3.	Atténuation des multiples fantômes . . . . .	144
5.8.4.	Atténuation des multiples peg-legs . . . . .	144
5.9.	Atténuation des bruits linéaires 3D . . . . .	149
5.10.	Synthèse des résultats dans le domaine $(x, y, t)$ . . . . .	150
5.11.	Comparaison des nouvelles techniques 3D avec des traitements industriels standards multi-2D . . . . .	155
5.12.	Conclusions . . . . .	155
<b>Conclusions et perspectives</b>	. . . . .	<b>159</b>
<b>Annexes</b>		
<b>Annexe 1</b>	. . . . .	<b>163</b>
Lien entre la transformation de Fourier 2D et la transformation de Hankel	. . . . .	163
Cas particulier d'une fonction invariante par rapport à l'azimut	. . . . .	165
<b>Annexe 2</b>	. . . . .	<b>166</b>
Algorithmes de transformation $(\tau, p)$ des profils sismiques 2D	. . . . .	166
Transformation de Hankel	. . . . .	166
Transformation par "slant stack"	. . . . .	167

---

<b>Annexe 3</b> . . . . .	169
Algorithmes de transformation $(\tau, p)$ des profils sismiques 3D . . . . .	169
<b>Annexe 4</b> . . . . .	170
Coefficients de réflexion et de transmission entre deux interfaces . . . . .	170
Interface solide-solide . . . . .	170
Interface liquide-solide . . . . .	173
<b>Annexe 5</b> . . . . .	174
Méthode de Barr et Sanders . . . . .	174
<b>Annexe 6</b> . . . . .	176
Estimation des opérateurs . . . . .	176
Approche trace à trace . . . . .	176
Approche globale d'estimation des opérateurs . . . . .	177
<b>Bibliographie</b> . . . . .	180



# Introduction

Dès l'antiquité, l'Homme avait connaissance du pétrole. Il s'agissait plus exactement de bitume, forme altérée du pétrole qui suintait à la surface du sol à différents endroits en Mésopotamie. A cette époque, nos ancêtres s'en servaient essentiellement pour assurer l'étanchéité des navires. Ils l'utilisaient aussi comme mortier dans la construction des remparts. Les Chinois et les Siciliens, l'ont adopté pour l'éclairage dès le premier siècle de notre ère. En Europe, on lui donnait un large éventail de vertus médicinales : il soigne les maux de dents, combat la surdité, désinfecte les plaies et reste un remède sans égal contre les rhumatismes [Tour04].

Plus proche de nous, le pétrole connaît son premier essor au XVIIe siècle lors de la découverte de la lampe à pétrole. Il fait ainsi son entrée dans le quotidien de l'Homme moderne. Il faudra cependant attendre le XIXe siècle pour que le surnom d'Or Noir prenne tout son sens avec l'industrialisation de cette matière première. En 1859, Edwin Drake réussit le premier forage à une profondeur de 23m à Titusville en Pennsylvanie. Il s'en suit une expansion fulgurante de cette industrie grâce en particulier à John Rockefeller. En même temps, les gisements de Bakou en Mer Caspienne commencent eux aussi à être prospectés. Le début de XXe siècle voit la naissance de géants pétroliers qui traverseront le siècle. La prospection pétrolière ne se limite plus aux États Unis et à la Russie, mais s'étend à d'autres zones dans le monde : le Proche et Moyen Orient, le Venezuela, l'Afrique du Nord, l'Afrique de l'Ouest, l'Indonésie et plus tard l'Alaska et la Mer du Nord. Des compagnies nationales sont créées dans les pays producteurs et deviennent des acteurs majeurs dans l'économie pétrolière. Le défi pour toutes ces compagnies est non seulement d'optimiser la production des gisements mais aussi de renouveler les réserves. Cette course a été et est toujours un catalyseur pour la recherche et l'innovation dans le domaine de l'exploration et de la production. L'objectif est de mettre en oeuvre de nouvelles technologies afin de répondre à ces défis. Ceci a permis aujourd'hui d'étendre l'activité de l'industrie à des profondeurs de mer allant jusqu'à 3000m. De nouvelles perspectives se sont ainsi ouvertes.

Le domaine de la géophysique n'est pas resté en marge du progrès technologique des dernières décennies. Il a lui aussi connu une très importante évolution grâce notamment aux progrès des systèmes d'acquisition, de l'électronique et de l'informatique.

La croissance de l'activité de l'exploration dans des zones déjà en production telle que la Mer du Nord et le développement de la sismique 3D et 4D a nécessité le développement de nouvelles technologies d'acquisition [Rekdal06]. Les deux dernières décennies ont vu l'émergence et l'expansion de nouveaux dispositifs tel que les systèmes **OBC** (Ocean Bottom Cables). Des capteurs composés d'hydrophones et de géophones sont placés sur le fond marin. Il a fallu faire évoluer les techniques de traitement des données afin de répondre au mieux aux spécificités de ce type d'acquisition.

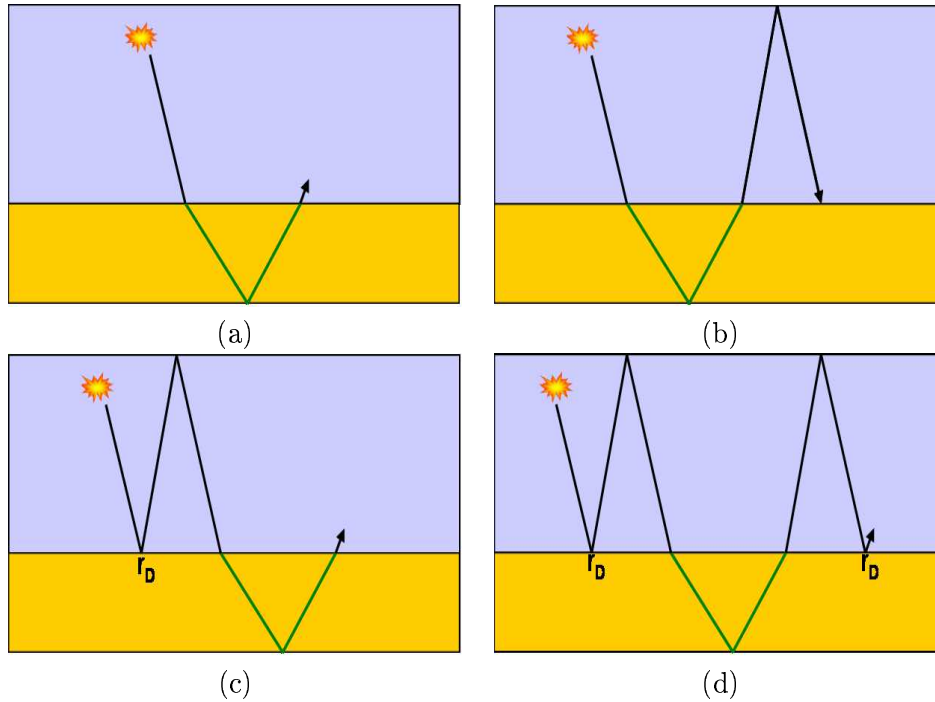


FIG. 1. Quelques exemples de la réverbération de l'arrivée primaire dans la tranche d'eau. (a) Arrivée primaire. (b), (c), (d) Exemples de multiples.

En sismique OBC, un des problèmes les plus importants est celui des multiples générés par la colonne d'eau. Comme le montre la figure (1), la tranche d'eau se comporte comme un guide d'onde causant une répétition de l'information portée par les arrivées primaires. L'amplitude de ces multiples est très importante en particulier sur les enregistrements des hydrophones. Ceci a des conséquences très négatives lors de l'interprétation des images sismiques par les géologues.

Les premiers travaux réalisés par Barr & Sanders [Barr89] montrent qu'il est possible d'atténuer les effets des multiples en sommant les données de l'hydrophone ( $P$ ) et du géophone vertical ( $Z$ ). Cette combinaison est connue dans la littérature par la "**sommation  $PZ$** ". Il s'en est suivi un certain nombre de publications qui tentent de donner une solution efficace à ce problème. Cependant, les approches proposées sont souvent réductrices car elles supposent que la propagation des ondes est  $1D$ , c'est-à-dire verticale. D'autres méthodes supposent que les paramètres du fond de la mer sont connus. De plus, les algorithmes proposés ne tiennent pas compte des bruits et souffrent de problèmes de robustesse.

Afin d'améliorer la robustesse des algorithmes de sommation  $PZ$ , Soubaras [Soubaras96-b] propose une méthode d'atténuation des multiples de la tranche d'eau en trois étapes. Cette approche prend en compte les problèmes liés à l'imperfection des acquisitions comme le couplage des géophones au sol marin ou le problème des bruits. Cependant, la propagation des ondes est toujours supposée verticale.

Les travaux de recherche présentés dans ce document portent sur la généralisation de l'algorithme de sommation  $PZ$  de Soubaras au cas  $2D$ , c'est-à-dire en prenant en compte

la distance entre les sources et les récepteurs (offset). Puis au cas 3D afin d'inclure l'azimut sources-récepteur. Cette généralisation est possible grâce aux propriétés de la transformation  $(\tau, p)$  en 2D et  $(\tau, p_x, p_y)$  en 3D. En plus de la généralisation des algorithmes, de nouvelles séquences de traitement,  $2D$  et  $3D$  sont définies. Ces séquences prennent en compte les caractéristiques des données réelles et permettent d'en améliorer la qualité pour la phase de l'imagerie.

## Contexte et description du travail de recherche

Le cadre général du travail de thèse présenté ici est celui de la sismique marine. Je me suis intéressé en particulier aux techniques de pré-traitement des données OBC dans le domaine  $(\tau, p)$ . Et plus précisément au pré-traitement des ondes de compression  $PP$ . Le terme pré-traitement est utilisé ici pour décrire toutes les étapes qui précèdent l'imagerie et la migration des données. Le présent manuscrit comporte deux volets principaux : une étude théorique portant sur la propagation des ondes planes en sismique marine et le pré-traitement des données OBC.

Le **chapitre 1** est un bref rappel des différents dispositifs d'acquisition rencontrés en sismique terrestre et marine. Le but est de donner ici une idée des moyens mis en jeu pour l'enregistrement des données. Je cherche aussi à fixer certains termes qui seront utilisés dans la suite du document : sismique azimutale, différents types de rangement des données... .

Dans le **chapitre 2**, une étude théorique est menée afin de modéliser les mesures du champ d'onde enregistrées par les dispositifs d'acquisition en sismique marine. Je donne un bref rappel sur la théorie de la propagation et sur l'équation des ondes dans un milieu stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. Puis, j'exploite le formalisme de Kennett [Kennet83] pour simplifier la résolution de cette équation dans le domaine des ondes planes harmoniques, c'est-à-dire dans le domaine  $(\omega, p)$ . Le but principal de ces développements n'est pas de réécrire toutes les étapes de la résolution de l'équation des ondes mais de dégager les hypothèses et le domaine permettant d'arriver aux équations décrivant les mesures enregistrées par le dispositif d'acquisition. Je montre ensuite que le champ d'onde au niveau des récepteurs peut être modélisé en fonction de la source, de l'arrivée primaire et des multiples de la tranche d'eau. Enfin, je démontre, dans le cas de l'OBC, que quand la vitesse des ondes de cisaillement est faible dans le sédiment en contact avec le milieu liquide, il y a une séparation naturelle, sur les deux composantes du géophone, des ondes de compression et des ondes de cisaillement.

Le **chapitre 3** marque le début du volet consacré à la sismique OBC, et plus particulièrement à l'atténuation des multiples du fond de la mer. A partir des équations de la mesure du champ d'onde établies dans le chapitre 2, je discute différentes méthodes existantes dans la littérature pour la sommation  $PZ$ . Je propose ensuite une nouvelle technique basée sur la généralisation, dans le domaine  $(\tau, p)$ , de la méthode  $1D$  de Soubaras. Cette nouvelle approche tient compte non seulement de la théorie de la propagation mais aussi de plusieurs aspects liés à l'acquisition : couplage, bruit. Je valide aussi dans ce chapitre ce nouvel algorithme sur des données synthétiques.

Je teste, dans le **chapitre 4**, la sommation  $PZ$  sur des données réelles issues d'une campagne sismique 2D. Je cherche, plus exactement, dans ce chapitre, à établir une séquence de

pré-traitement tenant compte des caractéristiques et de la qualité des données. Je montre que les propriétés de la transformation  $(\tau, p)$  sont exploitées non seulement pour l'atténuation des multiples mais aussi pour le filtrage des bruits cohérents. Je compare à la fin de ce chapitre la nouvelle séquence avec une autre utilisée dans les études opérationnelles. Le but ici est d'estimer l'apport de cette séquence de pré-traitement sur la qualité des images après sommation ou "stack".

Dans le **chapitre 5**, je généralise la nouvelle méthodologie au cas des acquisitions OBC 3D multi-azimuts. L'algorithme de combinaison des données de l'hydrophone et du géophone vertical prend maintenant en compte non seulement l'offset mais aussi l'azimut des données. La généralisation est possible grâce à la décomposition des données 3D en ondes planes à travers la transformation  $(\tau, p_x, p_y)$ . Comme dans le chapitre 4, je ne me limite pas à l'atténuation des multiples, mais je propose une nouvelle méthodologie qui tient compte du caractère 3D des données : bruit ambiant, effet de l'échantillonnage spatial sur la transformation  $(\tau, p_x, p_y)$ . Je propose ensuite une nouvelle approche d'estimation des paramètres de la sommation  $PZ$  en s'inspirant de la modélisation par éléments finis. Puis, je montre que le filtrage des bruits cohérents en 3D est possible grâce aux propriétés de la transformation  $(\tau, p_x, p_y)$ . Enfin, je compare les résultats de la nouvelle séquence 3D avec une autre séquence industrielle dite multi-2D. Ceci permet d'apprécier l'apport du traitement azimutal sur le résultat final.

Je finis ce document par des conclusions et perspectives à donner à ces travaux.

## Chapitre 1

# Sismique réflexion

La sismique réflexion est la principale méthode géophysique utilisée dans l'imagerie du sous-sol à des fins d'exploration pétrolière. Elle exploite les contrastes d'impédance (produit de la densité et de la vitesse) entre les différentes couches stratigraphiques. Le but est d'obtenir des informations en 2D ou 3D de la sub-surface. Pour ce faire, une source localisée à proximité de la surface, émet une onde qui va se propager, se réfléchir à chaque réflecteur puis remonter au niveau des récepteurs. Le but ultime de la géophysique est de convertir ces informations de retard de propagation en une carte du sous-sol contenant les caractéristiques élastiques des différentes couches et leurs positions en temps ou en espace.

La dimension 2D ou 3D des images finales obtenues dépend directement de l'acquisition des données. En sismique 2D, on ne considère qu'une seule ligne dans l'espace sur laquelle tous les récepteurs et les sources sont placés. On parle alors de **couverture 2D**. La sismique 3D permet d'avoir un cube représentant toutes les dimensions spatiales de la zone étudiée. Les sources et les récepteurs sont maintenant placés sur un plan et non plus sur une seule ligne de telle manière à assurer une **couverture 3D** de la zone. La distance entre la source et le récepteur est appelée **offset**.

Après l'acquisition, différents types de rangement des données sont possibles :

- Les rangements SC (Source Commune) regroupant toutes les données (traces) issues d'un même tir.
- Les rangements RC (Récepteur Commun) regroupant toutes les données enregistrées par un même récepteur.
- Les rangements PM (Point-Milieu) regroupant toutes les données qui ont le même point milieu situé à mi-distance entre la source et le récepteur.

La sismique azimutale est une extension de la sismique 3D dans laquelle le couple source-récepteur n'est pas seulement caractérisé par l'offset mais aussi par l'azimut. Les acquisitions peuvent être **polarisées** privilégiant une direction particulière ou au contraire multi-azimuts.

Les informations collectées à partir des dispositifs d'émission et de réception ne sont pas continues, elles correspondent à un échantillonnage en espace des données. La régularité de cet échantillonnage dépend du positionnement des tirs et des capteurs. Cette discrétisation des données en espace est très importante car elle conditionne les algorithmes de traitement sismique.

Les paramètres géométriques de l'acquisition : offset, inter-trace, temps d'écoute... etc, sont établis à la suite d'une étude de faisabilité qui tient compte de plusieurs aspects tel que





FIG. 1.1. Exemples de dispositifs d'acquisition en sismique terrestre. (a) Camion vibreur (Sercel). (b) Géophone (Sercel).

l'environnement dans lequel a lieu l'acquisition, la connaissance a priori de la géologie de la zone d'intérêt, les études antérieures dans la région, l'accessibilité de la zone, la disponibilité du matériel et bien sûr le coût économique de l'étude. En fonction du milieu où se déroulent les opérations, la sismique réflexion se partage en deux catégories : la sismique terrestre et la sismique marine. Dans la suite, nous donnerons des descriptions succinctes des deux types d'acquisition.

### 1.1. Acquisition terrestre

En sismique terrestre, les sources sont des explosifs ou des camions vibreurs. Le dispositif de réception est composé de géophones qui enregistrent soit la vitesse soit l'accélération du sol au voisinage du récepteur [Tessman03] (figure (1.1)). Ces géophones peuvent être de type soit mono-composante ne mesurant que le déplacement vertical, soit multi-composantes donnant une description vectorielle complète du déplacement. Dans le premier cas, ce sont principalement les ondes de compression  $P$  qui sont accessibles, alors que dans le deuxième, les ondes de cisaillement  $S$  peuvent aussi être exploitées.

Dans le cas de la sismique 2D ou 3D mono-azimut, la mise en oeuvre du dispositif est simple car les sources et les récepteurs sont sur la même ligne. Dans le cas multi-azimuts, plusieurs schémas sont possibles afin d'obtenir une couverture la plus régulière possible : ligne source perpendiculaire à la ligne récepteur (cross spread), échantillonnage 3D des grilles sources et récepteurs...etc, [Cordsen02, Mari01].

L'une des principales difficultés en sismique terrestre est la variation de la topographie de la zone étudiée. Elle peut s'avérer très complexe dans le cas de présence de fortes variations de l'élévation (figure (1.2)). Cette variation a non seulement un impact sur la logistique lors des opérations d'acquisition mais aussi lors du traitement. Il faudra appliquer, dans ce cas, des corrections statiques afin de compenser les effets dus aux différentes élévations.



FIG. 1.2. Différentes topographies d'acquisition en sismique terrestre. (a) topographie régulière (Moyen Orient). (b) Topographie complexe (Bolivie).

## 1.2. Acquisition marine

En sismique marine, les sources sont des canons à air ou à eau. Elles génèrent des ondes acoustiques qui se propagent d'abord dans l'eau avant de pénétrer dans le sol marin. Du côté des récepteurs, on distingue plusieurs dispositifs que l'on va décrire ci-dessous.

### 1.2.1. Acquisition marine conventionnelle

Dans les acquisitions conventionnelles, les récepteurs sont des hydrophones qui enregistrent la variation de pression du milieu lors du passage d'une onde acoustique. Ces récepteurs sont enfermés dans des câbles étanches appelés flûtes ou streamers, longs de quelques kilomètres (5 à 10 Km). Lors de l'acquisition, ils sont déployés et traînés derrière le bateau (figure (1.3)). Leur immersion est généralement de l'ordre de 5 – 10m. Les sources sont elles aussi tirées par le même bateau et émettent à des intervalles réguliers. L'intégralité du dispositif d'acquisition se déplace à une vitesse supposée constante assurant ainsi la constance de l'immersion des sources et des flûtes.

Dans le cas de la sismique 2D, on dispose d'une seule flûte et d'une seule source se déplaçant le long d'une ligne (figure (1.4)). En sismique 3D standard, le dispositif est composé d'une ou deux sources émettant par alternance et de 4 à 12 streamers. Un tel dispositif reste très polarisé car l'angle maximal entre les sources et les capteurs est faible (figure (1.5-a)). La couverture d'une zone peut être effectuée en navigant suivant différents azimuts. On parle alors d'acquisition multi-azimut (figure (1.5-b)). Dans le cas de la sismique 3D large-azimuts, on dispose de plusieurs bateaux sources et de plusieurs bateaux récepteurs chacun navigant indépendamment de telle manière à acquérir tous les angles possibles entre les sources et les récepteurs (figure (1.5-c)) [Rekdal06].

La qualité de l'acquisition streamer est très dépendante des condition météorologiques et de la houle. Les courants marins génèrent des dérives des câbles pouvant atteindre des centaines



FIG. 1.3. Exemple d'une acquisition marine conventionnelle 3D.

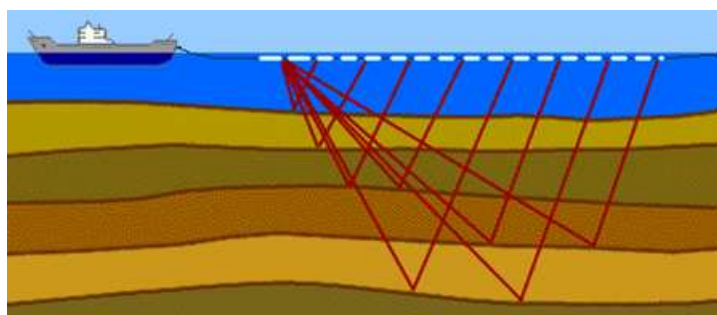


FIG. 1.4. Illustration de la sismique marine 2D.

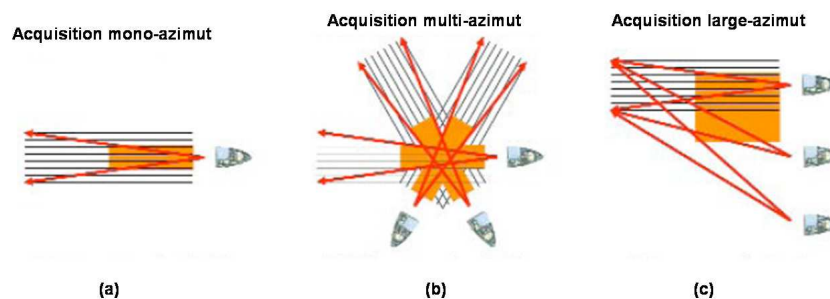


FIG. 1.5. Différents schémas 3D d'acquisitions marines conventionnelles.

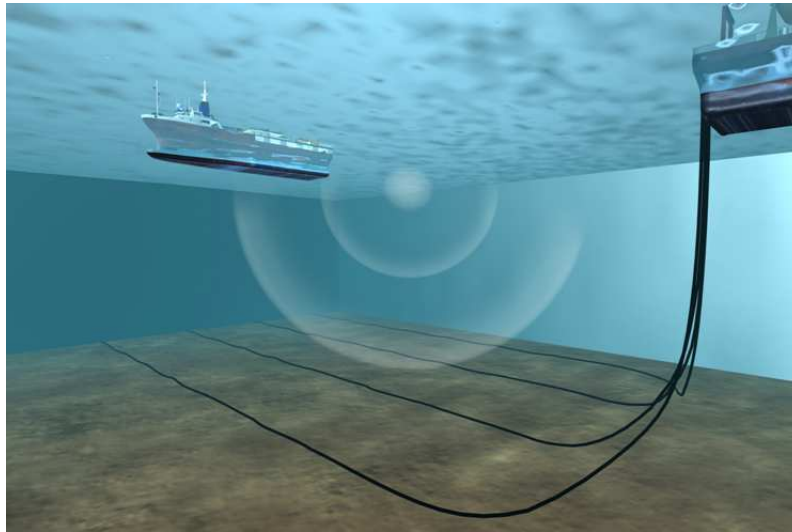


FIG. 1.6. Acquisition OBC.

de mètres à cause de leurs longueurs. De plus, certaines régions comme la Mer du Nord ou le Golfe de Guinée sont fortement exploitées : la présence de nombreuses plateformes rend la navigation avec un dispositif long de plusieurs kilomètres difficile, des trous de couverture (traces manquantes) persistent. Des dispositifs alternatifs sont alors apparus.

### 1.2.2. Acquisition OBS (Ocean Bottom Seismic)

La technologie OBS se pose comme alternative au streamer dans les zones encombrées. Au lieu que les récepteurs soient tirés par le bateau source, ils sont positionnés au fond de la mer pendant qu'un deuxième bateau est affecté à la navigation des sources. Ainsi le dispositif d'émission est découplé de celui de la réception. Ceci permet des acquisitions 3D large-azimuts dans lesquelles toutes les classes d'azimuts peuvent être représentées.

De plus, les récepteurs étant placés au fond de la mer, il est possible d'enregistrer les vitesses ou les accélérations du sol. Le dispositif de mesure est donc formé d'hydrophones et de géophones. Ces derniers peuvent être mono-composante ou multi-composantes. L'enregistrement s'effectue dans un milieu plus calme réduisant l'influence des conditions météorologiques.

La technologie OBS se partage en deux types distincts d'acquisitions : les acquisitions OBC et les acquisitions Node [Caldwell00].

#### Acquisition OBC (Ocean Bottom Cable) :

Dans le cas de l'OBC, les récepteurs (hydrophones et géophones) sont disposés à des intervalles réguliers le long d'un câble. Lors de l'acquisition, le câble est déployé à partir du bateau et déposé sur le sol marin de manière à assurer le bon couplage des géophones. Le bateau source procède ensuite aux tirs comme le montre la figure (1.6). La technologie permet aujourd'hui le déploiement des câbles à des profondeurs pouvant atteindre 3000m.

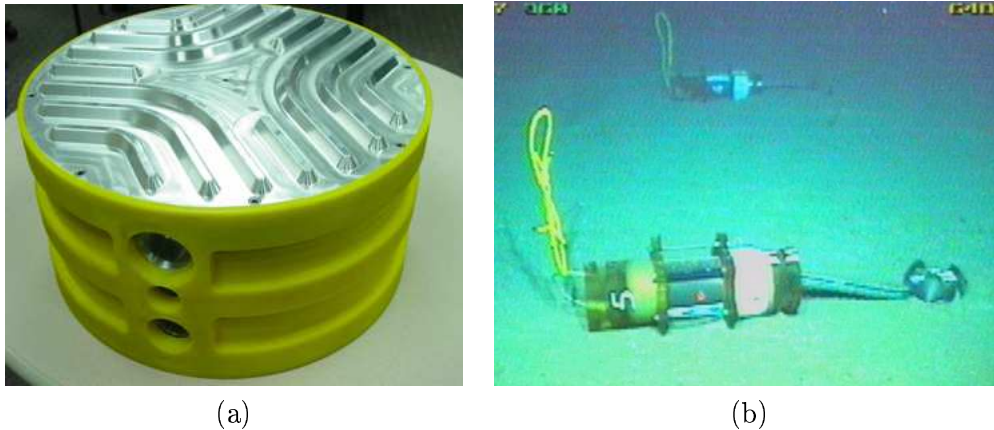


FIG. 1.7. Exemples de Nodes. (a) Z system de Fairfield. (b) ARMSS de Sercel.

L'OBC est généralement utilisé dans les phases de développement lorsque la sismique de la zone est déjà connue. Un des freins à cette technologie reste son coût élevé. Les temps de déploiement ainsi que la mobilisation de plusieurs bateaux multiplient le coût de cette technologie d'un facteur variant de 2 à 5 en comparaison avec une acquisition streamer conventionnelle 3D faible-azimut. Cependant, en sismique large-azimuts, le coût de l'OBC est comparable à celui des acquisitions streamers du même type.

### Acquisition Node

Les Nodes sont des stations autonomes d'enregistrement des données. Ils sont composés d'une partie acquisition, c'est-à-dire un hydrophone et des géophones, et d'une autre partie alimentation et stockage des données. Ces deux parties peuvent être regroupées dans un même module ou séparées comme le montre la figure (1.7).

Le positionnement des Nodes est assuré par un robot (ROV) piloté à partir du bateau. Afin d'assurer le couplage des récepteurs au sol marin, les contracteurs géophysiques ont imaginé différents systèmes. Certains ont une surface de contact étudiée dans ce sens [Paffenholz05]. D'autres systèmes vibrent lors de leur positionnement afin d'assurer un bon ancrage au sol [Granger05-b]. De tels systèmes peuvent opérer à des profondeurs pouvant atteindre 3000m [Ray04].

La technologie des Nodes trouve aujourd'hui son application dans plusieurs domaines tels que les dispositifs permanents et autres applications 4D. Elle peut aussi être utilisée comme complément à des acquisitions streamer ou OBC dans des zones inaccessibles par ces technologies [Granger05-a, Ronen03].

Aujourd'hui, les technologies OBS sont utilisées dans des régions où une sismique marine conventionnelle est disponible, en particulier en Mer du Nord. Ceci permet des études comparatives entre les deux technologies pour l'imagerie des ondes *PP*. Ces études montrent que les images OBS sont de meilleure qualité que les images streamer [Barr97-b, Boelle05, Soudani05-b, Johnston04, Stewart04]. Trois points clés sont identifiés pour expliquer cette supériorité :

- la couverture azimutale [Boelle05],
- le degré de couverture, c'est-à-dire le nombre de traces participant dans un PM (ou fold en 3D) [Boelle05],
- la combinaison des deux mesures du champ d'onde issues de l'hydrophone et du géophone vertical.

On montre que cette combinaison est une méthode très efficace pour l'atténuation des multiples de la colonne d'eau [Stewart04]. Ce dernier point constitue un des principaux volets du travail de recherche que je présente dans ce document.

Un des potentiels de la technologie OBS est l'exploitation des quatre composantes décrivant la propagation pour obtenir conjointement des images  $PP$  (ondes qui se propagent en  $P$  et qui se réfléchissent en  $P$ ) et  $PS$  (ondes qui se propagent en ondes  $P$  et qui se réfléchissent en ondes  $S$ ). Ceci peut s'avérer très précieux dans certains contextes géologiques comme les cheminées de gaz (gas-cloud) où les ondes de compression sont fortement atténuées [Caldwell00]. Cet aspect de la technologie ne sera pas abordé dans ce document, on s'intéressera uniquement au pré-traitement des ondes  $P$ .



## Chapitre 2

# Mesure du champ d'onde en sismique marine

Le but de ce chapitre théorique est de modéliser, en sismique marine, la mesure du champ d'onde au niveau des capteurs. On commence par rappeler les éléments de base de la mécanique des milieux continus. On verra comment à partir des contraintes et des déplacements exprimés en un point particulier d'un solide, on aboutit à l'équation de propagation des ondes dans un milieu homogène.

On cherchera ensuite à résoudre cette équation dans le cas où le milieu de propagation est stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. Pour cela, on exploitera le formalisme de Kennett [Kennet83] : l'équation aux dérivées partielles de propagation sera d'abord exprimée dans le système de coordonnées cylindriques, puis dans le domaine des ondes planes harmoniques, c'est-à-dire dans le domaine  $(\omega, p)$ . Ceci permettra d'exprimer ces équations sous la forme d'un système d'équations matricielles aux dérivées partielles du premier ordre par rapport à la profondeur. Dans le cas d'un milieu isotrope, ce système peut être découpé en deux sous systèmes associés à la propagation des ondes de compression et de cisaillement vertical ( $P-SV$ ) d'une part et aux ondes de cisaillement horizontal ( $SH$ ) d'autre part.

On cherchera ensuite à résoudre l'équation différentielle matricielle de la propagation du type  $P-SV$  en exprimant le champ d'onde au niveau des récepteurs. La linéarisation des termes associés à la réverbération dans la tranche d'eau permettra d'écrire ce champ en fonction de la source, des arrivées primaires et des arrivées multiples.

Finalement, on donnera l'expression de la mesure du champ d'onde enregistrée par l'hydrophone et le géophone dans le domaine des ondes planes harmoniques. On considérera deux cas particuliers : celui où les capteurs sont dans un milieu liquide et le second où les capteurs sont au niveau du fond de la mer (milieu solide élastique). On verra l'influence des ondes de compression et de cisaillement sur les mesures de déplacement vertical et horizontal.

### 2.1. Retour sur la théorie de la propagation dans les milieux élastiques

Le but de ce rappel théorique est de donner les éléments permettant d'établir l'équation de propagation des ondes dans un milieu élastique. On cherche ici à mettre en avant les hypothèses et les grandeurs physiques qui interviennent dans la modélisation de la propagation des ondes.



### 2.1.1. Réponse d'un volume élémentaire à une excitation

On considère le milieu de propagation comme étant un milieu continu de volume  $V$  délimité par une surface  $S$ . Un tel volume est considéré au repos lorsqu'il ne subit aucune force extérieure. Au passage d'une onde, chaque volume élémentaire  $\delta V$  est déplacé autour de sa position d'équilibre. Un élément initialement à la position  $\vec{r}$  à l'instant  $t$  est déplacé à la position  $\vec{r} + \vec{u}(\vec{r}, t)$ . Le vecteur  $\vec{u} = \vec{u}(\vec{r}, t)$  est appelé "vecteur de déplacement". Il dépend de l'instant d'observation  $t$  et de la position initiale du point  $\vec{r}$ . Pour un autre élément du même volume à la position  $\vec{r} + \delta \vec{r}$ , le vecteur de déplacement s'écrit :  $\vec{u}(\vec{r} + \delta \vec{r})$ . En considérant les éléments **infinitésimaux**, le déplacement développé au premier ordre s'écrit sous la forme [Aki02] :

$$\vec{u}(\vec{r} + \delta \vec{r}) \simeq \vec{u}(\vec{r}) + (\delta \vec{r} \cdot \nabla) \vec{u} \quad (2.1)$$

$\nabla$  est l'opérateur Nabla. Il s'écrit dans le système des coordonnées cartésiennes sous la forme  $\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)^T$ . "." est le produit scalaire. Le second terme dans le développement limité de l'équation (2.1) met en évidence le fait que le volume élémentaire est non seulement déplacé mais aussi déformé. Dans le système des coordonnées cartésiennes de composantes  $x_i$ , la déformation s'écrit sous la forme tensorielle :

$$\delta u_i = \sum_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta x_j \quad (2.2)$$

On définit le tenseur symétrique de déformation  $\overline{\overline{E}}$  dont les éléments  $e_{i,j}$  s'expriment sous la forme :

$$e_{i,j} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.3)$$

Si le comportement du volume élémentaire est élastique, il tendra à revenir à son état initial. La déformation génère des forces internes au volume qui l'amèneront à revenir à sa position avant la déformation. Le vecteur de contrainte  $\vec{T}(\vec{n})$  est le vecteur de force qui s'exerce sur une unité de surface  $\delta S$  de normale  $\vec{n}$  comme le montre la figure (2.1). La force élémentaire qui en résulte s'écrit :

$$\delta \vec{F} = \vec{T}(\vec{n}) \delta S \quad (2.4)$$

On considère maintenant un cube élémentaire défini par trois unités de surfaces élémentaires. Les normales sont les trois vecteurs de base dans le système des coordonnées cartésiennes. On définit les éléments  $\tau_{ij}$  du tenseur de contrainte  $\overline{\overline{\Sigma}}$  comme suit :

$$\tau_{ij} = T_j(\hat{x}_i) \quad (2.5)$$

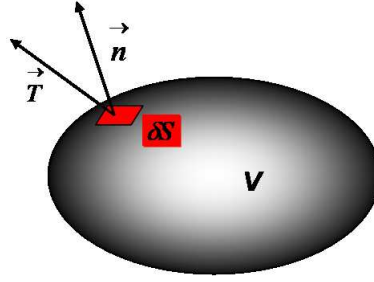


FIG. 2.1. Vecteur de contrainte agissant sur une surface élémentaire.

$\tau_{ij}$  est la composante  $j$  du vecteur de contrainte agissant sur une surface élémentaire de vecteur normal  $\hat{x}_i$ . Le vecteur de contrainte s'exerçant sur une unité de surface élémentaire quelconque de vecteur normal  $\vec{n} = \sum_j n_j \hat{x}_j$  s'écrit :

$$\vec{T}(\vec{n}) = \sum_j n_j \vec{T}(\hat{x}_j) \quad (2.6)$$

En notant  $\vec{f}$  la force par unité de volume qui génère la propagation d'une onde dans un volume  $V$  de surface  $S$  et en appliquant le théorème fondamental de la dynamique on obtient :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \int \int_V \rho \cdot \vec{u} \cdot dV = \int \int \int_V \vec{f} \cdot dV + \int \int_S \vec{T}(\vec{n}) \cdot dS \quad (2.7)$$

Afin de simplifier l'équation précédente, on cherche à exprimer le second membre en fonction d'une intégration sur tout le volume  $V$ . Pour chaque composante  $i$ , les équations (2.5) et (2.6) et le théorème d'Ostrogradsky [Abramovitz72] permettent d'écrire :

$$\int \int_S T_i(\vec{n}) \cdot dS = \int \int_S \sum_j \tau_{ji} n_j dS = \int \int \int_V \sum_j \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} dV \quad (2.8)$$

Finalement, d'après les équations (2.7) et (2.8), pour chaque composante  $i$ , la réponse d'un volume élémentaire à une excitation extérieure se modélise par l'équation différentielle :

$$\rho \ddot{u}_i = f_i + \sum_j \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad (2.9)$$

où  $\ddot{u}_i$  est la composante  $i$  du vecteur d'accélération. On rappelle que cette équation n'est valable que pour les volumes élémentaires dont les déplacements sont infinitésimaux.

### 2.1.2. Équation de mouvement dans un milieu élastique isotrope

On considère maintenant le milieu élastique comme étant **isotrope**, c'est-à-dire que les propriétés du milieu ne dépendent pas de la direction [Sheriff91]. R. Hooke [Aki02] donne une relation entre les tenseurs de déformation et de contrainte sous la forme :

$$\overline{\overline{\Sigma}} = \lambda \nabla \cdot \overline{\overline{u}} \overline{\overline{I}} + 2\mu \overline{\overline{E}} \quad (2.10)$$

ou encore :

$$\tau_{ij} = \lambda \nabla \cdot \overline{\overline{u}} + 2\mu e_{ij} \delta_{ij} \quad (2.11)$$

$\lambda$  et  $\mu$  sont les paramètres de Lamé,  $\overline{\overline{I}}$  est la matrice unitaire,  $\delta_{ij}$  le symbole de Kroneker. En exploitant ces relations, on montre que l'équation de propagation dans un milieu isotrope devient :

$$(\lambda + 2\mu) \nabla \cdot \nabla \overline{\overline{u}} - \mu \nabla \wedge \nabla \wedge \overline{\overline{u}} + \overline{\overline{f}} = \rho \overline{\overline{u}} \quad (2.12)$$

$\wedge$  est le produit vectoriel.

L'équation de propagation (2.12) est valable pour les milieux élastiques et localement isotropes. Cependant, sa résolution dans le cas général est difficile. On fait ici l'hypothèse simplificatrice que les paramètres du milieu de propagation,  $\lambda$ ,  $\mu$  et  $\rho$ , ne dépendent que de la profondeur  $z$ . Ceci signifie que l'on considère le milieu invariant par rotation autour de l'axe vertical. Le milieu de propagation peut être vu comme l'empilement de  $n$  couches **horizontales, homogènes et isotropes** créant ainsi un milieu stratifié.

On trouve dans la littérature, plusieurs approches de résolution de l'équation de propagation. Certaines méthodes font l'hypothèse que le vecteur de déplacement dérive d'un potentiel [Aki02]. Cette hypothèse conduit à la résolution d'équations différentielles du deuxième ordre en fonction de la profondeur  $z$  et fait intervenir ces potentiels.

Kennett [Kennet83] donne une formulation matricielle à l'équation des ondes en faisant intervenir directement les vecteurs de contrainte et de déplacement. Ceci permet d'aboutir à la résolution d'équations différentielles matricielles du premier ordre en  $z$ . Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons ce formalisme afin d'exprimer la propagation et le champ d'onde mesuré au niveau des capteurs.

## 2.2. Équation de propagation dans un milieu stratifié horizontalement

A partir de maintenant, on considère que le milieu de propagation est stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. On cherche dans la suite à exploiter le formalisme de Kennett pour modéliser la mesure du champ d'onde enregistrée par le dispositif d'acquisition. En marine, les récepteurs sont des hydrophones mesurant la pression. Dans le cas de l'OBC, on dispose aussi de géophone mesurant la vitesse de déplacement. On verra par la suite que par continuité, la pression est égale à la composante verticale du vecteur de contrainte

agissant sur une facette horizontale du sédiment. Dans le cas de l'OBC, les géophones mesurent les vitesses particulières du sol (sédiment). On cherchera à résoudre l'équation de propagation afin d'exprimer le vecteur de contrainte et de déplacement au niveau des récepteurs.

### 2.2.1. L'équation de propagation en coordonnées cylindriques

Le milieu de propagation est ici invariant par rotation autour de l'axe vertical. On se place dans le système des coordonnées cylindriques où  $(\widehat{e}_r, \widehat{e}_\phi, \widehat{e}_z)$  sont les vecteurs de base. On ne détaillera pas ici tous les calculs, mais on ne gardera que les idées principales qui mènent à la résolution de l'équation de propagation. Le lecteur est renvoyé à [Kennet83] pour les détails de calcul.

Dans un milieu élastique, on cherche à assurer la continuité, en fonction de la profondeur  $z$ , du vecteur de déplacement et de contrainte car on n'autorise ni décollement ni glissement des couches. Le seul glissement autorisé est lorsqu'une couche élastique est en contact avec une couche liquide. Dans ce cas, on ne peut pas avoir de continuité des composantes horizontales de déplacement et de contrainte, on cherchera à assurer la continuité des composantes verticales des vecteurs (car il n'y a pas de décollement).

Le vecteur de déplacement s'écrit dans le système de coordonnées cylindriques sous la forme :

$$\vec{u} = u_r \vec{e}_r + u_\phi \vec{e}_\phi + u_z \vec{e}_z \quad (2.13)$$

Le vecteur de contrainte agissant sur une facette horizontale s'écrit dans le même système sous la forme :

$$\vec{T}(\widehat{e}_z) = \tau_{rz} \widehat{e}_r + \tau_{\phi z} \widehat{e}_\phi + \tau_{zz} \widehat{e}_z \quad (2.14)$$

L'équation (2.12) exprimée pour chacune des trois composantes de déplacement et l'expression de la loi de Hooke (2.11) dans le système de coordonnées cylindriques conduisent à un système couplé de neuf équations. Afin de les simplifier, Hudson [Kennet83] introduit le changement de variables suivant :

$$\begin{aligned} u_V &= r^{-1} \left[ \frac{\partial(r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(u_\phi)}{\partial \phi} \right] \\ \tau_{Vz} &= r^{-1} \left[ \frac{\partial(r \tau_{rz})}{\partial r} + \frac{\partial(\tau_{\phi z})}{\partial \phi} \right] \\ f_v &= r^{-1} \left[ \frac{\partial(r f_r)}{\partial r} + \frac{\partial(f_\phi)}{\partial \phi} \right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

Ainsi que le changement suivant :

$$\begin{aligned} u_H &= r^{-1} \left[ \frac{\partial(r u_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial(u_r)}{\partial \phi} \right] \\ \tau_{Hz} &= r^{-1} \left[ \frac{\partial(r \tau_{\phi z})}{\partial r} - \frac{\partial(\tau_{rz})}{\partial \phi} \right] \\ f_H &= r^{-1} \left[ \frac{\partial(r f_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial(f_r)}{\partial \phi} \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

Grâce à ces changements de variables et certains calculs, on aboutit en coordonnées cylindriques à un système de six équations aux dérivées partielles à six inconnues :  $(u_z, u_V, u_H)$  et  $(\tau_z, \tau_{Vz}, \tau_{Hz})$ . On fait apparaître dans les termes de gauche, de ce système, les dérivées des vecteurs  $\vec{u}$  et  $\vec{T}$  par rapport à  $z$  :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u_z}{\partial z} &= -\lambda(\lambda + 2\mu)^{-1} u_V + (\lambda + 2\mu)^{-1} \tau_{zz} \\
\frac{\partial u_V}{\partial z} &= -\nabla_1^2 u_z + \mu^{-1} \tau_{Vz} \\
\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - \tau_{Vz} - \rho f_z \\
\frac{\partial \tau_{Vz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_V}{\partial t^2} - \rho v \nabla_1^2 u_V - \lambda(\lambda + 2\mu)^{-1} \nabla_1^2 \tau_{zz} - \rho f_V \\
\frac{\partial \tau_{Hz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_H}{\partial t^2} - \rho v \nabla_1^2 u_H - \lambda(\lambda + 2\mu)^{-1} \nabla_1^2 \tau_{zz} - \rho f_H \\
\frac{\partial \tau_{Hz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_H}{\partial t^2} - \mu \nabla_1^2 u_H - \rho f_H
\end{aligned} \tag{2.17}$$

avec

$$\rho v = (\lambda + 2\mu) - \frac{\lambda^2}{(\lambda + 2\mu)}$$

et le Laplacien horizontal  $\nabla_H^2 \psi$  défini par :

$$\nabla_H^2 \psi = r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + r^{-2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2}.$$

Restent dans ces équations différentielles des dérivées partielles par rapport au temps  $t$  et aux variables horizontales  $r$  et  $\phi$  exprimées par le Laplacien horizontal. Dans la suite, on cherchera à s'affranchir de ces dérivées à l'aide de transformations de type Fourier et Fourier-Hankel.

### 2.2.2. Transformation de Fourier-Hankel

On rappelle que le but est d'obtenir des équations différentielles de propagation du premier ordre en  $z$  uniquement. On cherche ici à s'affranchir des dérivées partielles par rapport au temps et aux variables horizontales  $r$  et  $\phi$  (les propriétés du milieu de propagation ne dépendent pas de ces variables).

L'élimination des dérivées partielles par rapport au temps s'obtient en appliquant la transformée de **Fourier** en  $t$ . L'élimination des dérivées partielles par rapport aux variables spatiales s'obtient en appliquant la transformée de **Hankel** d'ordre  $m$ . L'expression générale de cette transformation de **Fourier-Hankel** est la suivante [Bracewell99] :

$$\hat{\psi}(k, m, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\omega t) dt \int_0^{+\infty} r J_m(kr) dr \int_{-\pi}^{\pi} \psi(r, \phi, t) d\phi \tag{2.18}$$

$\hat{\psi}$  désigne la transformée de Fourier-Hankel de la fonction  $\psi$ ,  $J_m$  la fonction de Bessel d'ordre  $m$  - $m$  est aussi appelé ordre azimutal- et  $k$  le vecteur d'onde horizontal.

On montre dans l'annexe 1, que cette transformation est équivalente à une décomposition en ondes planes harmoniques par double transformation de Fourier en espace et une transformation de Fourier en temps. En d'autres termes, l'application de la transformée de

Fourier-Hankel a pour conséquence de transposer le problème dans le domaines des ondes planes cylindriques harmoniques. Suite à l'équivalence de l'annexe 1, on parlera par abus de langage de décomposition en ondes planes harmoniques. En posant  $k = \omega p$ , le problème de la propagation s'exprime dans le domaine  $(\omega, p)$ .

L'élimination des termes des dérivées partielles par rapport aux variables horizontales dans les équations (2.17) est obtenue grâce à la propriété suivante de la transformée de Hankel appliquée au Laplacien horizontal :

$$\widehat{\nabla_1^2 \psi} = -k^2 \widehat{\psi} \quad (2.19)$$

Les nouvelles variables maintenant de contrainte, de vitesse de déplacement et de force sont définies dans le domaine des ondes planes harmoniques d'après les expressions [Kennet83] :

$$\begin{aligned} Z &= \omega \widehat{u}_z, & P &= \widehat{\tau}_{zz} \\ X &= -\omega k^{-1} \widehat{u}_V, & S &= -k^{-1} \widehat{\tau}_{Vz} \\ Y &= -\omega k^{-1} \widehat{u}_H, & T &= -k^{-1} \widehat{\tau}_{Hz} \end{aligned} \quad (2.20)$$

et :

$$\begin{aligned} F_z &= \rho \widehat{f}_z \\ F_V &= -\rho k^{-1} \widehat{f}_V \\ F_H &= -\rho k^{-1} \widehat{f}_H \end{aligned} \quad (2.21)$$

Les termes en  $k^{-1}$  sont introduits afin que chaque groupe des nouvelles grandeurs  $(Z, X, Y)$ ,  $(P, S, T)$  et  $(F_z, F_V, F_H)$ , obtenues après le dernier changement de variable soit homogène.

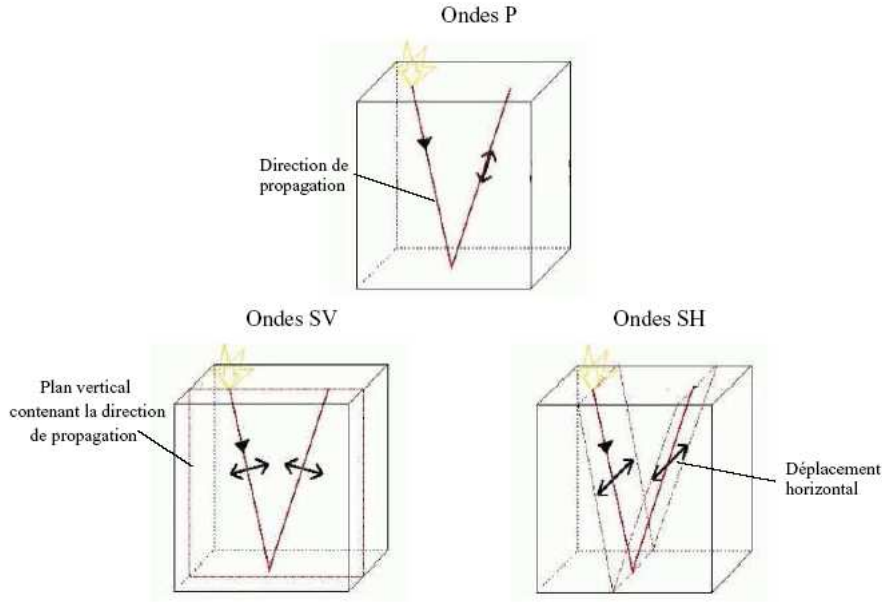
Dans le cas d'un milieu stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes, l'ordre azimutal  $m$  dépend des propriétés de la source qui génère le vecteur de force  $\vec{f}$ . Si cette dernière est ponctuelle et isotrope, l'ordre azimutale  $m$  est constant et vaut 0 [Kennet83, Ben-Menahem00].

L'application de la transformée de Fourier-Hankel (2.18) et les changements de variables (2.20) et (2.21) sur les équations (2.17) permettent d'obtenir des équations différentielles du premier ordre en  $z$ .

### 2.2.3. Équations différentielles de propagation en $z$

En introduisant la lenteur horizontale  $p$  tel que  $k = \omega p$ , les équations différentielles (2.17) s'écrivent dans le domaine  $(\omega, p)$  sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_{P-SV}}{\partial z} &= \omega A_{P-SV} B_{P-SV} + F_{P-SV} \\ \frac{\partial B_{SH}}{\partial z} &= \omega A_{SH} B_{SH} + F_{SH} \end{aligned} \quad (2.22)$$

FIG. 2.2. Ondes de compression  $P$  et de cisaillements  $SV$  et  $SH$ .

$B = [B_{P-SV}, B_{SH}]^T = [Z, X, P, S, Y, T]^T$  est le vecteur de contrainte-vitesse de déplacement connu aussi comme le vecteur de **Thomson-Haskell** [Haskell53]. Les matrices  $A_{P-SV}$  et  $A_{SH}$  s'expriment en fonction de la lenteur horizontale  $p$ , de la vitesse  $\alpha = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$  de propagation des ondes  $P$ , de la vitesse  $\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$  de propagation des ondes  $S$ , du rapport  $\gamma = \frac{\alpha}{\beta}$  entre les vitesses des ondes  $P$  et des ondes  $S$  et de  $v = 4\beta^2(1 - \gamma^{-2})$ . Ces matrices s'écrivent :

$$A_{P-SV} = \begin{bmatrix} 0 & p(1 - 2\gamma^2) & (\rho\alpha^2)^{-1} & 0 \\ -p & 0 & 0 & (\rho\beta^2)^{-1} \\ -p & 0 & 0 & p \\ 0 & \rho(vp^2 - 1) & -p(1 - 2\gamma^2) & 0 \end{bmatrix}, \quad A_{SH} = \begin{bmatrix} 0 & (\rho\beta^2)^{-1} \\ \rho(\beta^2 p^2 - 1) & 0 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Les vecteurs  $F_{P-SV}$  et  $F_{SH}$  sont les vecteurs de source tel que  $F_{P-SV} = [0, 0, F_z, F_V]^T$  et  $F_{SH} = [0, F_H]^T$ .

Il est clair, d'après l'équation (2.22), que dans le cas isotrope, la résolution du problème de la propagation peut être séparé en deux sous problèmes distincts. Le premier concerne la propagation des ondes du type  $P-SV$ , c'est-à-dire les ondes de compression  $P$  et de cisaillement vertical  $SV$ . L'autre sous-problème concerne la propagation du type  $SH$ , c'est-à-dire les ondes de cisaillement horizontal (figure (2.2)).

Dans la suite du chapitre, on abordera uniquement le cas de la propagation  $P-SV$ . Les sources acoustiques en sismique marine et la propagation dans les milieux stratifiés horizontalement composés de couches homogènes et isotrope permettent uniquement l'observation

des ondes de compression et de cisaillement vertical. Il n'y a pas, sous ces hypothèses, de propagation d'ondes *SH*. La notation *S* désignera à partir de maintenant les ondes *SV*.

### 2.3. Résolution de l'équation de propagation dans le cas P-SV

La résolution de l'équation différentielle matricielle du premier ordre exprimée dans (2.22) n'est pas immédiate au premier abord. Cependant, il suffit de remarquer que la matrice  $A_{P-SV}$  est diagonalisable [Amundsen95-b] et peut s'exprimer sous la forme :

$$A_p = D\Lambda D^{-1} \quad (2.24)$$

avec  $D$  la matrice de propriétés du milieu de propagation :

$$D = \begin{bmatrix} -iq_p & p & iq_p & p \\ p & -iq_s & p & iq_s \\ 2\mu p^2 - \rho & -2i\mu p q_s & 2\mu p^2 - \rho & 2i\mu p q_s \\ -2i\mu p q_p & 2\mu p^2 - \rho & 2i\mu p q_p & 2\mu p^2 - \rho \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

et  $\Lambda$  la matrice diagonale donnée par :

$$\Lambda = \begin{bmatrix} iq_p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & iq_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -iq_p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -iq_s \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

$q_p = \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} - p^2}$  exprime la lenteur verticale des ondes *P* et  $q_s = \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - p^2}$  la lenteur verticale des ondes *S*.

En posant  $V = D^{-1}B$ , l'équation de propagation (2.22) sans second membre devient :

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \omega \Lambda V \quad (2.27)$$

La solution de l'équation différentielle est donc de la forme :

$$V(z) = PR(z, z_1) V(z_1) \quad (2.28)$$

La matrice  $PR$ , appelée propagateur, s'exprime sous la forme :

$$PR(z, z_1) = \begin{bmatrix} e^{i\omega q_p(z-z_1)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\omega q_s(z-z_1)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\omega q_p(z-z_1)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\omega q_s(z-z_1)} \end{bmatrix} \quad (2.29)$$



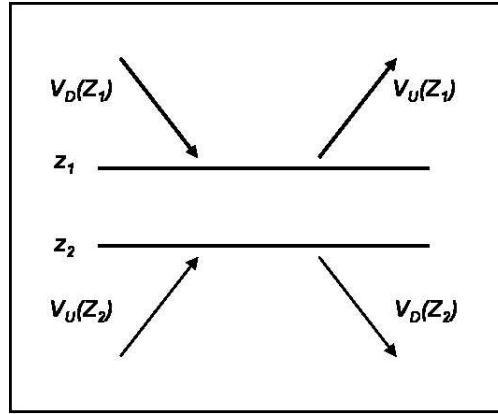


FIG. 2.3. Champ entrant et sortant d'un volume délimité par les niveaux  $z_1$  et  $z_2$ .

Le vecteur  $V$  exprime ici les champs associés aux ondes  $P$  et  $S$  dans le sens montant et descendant. Il peut s'écrire sous la forme :

$$V = [\Phi_U, \Psi_U, \Phi_D, \Psi_D]^T = [V_U, V_D]^T \quad (2.30)$$

Les indices  $U$  et  $D$  indiquent le sens montant (up) ou descendant (down) de la propagation.  $\Phi$  et  $\Psi$  sont des champs scalaires associés à la propagation des ondes  $P$  et  $S$ . Ils sont aussi connus sous le nom de potentiels.

Dans le cas des ondes non homogènes (ondes de surface par exemple), les lenteurs  $q_p$  ou  $q_s$  peuvent devenir imaginaires pures. La matrice diagonale  $PR$  comporte, dans ce cas, des exponentielles à arguments positifs. Ceci génère des problèmes numériques pour les grandes valeurs de  $z$  ou de  $\omega$ .

Afin de contourner ce problème et partant de l'équation :

$$\begin{bmatrix} V_U(z_2) \\ V_D(z_2) \end{bmatrix} = PR(z_1, z_2) \begin{bmatrix} V_U(z_1) \\ V_D(z_1) \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Kennett [Kennet83] propose une nouvelle écriture faisant apparaître le champ d'onde entrant et sortant d'un volume délimité par les niveaux  $z_1$  et  $z_2$  comme le montre la figure (2.3). Les champs d'ondes sont exprimés en fonction de sous matrices carrées de dimension deux tel que :

$$\begin{bmatrix} V_U(z_1) \\ V_D(z_2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_D & T_U \\ T_D & R_U \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_D(z_1) \\ V_U(z_2) \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

$R$  et  $T$  sont respectivement les matrices de réflexion et de transmission du champs montant ( $U$ ) ou descendant ( $D$ ). Dans le cas d'une seule couche homogène, il n'existe pas de contraste d'impédances. Les ondes sont uniquement transmises. L'expression des matrices de réflexion et de transmission deviennent :

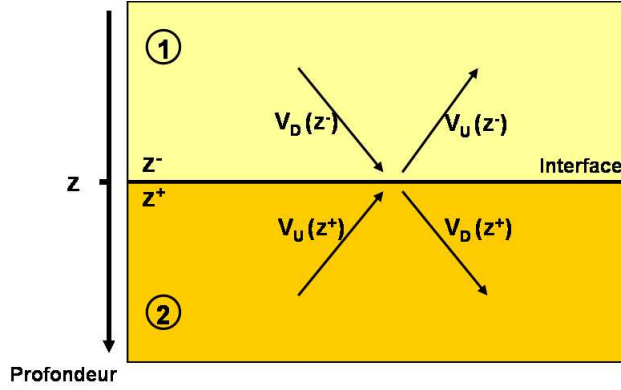


FIG. 2.4. Champ d'onde au niveau d'une interface.

$$R_D = R_U = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad T_U = T_D = \begin{bmatrix} e^{i\omega q_p(z_2-z_1)} & 0 \\ 0 & e^{i\omega q_s(z_2-z_1)} \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

$T_U$  et  $T_D$  expriment la transmission des ondes  $P$  et  $S$  d'un niveau à un autre.

Dans le cas où le volume délimité par  $z_1$  et  $z_2$  contient plusieurs couches (figure (2.3)), le champ montant  $V_U(z_1)$  est généré soit par les différentes réflexions du champ descendant  $V_D(z_1)$  à l'intérieur du volume soit par la transmission du champ d'onde  $V_U(z_2)$  entrant dans le volume. Le champ entrant et sortant du volume peut être celui des ondes  $P$  ou des ondes  $S$ .

Plus généralement, Kennett [Kennet83] donne les relations entre les matrices de réflexion-transmission correspondant à trois niveaux quelconques  $A$ ,  $B$  et  $C$ . Elle s'écrivent :

$$\begin{aligned} T_D^{AC} &= T_D^{BC} \left[ I - R_U^{AB} R_D^{BC} \right]^{-1} T_D^{AB} \\ R_D^{AC} &= R_D^{AB} + T_U^{AB} R_D^{BC} \left[ I - R_U^{AB} R_D^{BC} \right]^{-1} T_D^{AB} \\ T_U^{AC} &= T_U^{AB} \left[ I - R_D^{BC} R_U^{AB} \right]^{-1} T_U^{BC} \\ R_U^{AC} &= R_U^{BC} + T_D^{BC} R_U^{AB} \left[ I - R_D^{BC} R_U^{AB} \right]^{-1} T_U^{BC} \end{aligned} \quad (2.34)$$

On voit ici que le formalisme de Kennett permet une approche récursive dans la résolution de l'équation de propagation. Dans cette approche, les trois niveaux  $A$ ,  $B$  et  $C$  appartiennent soit à un seul milieu homogène (dans ce cas l'expression des matrices de réflexion et de transmission est donnée par l'équation (2.33)), soit à deux milieux distincts (auquel cas, il faudra prendre en compte les effets de l'interface séparant les deux milieux).

### 2.3.1. Expression du champ d'onde à la traversée d'une interface

La modélisation de la traversée d'une interface au niveau  $z$  entre deux milieux distincts (1) et (2) s'effectue en exprimant le champ d'onde entre deux points infiniment proches mais

chacun appartenant à un milieu homogène différent (figure (2.4)). La continuité du vecteur de Thomson-Haskell  $B$  au niveau  $z$  de l'interface permet d'écrire :

$$B(z^-) = B(z^+) = D_1 V(z^-) = D_2 V(z^+)$$

$D_1$  et  $D_2$  sont les matrices de propriétés de chaque milieu. Le champ d'onde à l'interface s'écrit :

$$V(z^-) = D_1^{-1} D_2 V(z^+) = QV(z^+) \quad (2.35)$$

Cette dernière écriture a l'avantage de réduire la traversée d'une interface entre deux milieux à une multiplication matricielle faisant intervenir les propriétés de chaque couche.

En reprenant l'expression précédente en fonction du champ entrant et sortant de l'interface (figure (2.4)), on trouve :

$$\begin{bmatrix} V_U(z^-) \\ V_D(z^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_D^{12} & T_U^{12} \\ T_D^{12} & R_U^{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_D(z^-) \\ V_U(z^+) \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

La décomposition  $V = [\Phi_U, \Psi_U, \Phi_D, \Psi_D]^T = [V_U, V_D]^T$  s'exprime à partir des potentiels scalaires associés aux ondes  $P$  et  $S$ . Les matrices de transmission et réflexion décrivent les mécanismes de conversion à l'interface (figure (2.5)). Ces matrices peuvent être écrites sous la forme :

$$R_I^{12} = \begin{bmatrix} r_I^{12PP} & r_I^{12PS} \\ r_I^{12SP} & r_I^{12SS} \end{bmatrix}, T_I^{12} = \begin{bmatrix} t_I^{12PP} & t_I^{12PS} \\ t_I^{12SP} & t_I^{12SS} \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

Les indices  $I$  indiquent le sens de propagation du champ d'onde ( $I = U, D$ ). Les exposants donnent le type d'onde ( $P$  ou  $S$ ) incident (second terme de l'exposant) et diffracté (premier terme). La figure (2.5) illustre tous les cas possibles pour une onde incidente sur un réflecteur. L'annexe 4, détaille l'expression des coefficients de réflexion et de transmission à l'interface entre deux couches homogènes en fonction des propriétés des deux milieux.

Dans le cas particulier où l'interface est le fond de l'eau, les matrices de réflexion-transmission se simplifient car les ondes  $S$  ne se propagent pas dans les milieux liquides. Les coefficients de réflexion et de transmission liés aux ondes de cisaillement dans le milieu acoustique sont nuls. Les matrices seront notées dans ce cas particulier en minuscules et s'expriment de la façon suivante :

$$r_U = \begin{bmatrix} r_U^{PP} & r_U^{PS} \\ r_U^{SP} & r_U^{SS} \end{bmatrix} \quad r_D = \begin{bmatrix} r_D^{PP} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

$$t_U = \begin{bmatrix} t_U^{PP} & t_U^{PS} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad t_D = \begin{bmatrix} t_D^{PP} & 0 \\ t_D^{SP} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

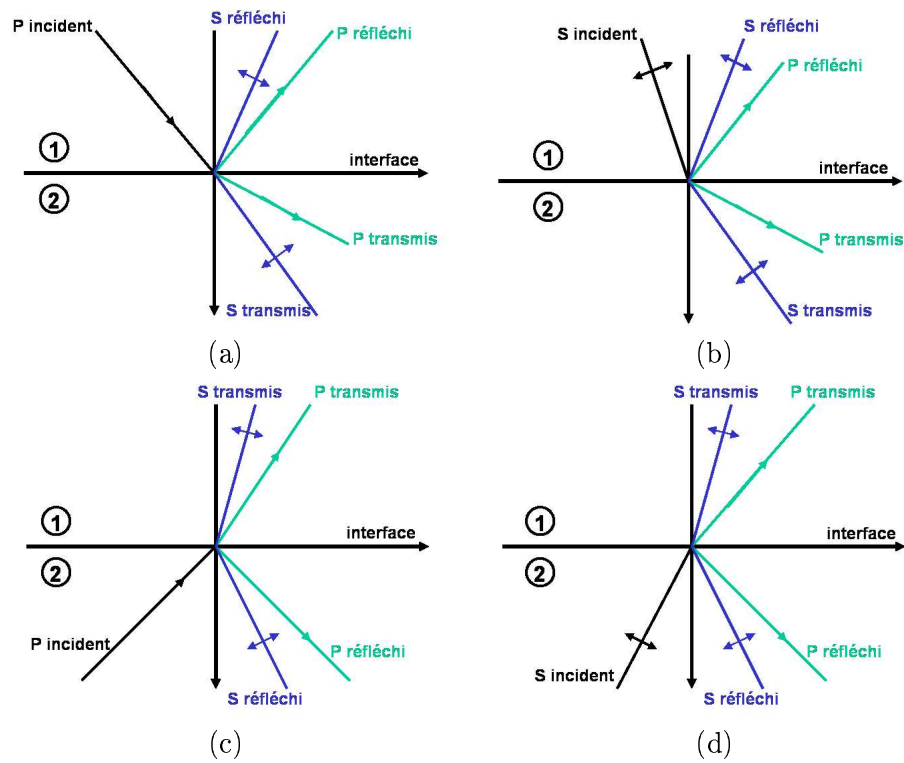


FIG. 2.5. Différents cas possibles d'incidence d'une arrivée sur une interface. (a) Incidence d'onde  $P$  descendante. (b) Incidence d'onde  $S$  descendante. (c) Incidence d'onde  $P$  montante. (d) Incidence d'onde  $S$  montante.

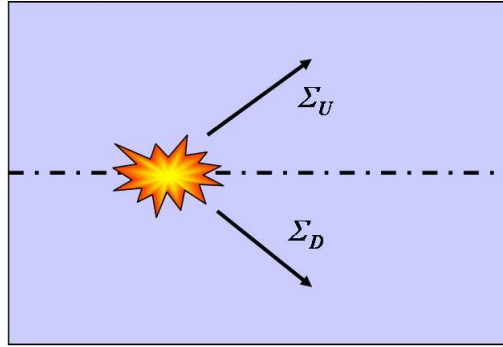


FIG. 2.6. Champ d'onde montant et descendant généré par l'explosion de la source.

Le lecteur trouvera, dans l'annexe 4, les expressions de ces termes en fonction des propriétés des deux milieux.

Les développements précédents reposent sur la continuité du vecteur  $B$ . Ceci est toujours vérifié sauf au voisinage de la source.

### 2.3.2. Expression du champ d'onde au voisinage de la source

L'explosion de la source au niveau  $z_S$  génère une discontinuité dans le vecteur de Thomson-Haskell. Elle s'exprime sous la forme :

$$B_{dis}(z_S) = B(z_S^+) - B(z_S^-) \quad (2.40)$$

Le vecteur d'onde devient :

$$V(z_S^+) - V(z_S^-) = D^{-1}B_{dis} = \Sigma \quad (2.41)$$

où

$$\Sigma = [\Sigma_U, \Sigma_D]^T$$

$\Sigma$  exprime la discontinuité du vecteur d'onde introduite par la source. Celle-ci génère un champ montant  $\Sigma_U$  et un champ descendant  $\Sigma_D$  comme le montre la figure (2.6). Dans le cas d'une acquisition marine, la source est immergée dans l'eau. Les termes  $\Sigma_U$  et  $\Sigma_D$  se réduisent à des scalaires associés à une émission d'onde de compression  $P$ .

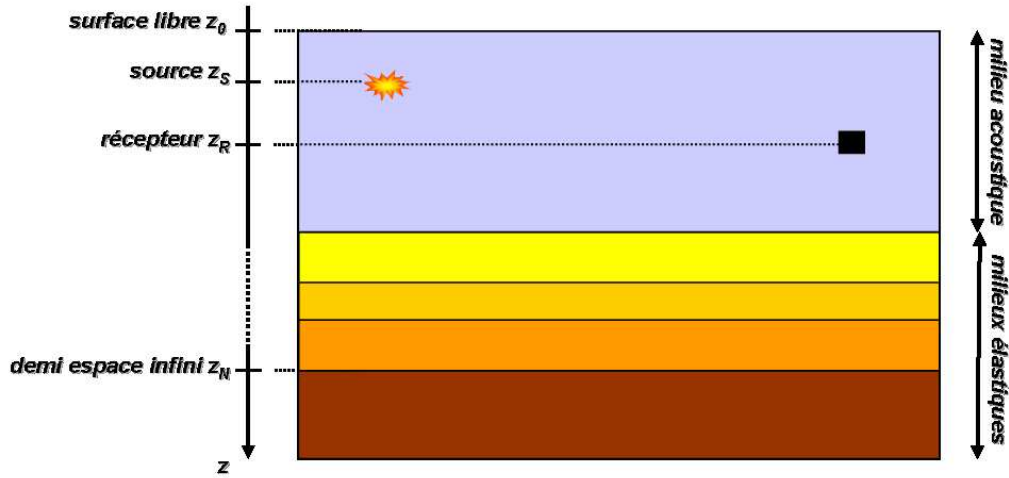


FIG. 2.7. Schéma descriptif du milieu de propagation en sismique marine.

### 2.3.3. Expression du champ d'onde complet

L'expression du champ d'onde complet créé par une source dans un milieu stratifié dépend :

- des opérateurs établis précédemment et décrivant la propagation dans un empilement de couches homogènes et isotropes,
- de la discontinuité introduite par l'explosion de la source,
- des conditions aux limites, c'est-à-dire la condition à la surface libre et la condition de radiation au niveau du demi espace infini sur lequel reposent les différentes couches.

Comme le montre la figure (2.7), on distingue quatre niveaux particuliers dans ce modèle :

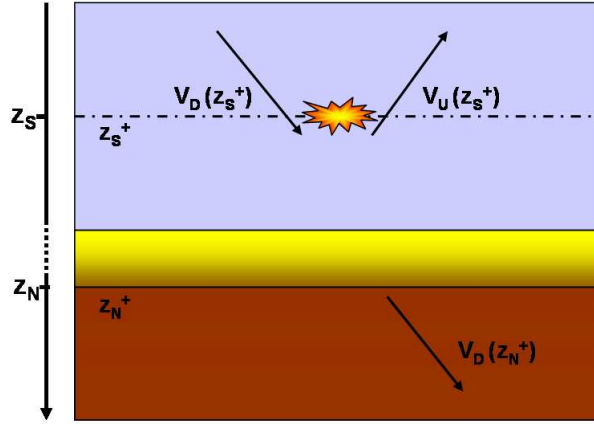
1.  $z_0$  correspondant au niveau de la surface libre ;
2.  $z_S$  correspondant à la profondeur de la source ;
3.  $z_R$  correspondant à la profondeur des récepteurs ;
4.  $z_N$  correspondant au niveau du demi espace infini ;

On supposera toujours que  $z_0 < z_S < z_R < z_N$ . On cherchera dans la suite à exprimer le vecteur d'onde, respectivement le vecteur de contrainte-vitesse de déplacement au niveau  $z_R$ .

#### Condition de radiation en $z^\infty$

On se place entre les niveaux  $z_S^+$  et  $z_N^+$ . On fait ici l'hypothèse naturelle qu'il n'y a pas d'énergie qui provient de l'infini comme le montre la figure (2.8). On note dans la suite indifféremment  $z_N$  ou  $z^\infty$  (le niveau  $z_N$  est rejeté à l'infini).

L'équation (2.32) permet d'écrire :

FIG. 2.8. Expression du champ d'onde entre les niveaux  $z_S$  et  $z_N$ .

$$\begin{bmatrix} V_U(z_S^+) \\ V_D(z_N^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_D^\infty(z_S^+) & T_U^\infty(z_S^+) \\ T_D^\infty(z_S^+) & R_U^\infty(z_S^+) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_D(z_S^+) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

Les matrices  $R^\infty(z_S^+)$   $T_U^\infty(z_S^+)$  expriment les réflexions et les transmissions dans toutes les couches vues du niveau de la source  $z_S^+$ . On obtient alors la relation :

$$V_U(z_S^+) = R_D^\infty(z_S^+) V_D(z_S^+) \quad (2.43)$$

De plus, l'équation (2.41) exprime la relation entre les vecteurs d'onde aux niveaux  $z_S^+$  et  $z_S^-$ , elle permet d'introduire la discontinuité de la source. On obtient :

$$V_U(z_S^-) = R_D^\infty(z_S^+) V_D(z_S^-) + R_D^\infty(z_S^+) \Sigma_D - \Sigma_U \quad (2.44)$$

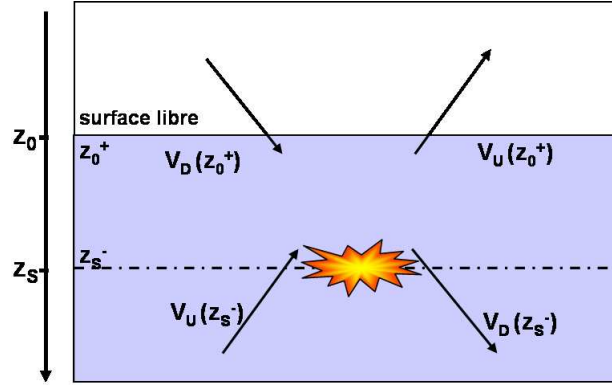
### Condition de surface libre en $z_0$

On se place maintenant entre la source et la surface libre, c'est-à-dire dans un milieu purement acoustique (figure (2.9)). Les matrices de réflexion-transmission entre ces deux niveaux se réduisent à des scalaires puisqu'il n'y a pas de propagation d'ondes  $S$ . Par souci de simplicité d'écriture, on continuera de prendre les notations matricielles.

L'équation (2.32) permet d'écrire :

$$\begin{bmatrix} V_U(z_0^+) \\ V_D(z_S^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_D(z_0^+, z_S^-) & T_U(z_0^+, z_S^-) \\ T_D(z_0^+, z_S^-) & R_U(z_0^+, z_S^-) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_D(z_0^+) \\ V_U(z_S^-) \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

Dans le cas de la sismique marine, la surface libre est l'interface entre l'air et l'eau. On fait l'hypothèse ici que l'impédance de l'air est suffisamment faible pour être négligée. La

FIG. 2.9. Expression du champ d'onde entre les niveaux  $z_0$  et  $z_S$ .

continuité de la pression et donc du vecteur de contrainte implique que celui-ci est nul au niveau  $z_0$  (pris ici égal à 0). L'expression du vecteur  $B_{P-SV}$  définie dans l'équation (2.22) se simplifie et devient  $B_{P-SV} = [W_0, 0]^T$ . La relation entre le vecteur de Thomson-Haskell et le vecteur d'onde s'écrit :

$$D(0) \begin{bmatrix} V_U(0^+) \\ V_D(0^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

En écrivant la matrice de propriété du milieu  $D(0)$  en fonction de sous matrices carrées de dimension deux :

$$D(0) = \begin{bmatrix} m_U(0^+) & m_D(0^+) \\ n_U(0^+) & n_D(0^+) \end{bmatrix}, \quad (2.47)$$

l'équation (2.46) devient :

$$\begin{aligned} m_U(0^+) V_U(0^+) + m_D(0^+) V_D(0^+) &= W_0 \\ n_U(0^+) V_U(0^+) + n_D(0^+) V_D(0^+) &= 0 \end{aligned} \quad (2.48)$$

La relation entre le champ montant et descendant à la surface libre au niveau  $z_0 = 0$  s'écrit sous la forme :

$$V_D(0^+) = -n_D(0^+)^{-1} n_U(0^+) V_U(0^+) = R_U^L(0^+) V_U(0^+) \quad (2.49)$$

$R_U^L(0^+)$  exprime la matrice de réflexion à la surface libre. En combinant les équations (2.49) et (2.45) on arrive à l'expression compacte suivante :

$$V_D(z_S^-) = R_U^L(z_S^-) V_U(z_S^-) \quad (2.50)$$

où :



$$R_U^L(z_S^-) = R_U(z_0^+, z_S^-) + T_D(z_0^+, z_S^-) R_U^L(0^+) [I - R_D(z_0^+, z_S^-) R_U^L(0^+)]^{-1} T_U(z_0^+, z_S^-) \quad (2.51)$$

Cependant, les deux niveaux  $z_S$  et  $z_0^+$  appartiennent au même milieu acoustique. Les matrices de réflexion sont nulles entre ces deux niveaux. L'expression précédente se simplifie et devient :

$$R_U^L(z_S^-) = T_D(z_0^+, z_S^-) R_U^L(0^+) T_U(z_0^+, z_S^-) \quad (2.52)$$

La matrice de réflexion  $R_U^L(z_S^-)$  exprime la réflexion à la surface libre vue du niveau  $z_S^-$ . En exploitant la relation (2.33), cette dernière équation devient :

$$R_U^L(z_S^-) = R_U^L(0) \exp(2i\omega q_w z_S) \quad (2.53)$$

### Condition de source en $z_S$

En injectant l'équation (2.50) dans l'équation (2.44) on obtient l'expression du champ d'onde en  $z_S^-$  uniquement en fonction du terme de source :

$$V_U(z_S^-) = [I - R_D^\infty(z_S^+) R_U^L(z_S^-)]^{-1} [R_D^\infty(z_S^+) \Sigma_D - \Sigma_U] \quad (2.54)$$

Finalement, en prenant en compte la discontinuité au niveau de la source exprimée par l'équation (2.41), et après plusieurs manipulations sur les matrices de réflexion, on obtient :

$$V_D(z_S^+) = [I - R_U^L(z_S^-) R_D^\infty(z_S^+)]^{-1} [\Sigma_D - R_U^L(z_S^-) \Sigma_U] \quad (2.55)$$

Le vecteur  $\Sigma$  exprime la discontinuité sur le champ d'onde introduite par la source se trouvant dans un milieu acoustique. L'explosion de la source crée un champ descendant et un champ montant qui n'a d'autres possibilités que de se réfléchir à la surface libre en  $z_0$ . Le coefficient de réflexion à la surface libre est donné par  $R_U^L(z_0^+)$ .

Le terme :

$$\Sigma_D - R_U^L(0) \exp(2i\omega q_w z_S) \Sigma_U \quad (2.56)$$

exprime la source et son **fantôme** vues du niveau  $z_S^-$  (figure (2.10)),  $q_w$  est la lenteur horizontale des ondes  $P$  dans l'eau.

La relation (2.55) exprime le champ d'onde montant et descendant généré par la source en fonction de la matrice de réflexion du sous-sol  $R_D(z_S^+, z_N^+)$  vue du niveau de la source. Seul reste à exprimer le vecteur d'onde au niveau des récepteurs.

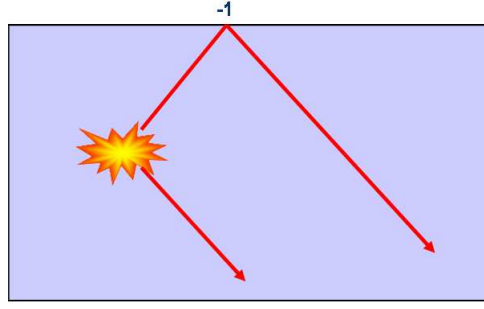
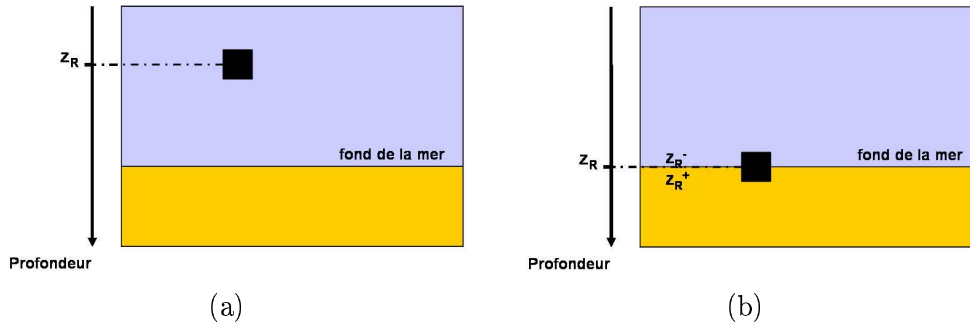
FIG. 2.10. Terme de source pour une réflectivité à la surface libre égale à  $-1$ .

FIG. 2.11. Positions des récepteurs en acquisition marine. (a) Récepteur dans un milieu acoustique. (b) Récepteur placé sur le fond marin.

### Expression du vecteur d'onde au niveau des récepteurs en $z_R$

En sismique marine, le dispositif d'enregistrement est soit dans un milieu liquide (acquisition marine conventionnelle), soit au niveau du fond marin (acquisition OBC, figure (2.11)). Dans la suite de ce paragraphe, nous traitons les deux cas de figures. On supposera d'abord le dispositif à la position  $z_R^-$ , c'est-à-dire dans l'eau. Puis on traitera le cas où on traverse l'interface afin d'exprimer le vecteur d'onde en  $z_R^+$  dans un milieu élastique.

**Récepteur au niveau  $z_R^-$  :** Lorsque les récepteurs sont au niveau  $z_R^-$ , la mesure est effectuée dans un milieu liquide. La source et les récepteurs sont dans le même milieu. Les ondes de cisaillement ne se propageant pas dans le liquide, les matrices de réflexion-transmission se réduisent à des scalaires. Cependant, pour des raisons de cohérence, on garde des notations matricielles. En exploitant les relations (2.32, 2.33 et 2.55), la relation liant les vecteurs d'onde entre les niveaux  $z_S^+$  et  $z_R^-$  permet d'écrire :

$$V_D(z_R^-) = T_D(z_S^+, z_R^-) V_D(z_S^+) = [I - R_U^L(z_S^-) R_D^\infty(z_S^+)]^{-1} S_o \quad (2.57)$$

où

$$S_o = T_D(z_S^+, z_R^-) [\Sigma_D - R_U^L(z_S^-) \Sigma_U] \quad (2.58)$$

Cette dernière équation exprime le terme de la source vu du niveau des récepteurs. En prenant en compte la réflectivité à la surface libre (2.52) et la relation entre  $R_D^\infty(z_S^+)$  et  $R_D^\infty(z_R^-)$  issue de (2.34), l'expression précédente devient :

$$V_D(z_R^-) = \left[ I - R_U^L(z_0^+) \exp(2i\omega q_w z_R) R_D^\infty(z_R^-) \right]^{-1} S_o \quad (2.59)$$

L'expression du champ montant en  $z_R^-$  s'écrit dans ce cas :

$$V_U(z_R^-) = R_D^\infty(z_R^-) \left[ I - R_U^L(z_0^+) \exp(2i\omega q_w z_R) R_D^\infty(z_R^-) \right]^{-1} S_o \quad (2.60)$$

En développant les termes du champ montant et du champ descendant (on s'arrête au deuxième ordre), on trouve :

$$V_U(z_R^-) \simeq R_D^\infty(z_R^-) \left[ I + R_U^L(z_0^+) \exp(2i\omega q_w z_R) R_D^\infty(z_R^-) + R_U^L(z_0^+)^2 \exp(4i\omega q_w z_R) R_D^\infty(z_R^-)^2 + \dots \right] S_o \quad (2.61)$$

$$V_D(z_R^-) \simeq \left[ I + R_U^L(z_0^+) \exp(2i\omega q_w z_R) R_D^\infty(z_R^-) + R_U^L(z_0^+)^2 \exp(4i\omega q_w z_R) R_D^\infty(z_R^-)^2 + \dots \right] S_o \quad (2.62)$$

Dans ces développements, l'ordre zéro du champ montant correspond aux réflexions primaires. Les ordres supérieurs incluent l'effet de la colonne d'eau sur les réflexions. Le développement du champ descendant montre que l'ordre zéro correspond à l'arrivée directe, c'est-à-dire la source et son fantôme. Les termes d'ordres supérieurs expriment aussi l'effet de la colonne d'eau sur le champ de réflexions.

**Récepteur au niveau  $z_R^+$**  Le vecteur d'onde entre les niveaux  $z_R^+$  et  $z_N^+$  s'exprime de manière similaire à celle décrite par l'équation (2.32) :

$$V_U(z_R^+) = R_D^\infty(z_R^+) V_D(z_R^+) \quad (2.63)$$

En exploitant la relation (2.36) de traversée d'une interface eau-sédiment, la relation entre les champs descendants aux niveaux  $z_R^-$  et  $z_R^+$  s'écrit :

$$V_D(z_R^+) = \left[ I - r_U R_D^\infty(z_R^+) \right]^{-1} t_D V_D(z_R^-) \quad (2.64)$$

Cette dernière expression montre que vu du niveau  $z_R^+$ , la source est le champ descendant provenant du niveau  $z_R^-$ .

### 2.3.4. En résumé

D'après les développements précédents, on a réussi à établir une solution générale à l'équation de propagation (2.27) au niveau du récepteur  $z_R$  dans les cas où :

- l'enregistrement s'effectue dans un milieu acoustique (2.59, 2.60),
- le récepteur est au niveau du fond de la mer dans le sédiment (2.63, 2.64).

Cependant, les équations (2.62, 2.61) font intervenir une infinité de termes matriciels. Dans la suite, on cherchera à linéariser le problème en prenant des hypothèses simplificatrices sur la propagation. L'objectif est d'obtenir des expressions plus compactes et plus faciles à mettre en oeuvre.

## 2.4. Simplification des termes de la solution de l'équation de propagation

Dans les équations précédentes, les termes  $R_D^\infty(z_R^+)$  et  $R_D^\infty(z_R^-)$  expriment la réflectivité du sous-sol de part et d'autre de l'interface eau-sédiment. D'après l'équation (2.34), la relation entre les deux matrices de réflexion s'écrit :

$$R_D^\infty(z_R^-) = r_D + t_U R_D^\infty(z_R^+) [I - r_U R_D^\infty(z_R^+)]^{-1} t_D \quad (2.65)$$

En exploitant la relation :

$$\begin{aligned} [I - r_U R_D^\infty(z_R^+)]^{-1} &= I + r_U R_D^\infty(z_R^+) + \\ &\quad r_U R_D^\infty(z_R^+) r_U R_D^\infty(z_R^+) [I - r_U R_D^\infty(z_R^+)]^{-1} \end{aligned} \quad (2.66)$$

la relation (2.65) devient :

$$\begin{aligned} R_D^\infty(z_R^-) &= r_D + t_U R_D^\infty(z_R^+) t_D + t_U R_D^\infty(z_R^+) r_U R_D^\infty(z_R^+) t_D + \\ &\quad t_U R_D^\infty(z_R^+) r_U R_D^\infty(z_R^+) r_U R_D^\infty(z_R^+) [I - r_U R_D^\infty(z_R^+)]^{-1} t_D \end{aligned} \quad (2.67)$$

Le terme  $R_D^\infty(z_R^-)$  exprime la réflectivité de la totalité de la stratification située au-dessous de  $z_R^-$ . Il s'agit de :

- réflexion primaire au niveau du fond de la mer (terme d'ordre zéro de l'équation (2.67)), (figure (2.12-a)),
- réflexions primaires dans le sous-sol et transmises au niveau des capteurs (terme d'ordre un du développement), (figure (2.12-b)),

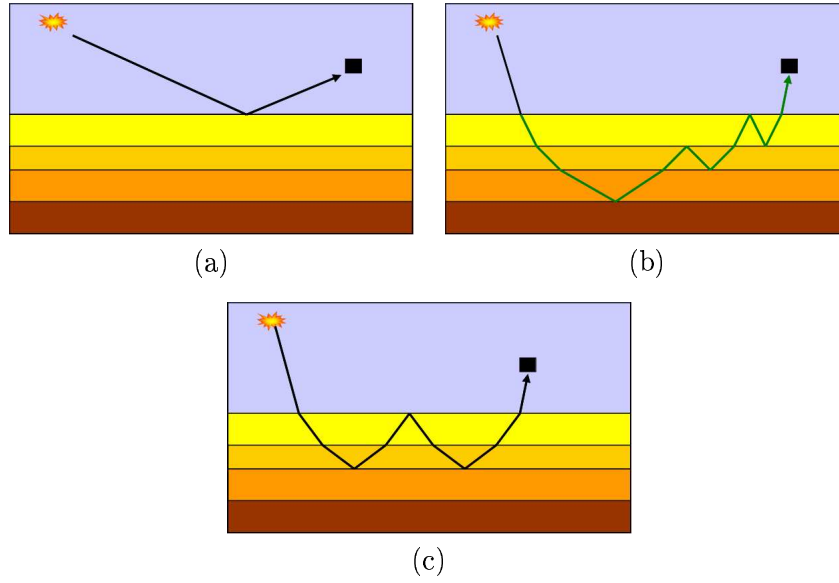


FIG. 2.12. Exemples de termes d'ordre zéro, un et deux de l'expression de  $R_D^\infty(z_R^-)$  dans l'équation (2.67). (a) Terme d'ordre zéro : réflexion sur le fond de la mer. (b) Terme d'ordre un : réflexions primaires. (c) Terme d'ordre deux : réflexion multiple interne du premier ordre.

- réflexions des multiples internes au sous-sol (terme du deuxième ordre) (figure (2.12-c)), ainsi de suite.

Le milieu de propagation délimité par les niveaux  $z_R^+$  et  $z_N^+$  est vu du niveau  $z_R^-$  comme un guide d'onde dont les termes de réverbération s'expriment en  $[I - r_U R_D^\infty(z_R^+)]^{-1}$ .

L'équation (2.65) a donc l'avantage de séparer les réflexions à l'interface eau-sédiment des autres arrivées primaires ou multiples internes. Cette équation peut s'écrire :

$$R_D^\infty(z_R^-) = r_D + R'_D(z_R^-) \quad (2.68)$$

L'estimation de  $R'_D(z_R^-)$  permet d'éliminer l'effet de l'interface eau-sédiment. Cependant, elle ne permet pas le filtrage des multiples internes.

#### 2.4.1. Simplification des termes du vecteur d'onde en $z_R^-$

Le terme  $V_D(z_R^-)$  est important car tous les autres termes du vecteur d'onde en  $z_R^-$  et  $z_R^+$  s'expriment en fonction de celui-ci. L'équation (2.59) donne l'expression de ce champ en fonction des réflectivités en  $z_R^-$ . En l'exprimant en fonction des réflectivités en  $R'_D(z_R^-)$  cette dernière équation devient :

$$V_D(z_R^-) = [1 - R_U^L(z_0^+) \exp(2i\omega q_w z_R) (r_D + R'_D(z_R^-))]^{-1} S_0 \quad (2.69)$$

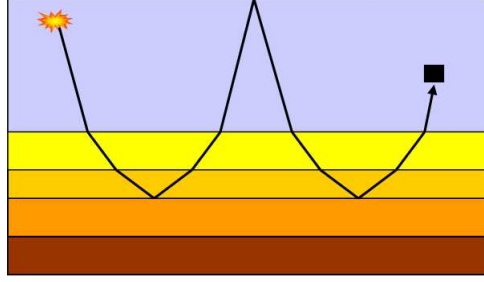


FIG. 2.13. Exemple d'une arrivée multiple non prise en compte dans de cette étude à cause de la linéarisation du terme  $R'_D(z_R^-)$ .

En prenant le coefficient de réflexion à la surface libre  $R_U^L(z_0^+) \simeq -1$  et en développant le terme du champ descendant on obtient :

$$V_D(z_R^-) = \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \exp(2i\omega n q_w z_R) (r_D + R'_D(z_R^-))^n So \quad (2.70)$$

Dans la suite, on fera une approximation au premier ordre concernant  $R'_D(z_R^-)$  telle que :

$$(r_D + R'_D(z_R^-))^n \simeq r_D^{n-1} (r_D + nR'_D(z_R^-))$$

Cette approximation signifie que l'on ignore les termes en  $R'_D(z_R^-)$  d'ordres supérieurs. Physiquement, ceci revient à dire que l'on ne considère que les arrivées qui ont voyagé une seule fois dans le sous-sol. On suppose que l'énergie des autres ondes qui ont pénétrées plus d'une fois dans le sous-sol est négligeable. Certains types de multiples seront donc ignorés dans la suite. La figure (2.13) donne un exemple d'un type d'arrivées multiples qui n'est pas pris en compte dans cette étude à cause de cette approximation.

L'équation (2.70) devient :

$$V_D(z_R^-) = \left[ 1 + \sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^n \exp(2i\omega n q_w z_R) r_D^{n-1} (r_D + nR'_D(z_R^-)) \right] So \quad (2.71)$$

En reprenant l'équation (2.71) et en se rappelant les développements de Taylor de  $(1+x)^{-1}$  et de  $(1+x)^{-2}$  (avec  $|x| \ll 1$ ) l'équation précédente devient :

$$V_D(z_R^-) = \left[ \frac{1}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \exp(2i\omega q_w z_R) \right] So \quad (2.72)$$

Cette dernière expression sépare deux problèmes distincts, celui de la réverbération de la source dans la colonne d'eau et celui de la réverbération avant ou après la propagation dans le sous-sol.

De même, l'expression du champ montant (2.60) devient :

$$V_U(z_R^-) = \left[ \frac{r_D}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right] S_o \quad (2.73)$$

On constate encore sur cette dernière expression que le problème de la réverbération dans la colonne d'eau avant la propagation et celui des multiples après propagation est bien séparé.

#### 2.4.2. Interprétation physique des vecteurs d'ondes en $z_R^-$

On cherche ici à donner le sens physique des différents termes du vecteur d'onde  $V_D(z_R^-)$  et  $V_U(z_R^-)$  au niveau des récepteurs.

##### Champ descendant $V_D(z_R^-)$

L'équation (2.71) montre que le champ descendant est séparé en deux parties :

- la réverbération de la source dans la colonne d'eau,
- la réverbération des arrivées primaires dans la tranche d'eau.

En développant le terme de réverbération de la source (jusqu'au troisième ordre) on obtient :

$$\frac{1}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))} \simeq \left[ 1 - r_D \exp(2i\omega q_w z_R) + r_D^2 \exp(4i\omega q_w z_R) - \dots \right] \quad (2.74)$$

La significations des différents termes est la suivante :

- Le terme d'ordre zéro de ce développement est celui de l'arrivée directe, (figure (2.14-a)).
- Le terme d'ordre un correspond au champ descendant créé par un battement de la source dans la colonne d'eau, (figure (2.14-b)).
- Le terme d'ordre deux correspond à deux battements, ainsi de suite, (figure (2.14-c)).

Les termes d'ordres supérieurs à zéro sont appelés **fantômes** ou "**ghosts**".

Le développement du terme de réverbération des arrivées primaires donne :

$$\frac{R'}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \exp(2i\omega q_w z_R) \simeq \exp(2i\omega q_w z_R) R' - 2r_D \exp(4i\omega q_w z_R) R' + 3r_D^2 \exp(6i\omega q_w z_R) R' + \dots \quad (2.75)$$

La figure (2.15) illustre les différents termes du développement précédent :

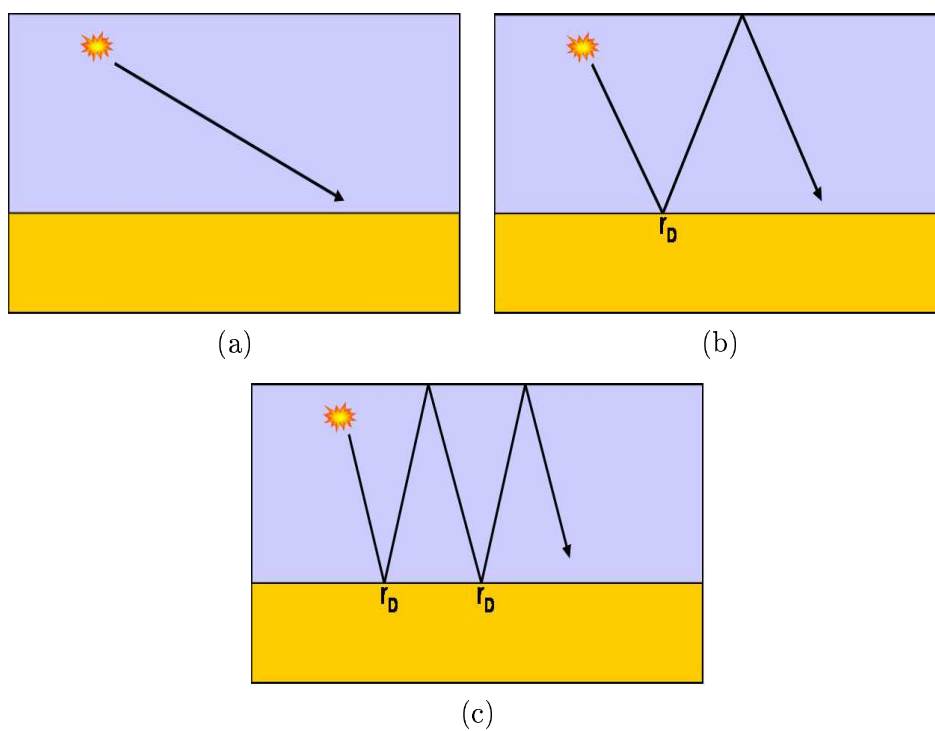


FIG. 2.14. Illustration des termes d'ordre zéro, un et deux du champ descendant issu de la réverbération de la source dans la tranche d'eau. (a) terme d'ordre zéro. (b) Terme d'ordre un. (c) Terme d'ordre deux.



- Le terme d'ordre zéro en  $r_D$  est celui d'un champ descendant généré par une arrivée primaire réfléchié à la surface libre.
- Le terme d'ordre un est celui d'une arrivée primaire qui aurait battu une fois soit du côté de la source soit du côté des récepteurs avant de se réfléchir à la surface libre.
- Le terme d'ordre trois correspond à deux battements dans l'eau avant réflexion à la surface libre...etc.

Ces différentes arrivées sont, elles aussi, appelées multiples **fantômes**. A l'exception de l'arrivée directe, tout le champ descendant est composé de multiples fantômes.

### Champ montant $V_U(z_R^-)$

L'équation (2.73) montre elle aussi que le champ montant est séparé en deux parties : la source et sa réverbération dans la tranche d'eau d'une part, et l'arrivée primaire et sa réverbération d'autre part. Le développement des termes de la série concernant la source donne :

$$\frac{r_D}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))} \simeq [r_D - r_D^2 \exp(2i\omega q_w z_R) + r_D^3 \exp(4i\omega q_w z_R) - \dots] \quad (2.76)$$

La signification physique de ces différents termes est la suivante :

- Le terme d'ordre un en  $r_D$  correspond au champ montant créé par la réflexion de la source sur le sol marin (figure (2.16)-a).
- Le terme d'ordre un correspond à deux réflexions sur le sol marin et une réflexion à la surface libre (figure (2.16)-b).
- Le troisième ordre correspond à trois réflexions sur le sol et deux à la surface libre (figure (2.16)-c).

Les différents termes du champ montant correspondant à la réverbération de la source sont appelés dans la littérature des multiples **peg-legs**.

Le développement de la série de la réverbération du champ montant dans la colonne d'eau créée par une arrivée primaire s'écrit :

$$\frac{R'}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \simeq R' - 2r_D \exp(2i\omega q_w z_R) R' + 3r_D^2 \exp(4i\omega q_w z_R) R' + \dots \quad (2.77)$$

- Le terme d'ordre zéro est celui de l'arrivée primaire.
- Le terme d'ordre un en  $r_D$  est celui des multiples qui ont battu une seule fois dans la colonne d'eau, ainsi de suite.

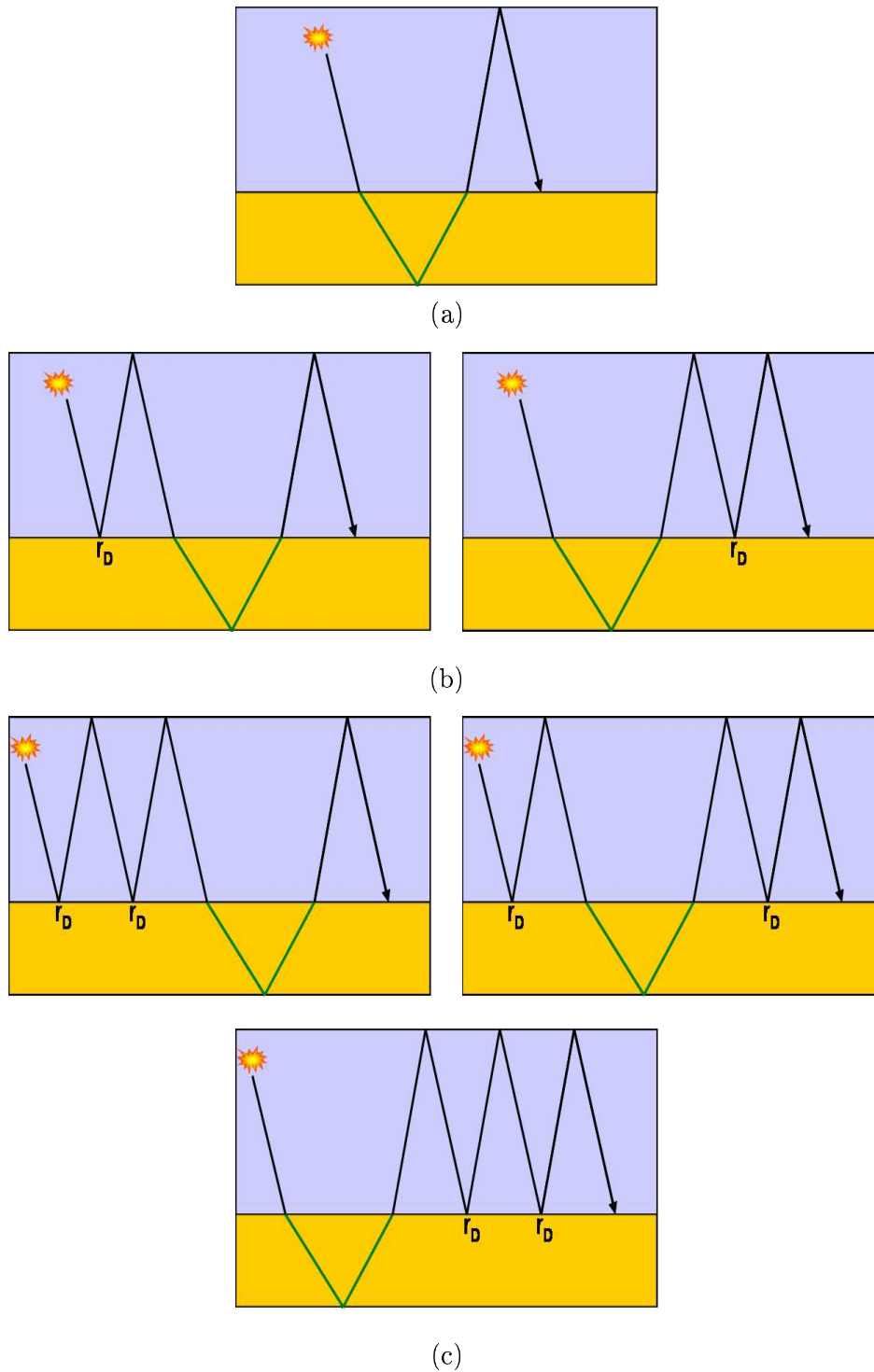


FIG. 2.15. Illustration des termes d'ordre zéro, un et deux du champ descendant issu de la réverbération d'une arrivée primaire dans la tranche d'eau. (a) terme d'ordre zéro. (b) Terme d'ordre un. (c) Terme d'ordre deux.

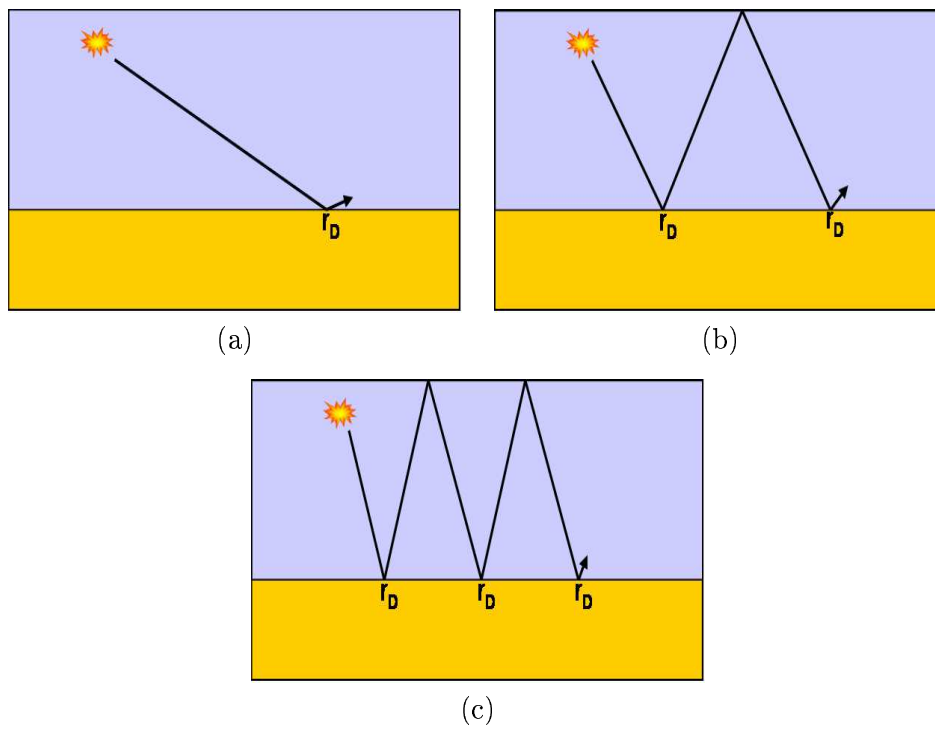


FIG. 2.16. Illustration des termes du champ montant issu de la réverbération de la source dans la tranche d'eau. (a) terme d'ordre zéro. (b) Terme d'ordre un. (c) Terme d'ordre deux.

Les termes d'ordres supérieurs à zéro du développement du champ montant créé par la réverbération de l'arrivée primaire sont appelés multiples **peg-legs**. La figure (2.17) récapitule les différents cas possible pour la réverbération d'ordre zéro, un et deux.

Selon les développements précédents, on constate qu'à l'exception de l'arrivée primaire, tous les autres termes du champ montant sont des multiples peg-legs. L'exposant du terme du dénominateur de  $\frac{R'}{(1+r_D \exp(2i\omega q_w z_R))^2}$  vaut 2. Ceci s'interprète par le fait que dans le cas d'une arrivée primaire, les multiples peg-legs correspondent à des battements aussi bien du côté de la source que du côté des récepteurs.

On est arrivé ici à l'expression du champ d'onde, montant et descendant, au niveau des capteurs  $z_R$ . Ce champ est directement lié au vecteurs de la mesure de la vitesse de déplacement et de la contrainte  $B_{P-SV}$ . Il s'agit maintenant d'exprimer la contribution du champ montant et descendant, primaires et multiples (fantômes et peg-legs), dans l'expression du vecteur  $B_{P-SV}$ .

### 2.4.3. Expression de la mesure au niveau des récepteurs

On cherche maintenant à donner l'expression du vecteur de la mesure de la vitesse de déplacement et de la contrainte en fonction du champ d'onde. En sismique marine, les enregistrements peuvent être effectués dans un milieu liquide ou à l'interface entre un milieu liquide et un milieu solide (OBC). Dans le premier cas, seule la pression et la composante verticale du vecteur de vitesse de déplacement sont accessibles. Dans le deuxième cas, toutes les composantes du vecteur de vitesse de déplacement et de contrainte sont mesurables. Cependant, la continuité des composantes verticales à la traversée de l'interface est assurée. Dans la suite, on traitera les deux cas.

### 2.4.4. Expression de la mesure en $z_R^-$

La relation entre le vecteur de la mesure (contrainte-déplacement) et le vecteur d'onde s'écrit sous la forme :

$$B_{P-SV} = DV$$

$D$  est la matrice de propriété du milieu dans lequel s'effectue la mesure. Cette matrice de propriété s'exprime sous la forme :

$$D = \begin{bmatrix} m_U & m_D \\ n_U & n_D \end{bmatrix}$$

Lorsque la mesure s'effectue dans un milieu liquide, les matrices  $m$  et  $n$  se réduisent à des scalaires. La matrice de propriété  $D$  du milieu devient :

$$D = \begin{bmatrix} -iq_{Pw} & iq_{Pw} \\ -\rho_w & -\rho_w \end{bmatrix}$$

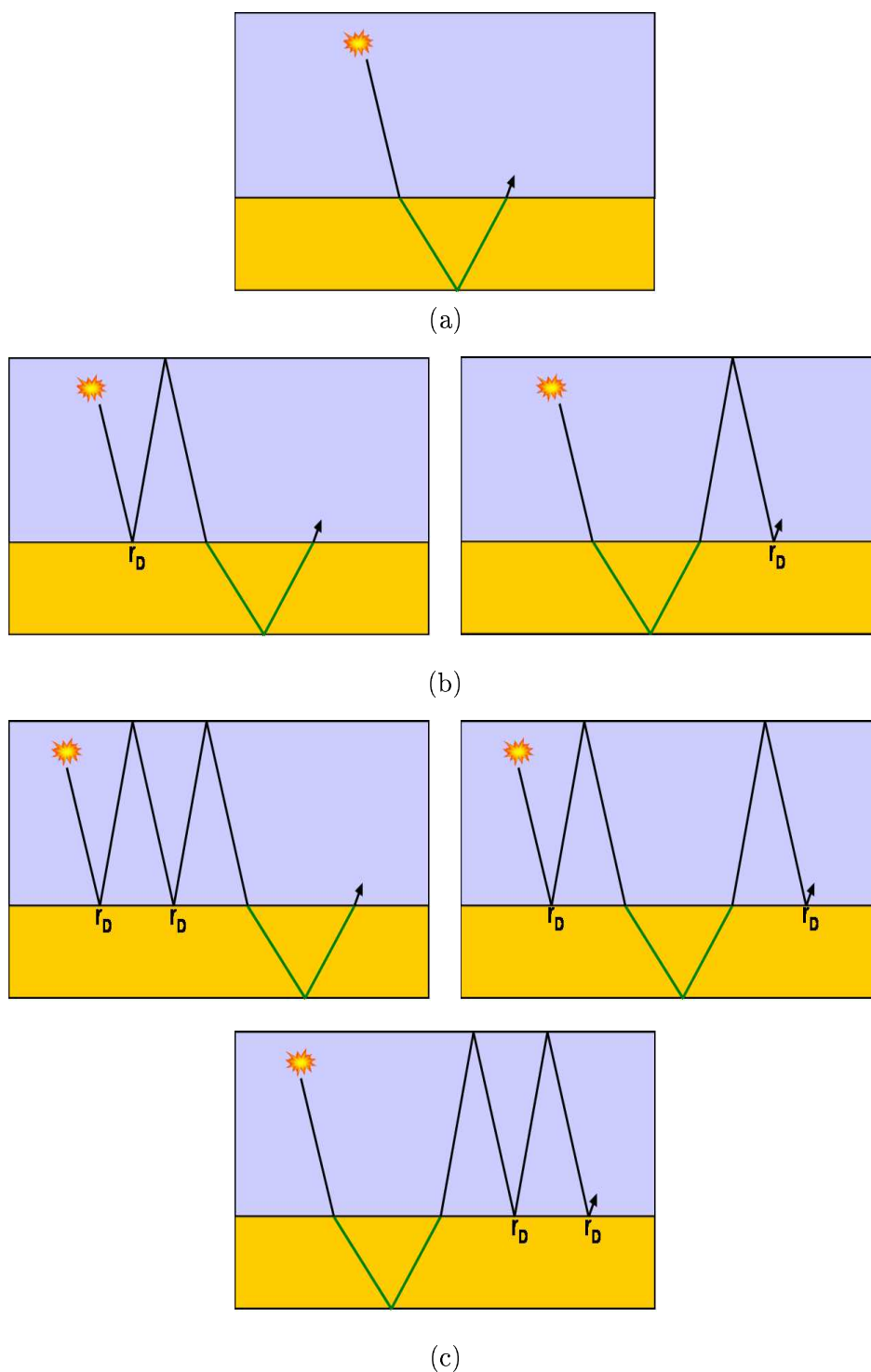


FIG. 2.17. Illustration des termes d'ordre zéro, un et deux du champ montant issu de la réverbération d'une arrivée primaire dans la tranche d'eau. (a) terme d'ordre zéro. (b) Terme d'ordre un. (c) Terme d'ordre deux.

L'indice  $w$  fait référence au milieu liquide (water). Le vecteur de mesure  $B_{P-SV}$  se réduit à deux termes correspondant au vitesse de déplacement vertical et à la pression (contrainte verticale) :

$$B_{P-SV}(z_R^-) = \begin{bmatrix} Z(z_R^-) \\ P(z_R^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -iq_{Pw} & iq_{Pw} \\ -\rho_w & -\rho_w \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_U(z_R^-) \\ V_D(z_R^-) \end{bmatrix} \quad (2.78)$$

Lors de l'estimation de la vitesse de déplacement vertical, les signes des champs montants et descendants sont opposés, alors que pour le terme de contrainte, les deux champs ont le même signe. Ceci s'explique par le fait que la mesure de la vitesse est sensible à la direction de propagation tandis que la contrainte somme les champs d'ondes sans considérer le sens de propagation. Par convention, le champ montant est de signe négatif et le champ descendant est de signe positif. Le terme de la vitesse verticale s'écrit :

$$Z(z_R^-) = -iq_{Pw} \left[ \frac{r_D - 1}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))^2} (1 + \exp(2i\omega q_w z_R)) \right] So \quad (2.79)$$

Le terme de pression est donné par l'expression :

$$P(z_R^-) = -\rho_w \left[ \frac{r_D + 1}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1 + r_D \exp(2i\omega q_w z_R))^2} (1 - \exp(2i\omega q_w z_R)) \right] So \quad (2.80)$$

On obtient ainsi les expressions des mesures de vitesse de déplacement vertical et de la pression en fonction des termes de réverbération de la source et des arrivées primaires. Dans le cas de l'OBC, même si les enregistrements sont effectués au niveau du sédiment  $z_R^+$ , la continuité de la composante verticale des vecteurs de vitesse et de contrainte permet d'exploiter ces équations simples. Cependant, pour obtenir l'expression des composantes horizontales, il est nécessaire d'exprimer la mesure au niveau du sédiment en  $z_R^+$ .

#### 2.4.5. Expression de la mesure en $z_R^+$

On se place ici dans le cas des acquisitions OBC. Les récepteurs sont placés dans un milieu solide en  $z_R^+$  à l'interface avec un milieu liquide. La matrice  $D$  contient les propriétés de propagation des ondes  $P$  et  $S$  dans le sédiment juste en-dessous du fond de la mer. Les termes de cette matrice s'écrivent maintenant :

$$m_U = \begin{bmatrix} -iq_P & p \\ p & -iq_S \end{bmatrix}, \quad m_D = \begin{bmatrix} iq_P & p \\ p & iq_S \end{bmatrix}$$

$$n_U = \begin{bmatrix} 2\mu p^2 - \rho & -2i\mu p q_S \\ -2i\mu p q_S & 2\mu p^2 - \rho \end{bmatrix}, \quad n_D = \begin{bmatrix} iq_P & p \\ p & iq_S \end{bmatrix}$$

L'équation (2.64) permet d'arriver à une formulation simple des composantes du vecteur de la mesure en ramenant la source au niveau  $z_R^-$ . On cherchera à exprimer ici uniquement la vitesse verticale et radiale. La pression est généralement mesurée au niveau  $z_R^-$  :

$$\begin{aligned} [Z(z_R^+), X(z_R^+)]^T &= m_U V_U(z_R^+) + m_D V_D(z_R^+) \\ &= [m_U R_D^\infty(z_R^+) + m_D] [I - r_U R_D^\infty(z_R^+)]^{-1} t_D V_D(z_R^-) \end{aligned}$$

En prenant en compte seulement la partie linéaire du terme  $[I - r_U R_D^\infty(z_R^+)]^{-1}$  en (2.66), c'est-à-dire en négligeant les multiples internes, on trouve :

$$[Z(z_R^+), X(z_R^+)]^T = [m_D + m_U R_D^\infty(z_R^+) + m_D r_U R_D^\infty(z_R^+)] t_D V_D(z_R^-) \quad (2.81)$$

Dans la suite, on notera la matrice :

$$R_D^\infty(z_R^+) = \begin{bmatrix} PP(z_R^+) & PS(z_R^+) \\ SP(z_R^+) & SS(z_R^+) \end{bmatrix}$$

où (figure (2.18)) :

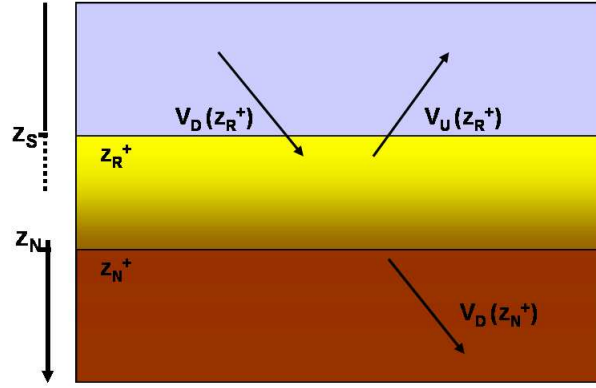
- $SS(z_R^+)$  exprime la réflexion des ondes  $S$  à l'entrée du volume délimité par les niveaux  $z_R^+$  et  $z_N^+$  et réfléchit en ondes  $S$  à la sortie du volume.
- $PS(z_R^+)$  la réflexion des ondes  $S$  qui se convertissent en onde  $P$  à la sortie du volume.
- $PP(z_R^+)$  la réflexion des ondes  $P$  en ondes  $P$ .
- $SP(z_R^+)$  la réflexion des ondes  $P$  qui se convertissent en onde  $S$  à la sortie du volume.

On précise, à ce niveau, que les notations de Kennett [Kennet83] sont différentes de celles de Aki et Richards [Aki02]. Les relations entre les deux notations sont :

$$\begin{aligned} PP &\rightarrow \dot{P}\dot{P} \\ SS &\rightarrow \dot{S}\dot{S} \\ PS &\rightarrow \dot{S}\dot{P} \\ SP &\rightarrow \dot{P}\dot{S} \end{aligned}$$

La notation  $\dot{S}\dot{P}$  désigne les ondes  $S$  descendantes à l'entrée du volume ( $z_R^+, z_N^+$ ) qui deviennent  $P$  montantes à la sortie après propagation dans la stratification.

La simplification de l'expression de vitesse au niveau  $z_R^+$  dépend du modèle utilisé pour la première couche élastique en contact avec le milieu acoustique. La conversion des ondes  $P$  en

FIG. 2.18. Champ d'onde entre les niveaux  $z_R^+$  et  $z_N^+$ .

ondes  $S$  à la traversée du fond de l'eau et donc à l'entrée du volume délimité par les niveaux  $z_R^+$  et  $z_N^+$  dépend du terme  $t_D^{SP}$  de la matrice de transmission  $t_D$ (2.39). La figure (2.19) montre la variation du coefficient de transmission  $t_D^{SP}$  en fonction des vitesses  $v_p$  des ondes  $P$  et des vitesses  $v_S$  des ondes  $S$ . On remarque que le gradient de  $t_D^{SP}$  est plus fort dans la direction  $v_S$  que dans la direction  $v_p$ . De plus, lorsque la valeur de  $v_S$  est inférieure à  $600m/s$ ,  $t_D^{SP}$  est inférieur à 0.05. Ceci signifie que lors de la traversée du fond de l'eau, la conversion du champ descendant  $P$  en champ descendant  $S$  est très faible. Seules les ondes de compression  $P$  sont considérées à l'entrée du volume délimité par  $z_R^+$  et  $z_N^+$ . On néglige les termes de réflexion des ondes  $S$  :  $SP(z_R^+)$  et  $SS(z_R^+)$ .

Dans les cas réels, ces valeurs sont directement liées au contexte géologique de la région étudiée. En Mer du Nord ou dans le Golfe de Guinée, les valeurs de  $v_S$  dans les couches superficielles sont faibles et sont de l'ordre de  $100m/s$ . Ces valeurs sont accessibles lors de l'étude des statiques  $PS$ . Dans la suite, on s'intéressera uniquement au cas où la vitesses  $v_S$  est faible.

La matrice de transmission  $t_D$  se réduit à un scalaire correspondant à  $t_D^{PP}$ . Les expressions de la vitesse verticale et radiale se simplifient et deviennent :

$$Z(z_R^+) = \begin{bmatrix} iq_P + [iq_P(r_U^{PP} - 1) + pr_U^{SP}] PP(z_R^+) + \\ [iq_P r_U^{PS} + p(1 + r_U^{SS})] SP(z_R^+) \end{bmatrix} t_D^{PP} V_D(z_R^-) \quad (2.82)$$

$$X(z_R^+) = \begin{bmatrix} p + [p(1 + r_U^{PP}) + iq_S r_U^{SP}] PP(z_R^+) + \\ [pr_U^{PS} - iq_S(1 - r_U^{SS})] SP(z_R^+) \end{bmatrix} t_D^{PP} V_D(z_R^-) \quad (2.83)$$

Cependant, le fait d'être à l'interface entre un liquide et un solide impose que  $r_U^{SS} = -1$ , car il n'y a pas de transmission d'onde  $S$  dans le liquide. Dans ce cas, les équations précédentes se simplifient encore et deviennent :

$$Z(z_R^+) = \begin{bmatrix} iq_P + [iq_P(r_U^{PP} - 1) + pr_U^{SP}] PP(z_R^+) + \\ [iq_P r_U^{PS}] SP(z_R^+) \end{bmatrix} t_D^{PP} V_D(z_R^-) \quad (2.84)$$



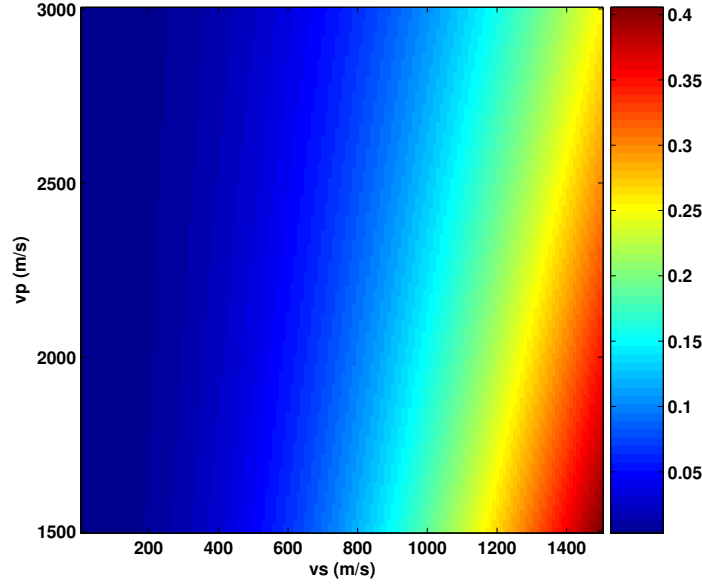


FIG. 2.19. Variation de  $t_D^{SP}$  en fonction de  $v_P$  et  $v_S$  pour  $p = 0.2 \text{ m/s/m}$ .

$$X(z_R^+) = \begin{bmatrix} p + [p(1 + r_U^{PP}) + iq_S r_U^{SP}] PP(z_R^+) + \\ [pr_U^{PS} - 2iq_S] SP(z_R^+) \end{bmatrix} t_D^{PP} V_D(z_R^-) \quad (2.85)$$

Cette dernière écriture de la vitesse est simple et permet d'étudier de plus près la contribution de chacune des arrivées des ondes  $P$  et  $S$  à la mesure enregistrée par les géophones.

Comme le montre l'annexe 1, le coefficient de réflexion  $r_U^{PP}$  est dominé par l'écart de densité entre le milieu liquide et le milieu solide. Ce terme est naturellement grand. Cependant,  $r_U^{SP}$  est le coefficient de réflexion des ondes  $P$  montantes et qui se convertissent en onde  $S$  descendantes à l'interface avec le fond de la mer. Ce coefficient reste petit pour les vitesses qui nous intéressent. Les équations précédentes peuvent être simplifiées pour devenir :

$$\begin{aligned} Z(z_R^+) &= [iq_P + [iq_P(r_U^{PP} - 1)]] PP(z_R^+) + [iq_P r_U^{PS}] SP(z_R^+) t_D^{PP} V_D(z_R^-) \\ X(z_R^+) &= [p + [p(1 + r_U^{PP})]] PP(z_R^+) + [pr_U^{PS} - 2iq_S] SP(z_R^+) t_D^{PP} V_D(z_R^-) \end{aligned} \quad (2.86)$$

A partir de ces dernières expressions, il est possible d'étudier la contribution des ondes  $P$  et  $S$  aux vitesses horizontales et verticales. On cherche dans la suite à montrer que les arrivées  $S$  sont enregistrées essentiellement sur la composante horizontale. Il est important de noter ici que l'on n'a pas accès aux réflectivités  $PP(z_R^+)$  et  $PS(z_R^+)$ . Il est donc impossible de conclure sur le rapport entre la contribution des ondes  $P$  et des ondes  $S$  sur chacune des composantes.

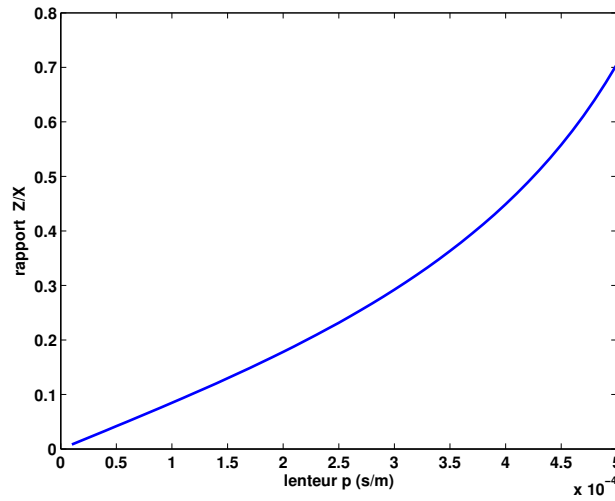


FIG. 2.20. Rapport entre la contribution des ondes  $P$  sur la composante horizontale et verticale pour une couche sédimentaire décrite dans le tableau ci-dessus.

On suppose maintenant que le milieu sédimentaire dans lequel s'effectue la mesure a les propriétés décrites dans le tableau suivant :

	$\rho$	$v_P$ (m/s)	$v_S$ (m/s)
modèle sédimentaire	1.8	1600	400

La figure (2.20) montre le rapport entre la contribution des ondes  $P$  dans le déplacement horizontal et la contribution des mêmes arrivées dans le déplacement vertical en fonction de la lenteur  $p$ . On constate que les mesures sur chacune des composantes sont du même ordre de grandeur.

Le rapport entre la contribution des ondes  $S$  sur les deux composantes pour le modèle sédimentaire décrit dans le tableau ci-dessus est différent de celui des ondes  $P$ . La figure (2.21) montre l'allure de ce rapport. La contribution des ondes  $S$  au déplacement vertical est négligeable devant la contribution des mêmes ondes sur le déplacement horizontal.

Ceci permet de conclure que, du point de vue théorique, en prenant les hypothèses précédentes sur le fond de l'eau, la quasi totalité de l'énergie  $S$  est mesurable sur la composante horizontale.

Dans la réalité, on observe de l'énergie  $S$  sur la composante verticale. Ceci peut être dû soit à une erreur sur le système de mesure (orientation, problème de couplage), soit à une violation de l'une des hypothèses de cette étude. L'hypothèse de la stratification  $1D$  peut ne pas être satisfaite créant même des effets  $3D$ , c'est-à-dire qu'on ne reste plus dans le plan de propagation.

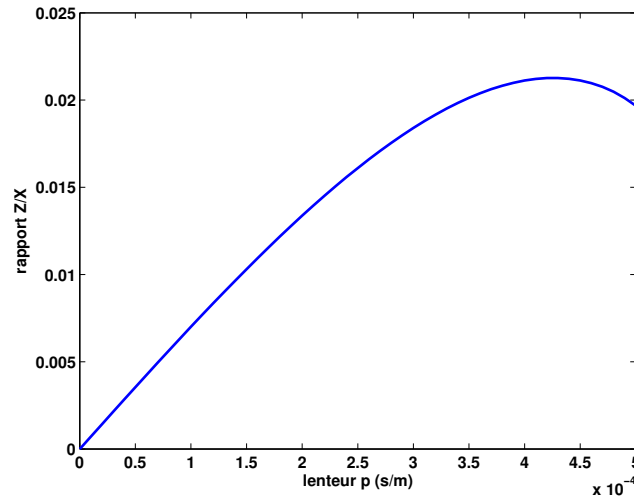


FIG. 2.21. Rapport entre la contribution des ondes  $S$  sur la composante verticale et horizontale dans une couche sédimentaire décrite dans le tableau ci-dessus.

## 2.5. Conclusions

Nous avons donné, dans ce chapitre, un cadre théorique à l'étude. On s'est placé dans le cas des déplacements infinitésimaux dans un milieu stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. Ces hypothèses ont permis de résoudre l'équation de propagation dans le domaine des ondes planes et de donner l'expression des composantes des vecteurs de mesure de vitesse de déplacement et de la contrainte de part et d'autre de l'interface eau-sédiment.

Afin de simplifier l'expression de la pression et du déplacement, nous avons négligé certains types de multiples de la tranche d'eau tels que les arrivées qui ont voyagé plus d'une fois dans le sous-sol. L'expression analytique du champ d'onde dans un milieu liquide a permis d'identifier deux types d'arrivées :

- l'arrivée directe et sa réverbération dans la colonne d'eau.
- les arrivées primaires et leurs multiples liés au fond de l'eau.

Le développement de ces termes de réverbération nous a permis de définir deux types de multiples liés à la tranche d'eau :

- Les multiples fantômes que l'on retrouve dans l'expression du champ descendant.
- Les multiples peg-legs que l'on retrouve dans l'expression du champ montant.

Ces expressions restent valables dans le cas de l'OBC où la mesure est effectuée dans un milieu solide juste en-dessous du fond de la mer. La continuité des composantes verticales des vecteurs de vitesse de déplacement et de contrainte est toujours assurée à ce niveau.

L'expression du champ d'onde au niveau du sédiment nous a permis d'établir l'équation analytique des composantes radiales et verticales de la vitesse de déplacement dans le solide.

---

Ce cas correspond aux acquisitions OBC. Nous avons montré que ces équations se simplifient quand la vitesse des ondes  $S$  dans les premières couches sédimentaires est faible (inférieure à  $600\text{m/s}$ ). Dans un tel contexte, les arrivées  $S$  sont naturellement projetées sur la composante radiale et n'affectent pas la composante verticale.



## Chapitre 3

# Atténuation des multiples du fond de l'eau en OBC : Étude théorique

Dans le chapitre 2, nous avons effectué une étude théorique sur la propagation du champ d'onde dans le cas de la sismique marine. Nous avons obtenu des expressions compactes et physiques du champ d'onde mesuré par les récepteurs dans le domaines des ondes planes harmoniques  $(\omega, p)$ . Ces expressions ont l'avantage de mettre en avant les phénomènes de réverbération des multiples de la tranche d'eau. Dans ce chapitre, nous aborderons le problème des multiples dans le cas de l'OBC. Nous commencerons d'abord par positionner le problème en montrant l'importance de l'atténuation des multiples dans la séquence de traitement des données OBC. Nous discuterons ensuite différentes méthodes existantes pour résoudre ce problème. Puis, nous nous intéresseront à une approche en particulier, développée par Soubaras [Soubaras96-a], qui tend à résoudre le problème des multiples tout en prenant en compte différents aspects liés à l'acquisition. Cette méthode, initialement développée dans le cadre de la propagation verticale sera généralisée dans ce chapitre au cas d'une propagation quelconque d'ondes planes dans un milieu stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. Nous chercherons ensuite à valider cette approche sur des données synthétiques modélisant une acquisition OBC 2D. Cependant, il faudra à ce niveau transformer les données synthétiques du domaine initial temps-offset vers celui des ondes planes. Nous étudierons alors la transformation  $(\tau, p)$  qui permet cette décomposition. Nous montrerons que cela est possible soit par la transformation de Hankel, soit par transformation de Radon linéaire avec une certaine pondération sur les amplitudes. Nous appliquerons ensuite l'algorithme de sommation sur les données transformées en  $(\tau, p)$ . Certaines instabilités dans l'estimation des paramètres de l'algorithme nous pousseront à proposer une nouvelle approche qui exploite la redondance de l'information dans le domaine  $(\tau, p)$ .

### 3.1. Les multiples dans les données OBC

#### 3.1.1. Introduction au problème des multiples

On se place ici dans le cadre théorique délimité dans le chapitre précédent et qui a permis d'aboutir à l'expression du champ d'onde au niveau des capteurs dans un milieu liquide. On considère que la propagation s'effectue dans un milieu stratifié horizontalement et composé de  $n$  couches homogènes et isotropes. Les récepteurs sont placés au niveau du sol marin. On suppose que le géophone vertical est parfaitement couplé au sol et parfaitement orienté

verticalement. Comme montré dans le chapitre précédent, la relation entre le champ d'onde  $V$  d'une part et la mesure de la vitesse de déplacement vertical  $Z$  et de la pression  $P$  d'autre part est donnée par l'expression:

$$Z(z_R^-) = -iq_{Pw}V_U(z_R^-) + iq_{Pw}V_D(z_R^-)$$

$$P(z_R^-) = -\rho_w V_U(z_R^-) - \rho_w V_D(z_R^-)$$

La relation entre le vecteur de champ d'onde et les vecteurs de la mesure de vitesse et de la contrainte ont permis d'aboutir, dans le domaine  $(\omega, p)$ , aux expressions de la pression et de la vitesse de déplacement verticale enregistrés par les capteurs:

$$Z(p) \simeq -iq_{Pw} \left[ \frac{r-1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} (1 + \exp(2i\omega q_w z_R)) \right] So \quad (3.1)$$

$$P(p) \simeq -\rho_w \left[ \frac{r+1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} (1 - \exp(2i\omega q_w z_R)) \right] So \quad (3.2)$$

où  $Z(p)$  et  $P(p)$  sont successivement la vitesse de déplacement verticale et la pression exprimées dans le domaine des ondes planes harmoniques,  $\rho_w$  la densité de l'eau,  $q_w = \sqrt{\frac{1}{v_w^2} - p^2}$  est la lenteur verticale,  $p$  la lenteur horizontale,  $r$  le coefficient de réflexion du champ descendant sur le sol marin et  $z_R$  la profondeur des récepteurs (égale dans le cas de l'OBC à la profondeur du fond marin).

On a montré dans la partie (2.4.2) que les premiers termes de la somme dans les équations précédentes concernent la réverbération de la source dans la colonne d'eau. Le deuxième terme caractérise les arrivées primaires et leurs multiples (fantômes et peg-legs) (figures (2.14, 2.16, 2.15, 2.17)). En d'autres termes, on enregistre sur le géophone vertical et sur l'hydrophone la contribution de la source, des arrivées primaires et des multiples (fantômes et peg-legs) aux vitesses de déplacement et à la variation de la pression.

L'objectif du traitement des données OBC consiste à séparer les multiples des arrivées primaires. Dans un premier temps, on se focalisera uniquement sur les arrivées primaires. Les réverbérations de l'arrivée directe seront considérées un peu plus loin dans ce chapitre. Dans la suite, on normalise les expressions en fonction de la densité  $\rho_w$ . Les équations de la mesure de la vitesse de déplacement vertical et de la pression deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} Z(p) &= -\frac{R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} (1 + \exp(2i\omega q_w z_R)) So \\ P(p) &= -\frac{R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} (1 - \exp(2i\omega q_w z_R)) So \end{aligned} \quad (3.3)$$

où :

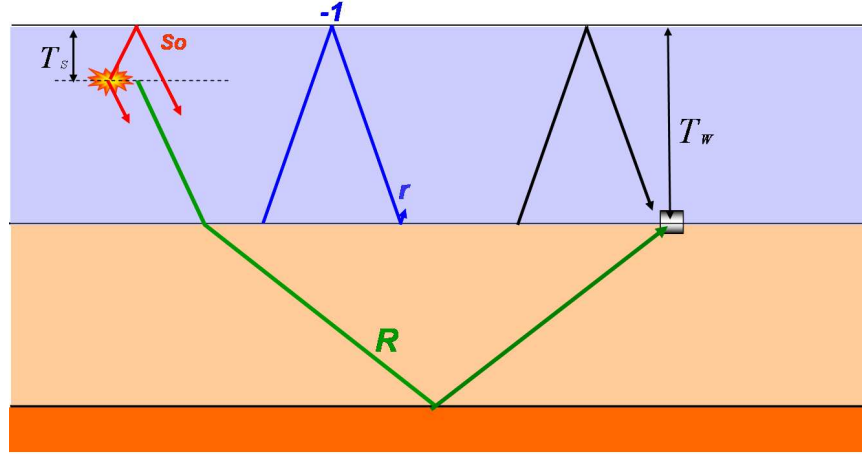


FIG. 3.1. Différents opérateurs intervenant dans l'expression de la mesure en OBC. Rouge : terme de source. Vert : arrivée primaire. Noir : opérateur fantôme. Bleu : opérateur peg-leg.

- $S_o$  exprime le terme de source et son fantôme.
- Les termes  $(1 - \exp(2i\omega q_w z_R))$  et  $(1 + \exp(2i\omega q_w z_R))$  sont appelés **opérateurs fantômes** ou “ghosts”. Ils modélisent la réflexion à la surface libre vue du niveau des récepteurs.
- Le terme  $(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))$  est appelé **opérateur peg-leg** : il correspond au mécanisme de réflexion peg-leg à l'intérieur de la tranche d'eau (réflexion à la surface libre suivie d'une réflexion sur le sédiment) (figure (3.1)).
- Le terme  $R'$  contient tous les événements primaires réfléchis en dessous du fond de la mer.

L'objectif du traitement est d'éliminer l'effet des opérateurs fantômes et peg-legs sur les enregistrements.

En faisant le développement de Taylor des équations (3.3), on obtient :

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_w}{i q_{P_w}} Z(p) &\simeq -R' \left[ 1 + (1 - 2r) \exp(2i\omega q_w z_R) + r(3r - 2) \exp(2i\omega q_w z_R)^2 + \right. \\
 &\quad \left. r^2(3 - 4r) \exp(2i\omega q_w z_R)^3 + \dots \right] S_o \\
 P(p) &\simeq -R' \left[ 1 - (1 + 2r) \exp(2i\omega q_w z_R) + r(3r + 2) \exp(2i\omega q_w z_R)^2 - \right. \\
 &\quad \left. r^2(3 + 4r) \exp(2i\omega q_w z_R)^3 + \dots \right] S_o
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

D'après ce développement, on peut faire les remarques suivantes :

- L'arrivée primaire correspond au terme d'ordre zéro. Les arrivées multiples, fantômes et peg-legs, correspondent aux ordres supérieurs.



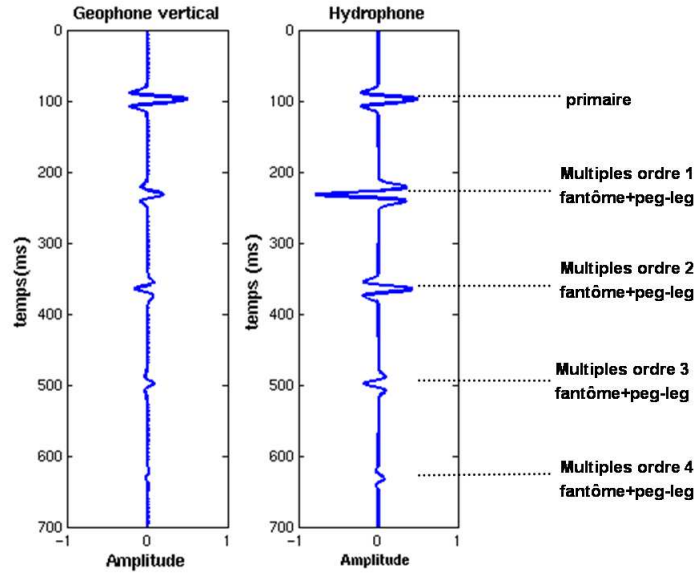


FIG. 3.2. Trace synthétique modélisant l'incidence d'une onde plane verticale sur l'hydrophone et le géophone vertical.  $z_R = 100$ ,  $r = 0.35$ . L'ondelette source est un Ricker d'ordre 2.

- Les coefficients dans le développement correspondent aux amplitudes relatives des multiples par rapport à l'arrivée primaire.
- L'amplitude du premier multiple sur l'hydrophone est supérieure à celle de l'arrivée primaire. Ceci s'explique par le fait que la mesure de l'hydrophone est non directionnelle, les multiples fantômes et peg-legs du premier ordre s'additionnent, alors que sur le géophone vertical, les fantômes et les peg-legs sont de signes opposés car ils n'ont pas le même sens de propagation.

La figure (3.2) illustre sur des traces synthétiques la mesure d'une arrivée primaire et de ses multiples en temps.

Dans le domaine des fréquences, les opérateurs fantômes créent des zéros dans le spectre des données de l'hydrophone et du géophone vertical. Comme le montre la figure (3.3), le spectre des deux signaux comprend des zéros correspondant à l'annulation des opérateurs  $(1 - \exp(2i\omega q_w z_R))$  pour l'hydrophone et  $(1 + \exp(2i\omega q_w z_R))$  pour le géophone vertical. Ces zéros sont périodiques en fréquence et la période  $\Delta f$  dépend de la profondeur des récepteurs tel que :

$$\Delta f = \frac{1}{2z_R q_w} = \frac{V_w}{2z_R \sqrt{1 - p^2 V_w^2}} \quad (3.5)$$

Cependant, les zéros sur le spectre des données de l'hydrophone et du géophone vertical ne coïncident pas et sont décalés d'une demi période.

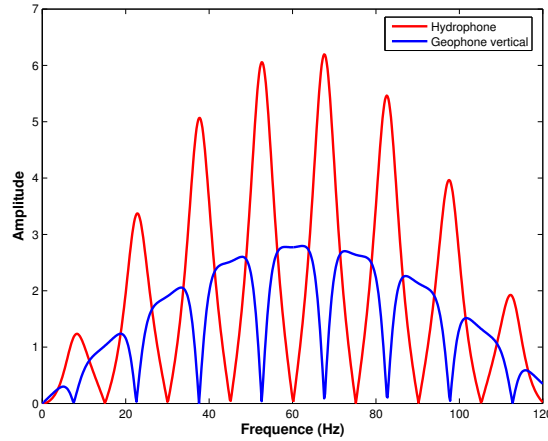


FIG. 3.3. Spectre correspondant à une arrivée primaire et ses multiples enregistrés sur l'hydrophone et le géophone vertical. Profondeur de l'eau 100m, réflectivité du fond de la mer 0.3.

Dans le cas de la sismique marine conventionnelle du type streamer, les flûtes sont immergées à des profondeurs variant entre 5 – 10m. En supposant que la bande passante sismique intéressante s'étend de 0 à 100Hz, les zéros des opérateurs fantômes sont rejetés à l'extérieur de la bande passante. Cependant, en sismique OBC, la profondeur des câbles correspond à celle du fond marin. En mer du Nord ou en Golfe de Guinée, cette profondeur est de l'ordre de 100m. Les zéros des opérateurs fantômes ont, dans ce cas, une période de  $\Delta f = 7.5Hz$  (pour une onde à incidence verticale) affectant ainsi l'intégralité de la bande passante.

On voit que le problème des multiples fantômes est spécifique à l'OBC. Il nécessite des approches de filtrage qui n'existent pas dans le cas du traitement des données marines conventionnelles. Ce traitement vise à rétablir les fréquences atténuées par les multiples en exploitant le fait que les zéros sur le géophone vertical et sur l'hydrophone ne coïncident pas. On parlera alors de sommation  $PZ$  où  $P$  indique les données de l'hydrophone et  $Z$  celles du géophone vertical.

### 3.1.2. Approche théorique de l'atténuation des multiples en OBC

Les équations (3.3) de la mesure de la pression et de la vitesse de déplacement vertical sont établies dans le domaine des ondes planes harmoniques  $(\omega, p)$ . L'effet de la colonne d'eau sur ces données sismiques OBC est formalisé par les opérateurs fantômes et  $\text{peg-legs}$ .

Afin d'éliminer cet effet, la première idée est d'appliquer les opérateurs inverses. Cependant, une telle solution n'est pas adaptée aux multiples fantômes car les filtres inverses de  $(1 - \exp(2i\omega q_w z_R))$  et de  $(1 + \exp(2i\omega q_w z_R))$  sont instables dans la bande passante. Une solution plus stable consiste à exploiter l'opposition de signe entre les opérateurs fantômes de l'hydrophone et du géophone vertical.

### Atténuation des multiples fantômes

En reprenant les équations (3.3), et en sommant les termes de l'hydrophone et du géophone vertical normalisé (sommation  $PZ$ ) on obtient :

$$PZ(p) = P(p) + \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} Z(p) = - \frac{2R'}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \quad (3.6)$$

Ceci revient en fait à exprimer le champ montant à partir des enregistrements de l'hydrophone et du géophone vertical car d'après l'équation (2.78) on a :

$$\begin{aligned} V_U(p) &= P(p) + \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} Z(p) \\ V_D(p) &= P(p) - \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} Z(p) \end{aligned} \quad (3.7)$$

$V_U(p)$  et  $V_D(p)$  expriment ici, au signe près, le champ montant et descendant au niveau des récepteurs pour une lenteur  $p$  donnée. On a montré dans la partie (2.4.2) que les multiples fantômes composent le champ descendant généré par une arrivée primaire. Le filtrage des multiples fantômes revient à décomposer les données en champ montant (primaires et peg-legs) et champ descendant (multiples fantômes) dans le domaine des ondes planes.

### Atténuation des multiples peg-legs

Le champ montant exprimé par l'équation (3.6) est toujours affecté par les multiples peg-legs. On suppose ici que la réflectivité du fond de la mer et la profondeur des récepteurs sont connues.

En appliquant le filtre  $(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))^2$  au champ montant, on obtient la réflectivité  $R'$ . On élimine ainsi l'influence de la tranche d'eau sur les données. La figure (3.4) illustre les étapes théoriques de l'atténuation des multiples dans le cas simple d'une seule onde plane verticale ( $p = 0$ ). On obtient une élimination complète du problème des multiples du fond de la mer.

Il est important de signaler que l'approche théorique établie ci-dessus n'est valable que pour les multiples des arrivées primaires. Elle n'est plus valide pour les multiples de la source. L'opérateur des multiples peg-legs de la source est différent de celui des arrivées primaires.

En appliquant la méthode théorique précédente à toutes les arrivées : source et primaires, (équations (3.1) et (3.2)), le champ montant obtenu s'écrit dans ce cas :

$$PZ(p) = P(p) + \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} Z(p) = - \left[ \frac{2r}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{2R'}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right] So \quad (3.8)$$

La suppression des multiples peg-legs donne ensuite :

$$PZ_{depeg}(p) = -2 \left[ r (1 + r \exp(2i\omega q_w z_R)) + R' \right] So \quad (3.9)$$

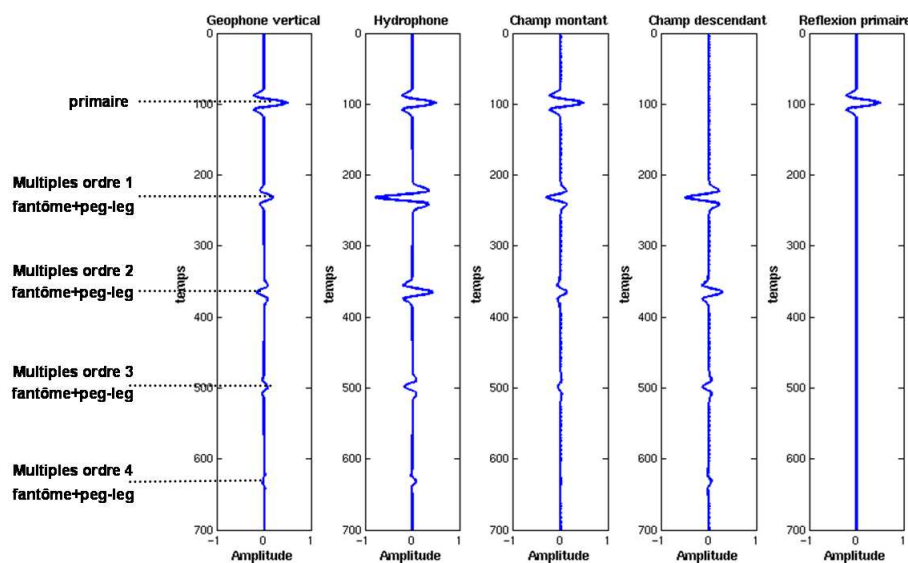


FIG. 3.4. Étapes d'atténuation des multiples en OBC selon l'approche théorique. Application sur une arrivée primaire seule.

On constate que l'approche théorique ne parvient pas à éliminer le premier multiple de l'arrivée directe mais uniquement à l'atténuer (figure (3.5)).

Dans la pratique, ceci n'est généralement pas grave pour des profondeurs d'eau de l'ordre de  $100m$  car les objectifs sismiques sont profonds. Les réflexions primaires les concernant arrivent bien après la réverbération de la source. Cependant, les résidus des multiples de la source peuvent être très pénalisant dans le cas où la profondeur de la mer est importante. Le temps de battement des multiples dans la colonne d'eau devient à son tour important. Les multiples de la source peuvent interférer dans ce cas avec des arrivées primaires réfléchies dans la zone du réservoir.

### 3.1.3. Difficultés de l'approche théorique

La méthode théorique d'atténuation des multiples du fond de la mer suppose d'une part que l'enregistrement des données sismiques s'effectue dans des conditions idéales, et d'autre part qu'un certain nombre de paramètres est connu : les réponses impulsionnelles des systèmes de mesure sont supposées identiques, le couplage du géophone vertical et son orientation sont considérés parfaits et le bruit absent de la mesure. De telles hypothèses sont très éloignées de la réalité des acquisitions sismiques.

L'approche théorique repose sur des équations établies dans le domaine des ondes planes. Il est nécessaire au préalable de se placer dans le domaine  $(\tau, p)$ . La normalisation effectuée en (3.3) dépend de la lenteur verticale  $q_w$ . Cette normalisation doit être vue comme une calibration des données en général, et du géophone vertical en particulier. Ce dernier doit

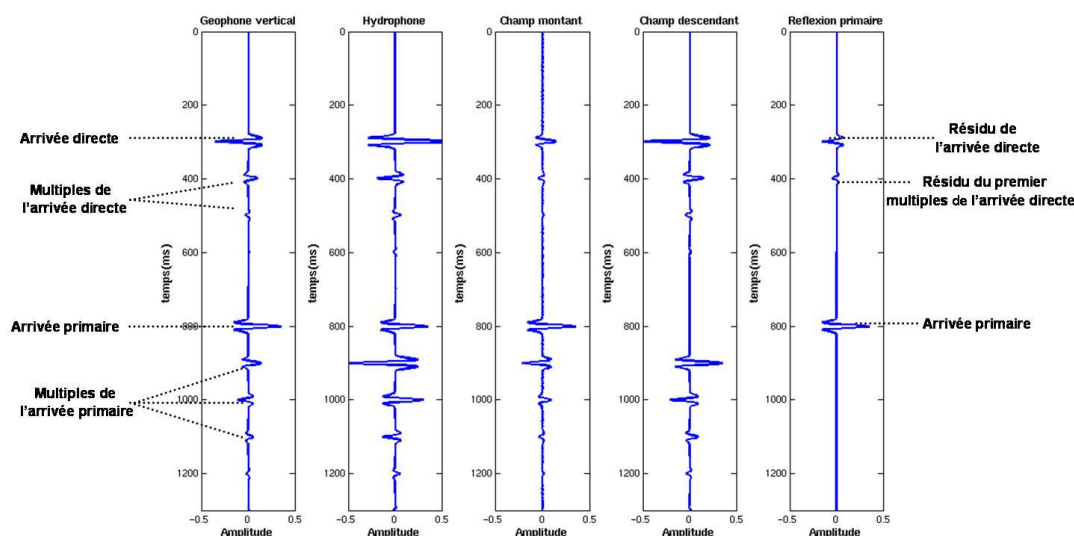


FIG. 3.5. Approche théorique d'atténuation des multiples du fond de la mer. Application sur une trace synthétique à incidence verticale comportant l'arrivée directe et une réflexion primaire.

exprimer une grandeur homogène à celle de l'hydrophone. Une approche 1D supposant une propagation verticale des ondes n'est donc pas satisfaisante pour la calibration des données.

Une fois les données calibrées, la sommation  $PZ$  théorique permet d'éliminer les multiples fantômes en séparant les champs montants et descendants. Cette séparation ne nécessite aucune paramétrisation ou connaissance a priori des caractéristiques du fond marin. Cette propriété est intéressante puisqu'elle permet un traitement robuste des multiples fantômes.

Enfin, la suppression des multiples peg-legs suppose que l'on dispose de la profondeur de la mer et de la réflectivité du sol marin. Même si l'accès à la profondeur de la mer reste relativement facile, la réflectivité elle, est inconnue et doit être estimée à partir des données enregistrées. On précise ici aussi qu'une approche 1D n'est pas suffisante car le coefficient de réflexion du fond de la mer dépend de l'angle d'incidence des arrivées.

D'après ces remarques, l'approche théorique de filtrage des multiples fantômes et peg-legs peut être résumée en trois points :

1. Calibration des données du géophone vertical.
2. Atténuation des multiples fantômes.
3. Atténuation des multiples peg-legs.

### 3.2. Méthodes classiques de traitement des multiples en OBC

Le problème du filtrage des multiples sur les données OBC est apparu dès les débuts de cette technologie. On trouve dans la littérature différentes approches qui tentent de donner

des résultats satisfaisants à ce problème [Barr97-a]. Les paragraphes précédents montrent que la calibration des données est nécessaire avant de combiner les données de l'hydrophone et du géophone vertical. Cette calibration doit tenir compte des angles d'incidences des arrivées. Une approche 1D est insuffisante du point de vue théorique. De même, l'atténuation des multiples peg-legs repose sur une estimation de la réflectivité du sol marin. Cette réflectivité dépend aussi des angles d'incidences. De plus, les données réelles sont généralement affectées par des bruits et ne satisfont pas toujours les hypothèses théoriques. Il est donc nécessaire que l'approche de combinaison  $PZ$  soit robuste et stable quand la qualité des données est mauvaise.

Dans cette partie, on discute différentes approches de combinaison  $PZ$ . Certaines de ces méthodes sont utilisées d'une manière standard dans les séquences de traitement industriel.

### 3.2.1. Méthode de Barr & Sanders

Cette méthode développée dans [Barr89] est l'une des premières approches de traitement des multiples en OBC. Elle fonde le principe de combinaison des données de l'hydrophone et du géophone vertical. Dans leur formalisme du problème des multiples, les auteurs proposent de calibrer les données du géophone vertical avec le coefficient scalaire de calibration  $cal_{BS}$  suivant :

$$cal_{BS} = \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} \frac{1+r}{1-r}$$

La première difficulté est d'estimer le coefficient  $cal_{BS}$  car il dépend de la réflectivité du fond de la mer. Afin d'estimer ce scalaire, Barr et Sanders proposent d'exploiter l'arrivée directe enregistrée sur l'hydrophone et le géophone vertical. En reprenant les équations (3.2, 3.1), on constate que le rapport entre l'amplitude de l'hydrophone et du géophone vertical calculé sur l'arrivée directe vaut exactement  $cal_{BS}$ . Les auteurs proposent d'estimer un seul scalaire de calibration pour toutes les données à partir d'une seule arrivée isolée et supposent que la propagation est 1D. De plus, dans le cas où le géophone vertical souffre de problèmes de couplage, l'estimation de  $r$  et du scalaire de calibration est biaisée.

Une fois le coefficient de calibration estimé, les auteurs proposent de combiner les données de l'hydrophone et du géophone suivant la relation :

$$PZ_{BS}(p) = P(p) + \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} \frac{1+r}{1-r} Z(p)$$

En appliquant cette approche sur les données modélisée dans les équations (3.2, 3.1) on trouve :

$$PZ_{BS}(p) = P(p) + \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} \frac{1+r}{1-r} Z(p) = -R' \frac{2\rho_w}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} \quad (3.10)$$

Cette dernière expression montre que la méthode de Barr et Sanders réussit à éliminer les réverbérations de la source mais ne parvient pas à filtrer tous les multiples peg-legs des

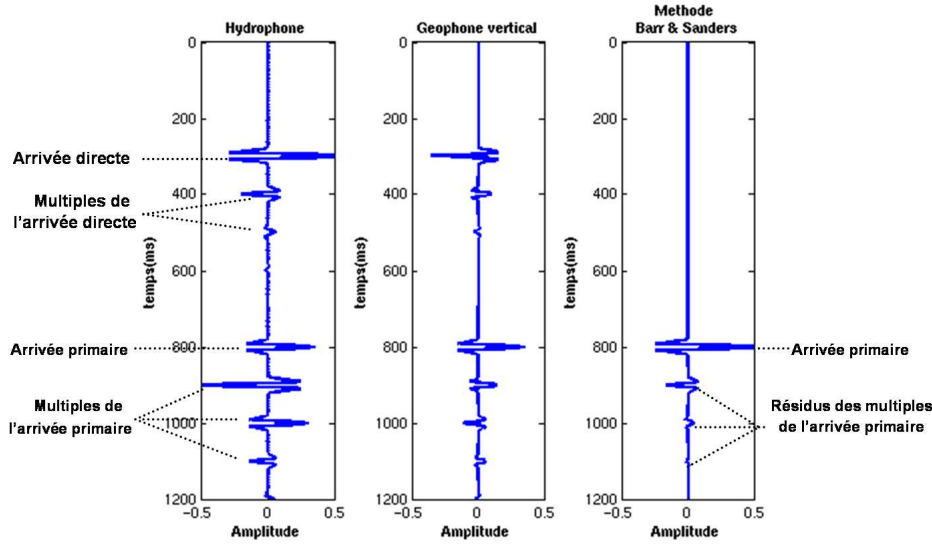


FIG. 3.6. Méthode de Barr et Sanders appliquée sur une trace synthétique simple.

arrivées primaires (car un terme en  $\frac{1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))}$  persiste). Ceci est confirmé par la figure (3.6) qui montre un exemple de données avant et après le traitement.

L'échec de la méthode de Barr et Sanders à filtrer tous les multiples s'explique par le fait que les auteurs négligent les multiples peg-legs du côté des récepteurs. Comme le montre l'annexe 5, en faisant une telle hypothèse, on parvient à atténuer tous les multiples fantômes et peg-legs. Cependant, ceci n'a pas de fondements physiques : négliger les peg-legs du côté des récepteurs revient à dire que la réflectivité du fond de la mer  $r$  est négligeable. Ceci impliquerait que même les multiples peg-legs du côté de la source sont négligeables. Ceci est en contradiction avec la méthode qui cherche à atténuer ces multiples.

Un autre désavantage de cette méthode est qu'elle mélange le coefficient de la calibration avec la réflectivité alors qu'on a vu précédemment que du point de vue théorique, la calibration ne dépend que des lenteurs et de la densité dans le milieu liquide.

### 3.2.2. Filtrage de Backus

Afin de donner une solution plus précise au problème des multiples, [Paffenholz95] considère l'expression complète de l'hydrophone et du géophone vertical (3.2, 3.1). L'idée principale de cette méthode est très proche de la résolution théorique. Il s'agit de :

- calibrer les données,
- séparer en champ montant et descendant,
- appliquer l'opérateur  $(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))^2$  connu dans la littérature sous le nom de filtre de Backus [Backus59].

Cette méthode se heurte aux mêmes problèmes que ceux de la résolution théorique, c'est-à-dire l'estimation robuste en 2D du scalaire de calibration et de la réflectivité du fond de la mer.

Dans cette approche, la calibration est effectuée selon la méthode proposée par Dragoset dans [Dragoset94]. Elle consiste à déterminer le scalaire de calibration en s'appuyant sur la sismique. A partir de l'autocorrélation des données après sommation, on cherche à minimiser l'amplitude du rebond correspondant aux multiples du fond de la mer. Cette approche fait l'hypothèse que la propagation est 1D et conduit à l'estimation d'un seul scalaire pour toute la section. De plus, cette méthode de calibration est très dépendante de la qualité des données.

Une fois les données calibrées, on sépare les champs montants et descendants par sommation et soustraction des données. On applique ensuite l'opérateur  $(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))^2$ . La construction de ce dernier nécessite la connaissance de la profondeur d'eau, des angles d'incidences des arrivées et la réflectivité du fond de la mer. [Paffenholz95] simplifie le problème en considérant la propagation quasi verticale : on ne s'intéresse qu'aux offsets courts ou aux temps à partir desquels les angles d'incidence sont petits. On calcule la profondeur d'eau à partir de la cross-corrélation entre le champ montant et le champ descendant. Finalement, on estime la réflectivité du fond de la mer en cherchant dans un intervalle donné la valeur du scalaire de la réflectivité qui minimise l'énergie du signal suivant :

$$E = [P(p) + scal.Z(p)] (1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))^2$$

L'énergie  $E$  est minimale quand le résultat après filtrage ne contient plus que les arrivées primaires. Cependant, le filtre de Backus, ainsi estimé, n'est valable que dans le cas de la propagation verticale. De plus, une telle approche est très dépendante de la qualité des données : l'estimation du scalaire de calibration et du filtre de Backus peut dans ce cas être difficile. Finalement, une telle approche nécessite une paramétrisation différente pour chaque récepteur afin de choisir la fenêtre de calcul des coefficients. Ceci est très limitant en particulier lorsque l'on dispose d'une grande quantité de données.

### 3.2.3. Filtrage par décomposition élastique

La décomposition dans un milieu liquide des données en champ montant permet de s'affranchir uniquement des multiples fantômes. Cependant, en adoptant une décomposition élastique, c'est-à-dire, en supposant les récepteurs au niveau  $z_R^+$  (figure (2.11-b)), le champ montant ne contient ni les multiples fantômes, ni les peg-legs du côté du récepteur. Partant de cette propriété, [Amundsen95-c, Schalkwijk01, Muijs04] proposent une méthode de décomposition élastique des données dans le domaine  $(\tau, p)$  afin de permettre un traitement 2D. La théorie de cette approche est similaire à celle développée dans la partie (2.4.5). Le but est d'obtenir une estimation des champs montants et descendants en ondes  $P$  et  $S$  et d'estimer la contribution de chaque champ d'onde dans l'expression de la mesure de la vitesse et de la pression.

Pour aboutir à une telle décomposition, il est nécessaire de disposer des caractéristiques du fond de la mer : la vitesse des ondes  $P$ , la vitesse des ondes  $S$  et la densité à chaque position des récepteurs. Ces paramètres sont obtenus par inversion en sélectionnant l'arrivée directe sur les quatre composantes. Ces propriétés sont aussi utilisées pour l'atténuation des multiples du côté de la source [Schalkwijk01, Muijs04].



[Edme04] propose une méthode d'estimation de ces paramètres en prenant en compte une fenêtre dans la sismique et non plus en pointant l'arrivée directe. Le but étant de rendre la procédure de décomposition la plus automatique possible.

Cette approche de décomposition est très rigoureuse du point de vue théorique car elle est directement issue de l'équation de propagation. Elle considère que la propagation est 2D. Elle tient compte aussi de la propagation des ondes  $P$  et des ondes  $S$ . Cependant, dans la pratique, l'estimation des paramètres n'est pas robuste en présence de bruit. En particulier, en présence du bruit cohérent non modélisé dans les équations de décomposition. On a montré aussi à la fin du chapitre 2, que dans le cas où la vitesses des ondes  $S$  est faible dans le sédiment, les données  $P$  et  $S$  sont naturellement séparées.

### 3.3. Méthode robuste de sommation $PZ$

Les méthodes présentées précédemment tentent d'approcher la résolution théorique des problèmes des multiples. Cependant, elles considèrent l'acquisition parfaite en terme de couplage, d'orientation des capteurs et de bruit. Elles ignorent la différence entre les réponses impulsionnelles des systèmes d'acquisition. Elles nécessitent aussi la connaissance des caractéristiques du fond de la mer telles que la réflectivité, la vitesse des ondes  $P$ , la vitesse des ondes  $S$  ou la densité. On rappelle que ces grandeurs ne sont pas directement accessibles. Enfin, à l'exception de l'approche par décomposition, les méthodes acoustiques de sommation  $PZ$  ignorent la distance entre la source et les récepteurs. Elles supposent que la propagation est 1D.

Une bonne solution en traitement sismique est une méthode qui nécessite une paramétrisation la plus réduite possible, une stabilité d'un récepteur à un autre, une robustesse vis à vis du bruit ainsi qu'une rapidité de calcul suffisante pour permettre le traitement de toutes les données en un temps raisonnable.

Afin de répondre à ces critères, Soubaras [Soubaras96-a] propose une méthode d'atténuation des multiples du fond de la mer en trois étapes. Cette méthode a été initialement développée dans le cas d'une propagation verticale. Soubaras propose aussi dans [Soubaras99] une méthode 2D mais qui reste difficile d'accès.

Lokshtanov [Lokshtanov00] puis Soudani [Soudani05-a] généralisent l'approche 1D de Soubaras au cas d'une acquisition 2D. Soudani [Soudani06] donne aussi une approche 3D de cette technique. Dans la suite, on donnera une description complète de cette méthode tout en gardant le cadre général de la propagation établi précédemment. C'est-à-dire que les équations modélisant le géophone vertical et l'hydrophone sont écrites dans le domaine des ondes planes harmoniques. On détaillera les trois étapes de cette méthode dans le domaine  $(\omega, p)$  :

1. La calibration du géophone vertical soit par un scalaire, soit par un opérateur de calibration.
2. Atténuation des multiples fantômes.
3. Atténuation des multiples peg-legs.

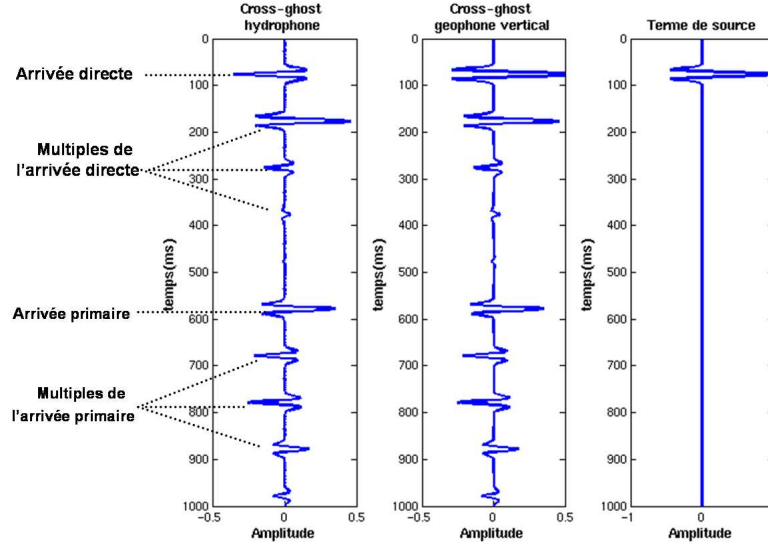


FIG. 3.7. Terme de cross-ghost du géophone vertical, de l'hydrophone et le terme de source.

### 3.3.1. Étape 1 : Estimation du terme de source et calibration des données

Les hydrophones et les géophones ne fournissent pas la même grandeur physique. Avant de combiner les données, il est nécessaire que les deux mesures soient homogènes. Les méthodes classiques présentées précédemment isolent l'arrivée directe ou une arrivée primaire et calculent le coefficient de calibration à partir de celle-ci. Soubaras propose une méthode de calibration qui exploite une partie des données (fenêtre en temps) et non plus une seule arrivée. Pour cela, il introduit dans le cas de la propagation verticale, deux nouvelles grandeurs que l'on généralise ici dans le domaine des ondes planes harmoniques :

$$\begin{aligned}\tilde{Z}(p) &= Z(p) (1 - \exp(2i\omega q_w z_R)) \\ \tilde{P}(p) &= P(p) (1 + \exp(2i\omega q_w z_R))\end{aligned}\quad (3.11)$$

$\tilde{P}(p)$  est appelé cross-ghost de l'hydrophone et  $\tilde{Z}(p)$  cross-ghost du géophone. Connaissant la profondeur des récepteurs, le cross-ghost revient à appliquer l'opérateur fantôme du géophone à l'hydrophone et vice versa. Les deux nouveaux signaux ont la propriété d'être en phase sauf pour l'arrivée directe comme le montre la figure (3.7) dans le cas d'une onde plane verticale.

En se rappelant les équations (3.2, 3.1), ces deux nouveaux signaux peuvent être combinés comme suit :

$$\tilde{S}_o(p) = \tilde{P}(p) - \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} \tilde{Z}(p) = -2S_o \quad (3.12)$$

On parlera alors du “**terme source**”  $\tilde{S}_o$  car la combinaison linéaire précédente donne directement le terme de l'arrivée directe. Elle fait disparaître toutes les autres arrivées. Ceci revient à dire, que dans le cas idéal, en prenant une fenêtre dans le temps suffisamment profonde, le terme de source est nul comme le montre la figure (3.7). Dans ce cas, le coefficient de calibration du géophone vertical est  $\frac{\rho_w}{iqP_w}$ .

Dans la réalité, beaucoup de facteurs interviennent dans la calibration : la différence entre les réponses impulsionnelles des dispositifs de mesure, le couplage des géophones au sol marin, l'orientation des capteurs, ...etc [Gratacos04, Gaiser98]. Dans ce cas, le terme de calibration des données dépend de la fréquence.

En notant  $G(\omega, p)$  l'opérateur de calibration, l'expression du terme de source dans le domaine  $(\omega, p)$  devient :

$$\tilde{S}_o(p) = \tilde{P}(p) - G(\omega, p) \tilde{Z}(p) \quad (3.13)$$

L'idée est d'estimer l'opérateur de calibration  $G(\omega, p)$  en minimisant l'énergie du terme de source  $\tilde{S}_o$  dans une fenêtre en temps  $[T_a, T_b]$ . Cette fenêtre ne doit pas contenir l'arrivée directe. L'opérateur ainsi calculé devra compenser la différence entre les réponses impulsionnelles des capteurs et d'éventuels mauvais couplage ou mauvaise orientation du géophone vertical [Gratacos04]. On prend l'hydrophone comme référence dans la calibration car il présente généralement une meilleure qualité de données. De plus, il n'est pas concerné par les problèmes de couplage [Soubaras96-a]. Le filtre de calibration est calculé en minimisant la fonction coût suivante :

$$E_{\tilde{S}_o} = \min_{[T_a, T_b]} \left\| \tilde{P}(p) - G(\omega, p) \tilde{Z}(p) \right\|^2 \quad (3.14)$$

La fonction coût dépend des termes de cross-ghost. Ces signaux dépendent à leur tour de la profondeur des capteurs. Généralement, cette profondeur est mesurée pendant l'acquisition mais reste approximative. Il est nécessaire d'estimer ce paramètre. Pour cela, le terme source est calculé pour différentes profondeurs prises dans un intervalle donné. On ne garde au final que le couple profondeur-opérateur de calibration qui minimise au mieux la fonction coût. Ceci revient à maximiser le coefficient de corrélation entre les deux termes de cross-ghost après la calibration. On applique ensuite le filtre ainsi estimé aux données du géophone vertical que l'on note  $Z_{cal}(p)$ .

A ce stade, on dispose de deux informations de contrôle de la qualité du traitement :

- **Critère qualitatif** : Il s'agit d'analyser les traces du terme source. Si des arrivées primaires sont observées dans ce dernier, ceci signifie que la calibration n'est pas optimale.
- **Critère quantitatif** : Il s'agit du coefficient de corrélation entre les données de cross-ghost après calibration. Tant que ce coefficient a une valeur proche de l'unité, la calibration est considérée comme bonne. A l'opposé, une faible valeur du coefficient de corrélation signifie une mauvaise calibration des données. Le géophone calibré et l'hydrophone ne sont pas dans ce cas suffisamment ressemblants. On peut tenter de modifier la paramétrisation en jouant sur la taille de l'opérateur, la longueur et la position en temps de la fenêtre de calcul afin d'améliorer les résultats.

### 3.3.2. Étape 2 : Atténuation des multiples fantômes

Une fois le géophone vertical calibré, les multiples fantômes sont filtrés par combinaison linéaire des données de l'hydrophone et du géophone calibré. Ceci revient à séparer le champ d'onde en champ montant et descendant au niveau des récepteurs (équation 3.7). Ces champs peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} V_U(p) &= P(p) + Z_{cal}(p) = -2\rho_w \left[ \frac{r}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right] \\ V_D(p) &= P(p) - Z_{cal}(p) = -2\rho_w \left[ \frac{1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} - \frac{R' \exp(2i\omega q_w z_R)}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right] \end{aligned} \quad (3.15)$$

Il est possible d'obtenir des résultats similaires pour l'atténuation des multiples fantômes des arrivées primaires (deuxième terme de la somme) en choisissant la combinaison linéaire suivante :

$$V'_U(p) = -[P(p) - Z_{cal}(p)] \exp(-2i\omega q_w z_R)$$

$$V'_D(p) = -[P(p) + Z_{cal}(p)] \exp(2i\omega q_w z_R)$$

Ce qui permet d'avoir :

$$\begin{aligned} V'_U(p) &= -\rho_w \left[ \frac{-2 \exp(-2i\omega q_w z_R)}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{2R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right] \\ V'_D(p) &= -\rho_w \left[ \frac{-2r \exp(2i\omega q_w z_R)}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} - \frac{2R' \exp(2i\omega q_w z_R)}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

On parlera de pseudo champ montant et descendant : les termes relatifs aux arrivées primaires dans les équations (3.15, 3.16) sont similaires alors que les termes de réverbération de la source sont différents. Les champs montants et descendants finaux peuvent s'écrire comme une combinaison linéaire des champs exacts et des pseudo champs d'ondes telle que :

$$\begin{aligned} V_U^{tot}(p) &= \alpha V_U(p) + (1-\alpha) V'_U(p) \\ V_D^{tot}(p) &= \alpha V_D(p) + (1-\alpha) V'_D(p) \end{aligned} \quad (3.17)$$

$\alpha$  est un coefficient de pondération pris dans l'intervalle  $[0, 1]$ . Physiquement, cette pondération revient à exploiter le fait que les multiples fantômes ne sont qu'une version décalée d'un temps de battement du champ montant. Il devient possible d'estimer le champ montant tout en exploitant le champ descendant et vice versa. On distingue deux valeurs particulières du coefficient de pondération. Dans le cas où  $\alpha = 1$ , le champ descendant n'est pas utilisé pour construire le champ montant (et vice versa). Dans le cas où  $\alpha = 0.5$ , les deux champs d'ondes contribuent d'une manière égale à la construction des champs montants et descendants. Ceci

a pour effet d'améliorer le rapport signal sur bruit car la variance du bruit est réduite d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Au final, les deux champs d'ondes s'écrivent :

$$V_U^{tot}(p) = -2\rho_w \left[ \frac{r\alpha - (1-\alpha)\exp(-2i\omega q_w z_R)}{(1+r\exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1+r\exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right]$$

$$V_D^{tot}(p) = -2\rho_w \left[ \frac{\alpha - (1-\alpha)r\exp(2i\omega q_w z_R)}{(1+r\exp(2i\omega q_w z_R))} - \frac{R'\exp(2i\omega q_w z_R)}{(1+r\exp(2i\omega q_w z_R))^2} \right] \quad (3.18)$$

Afin de simplifier l'expression de l'équation (3.18), on prend la notation suivante :

$$\begin{aligned} V_U^{tot}(p) &= V_{U_D}^{tot}(p) + V_{U_P}^{tot}(p) \\ V_D^{tot}(p) &= V_{D_D}^{tot}(p) + V_{D_P}^{tot}(p) \end{aligned} \quad (3.19)$$

où l'indice  $D$  indique le champ d'onde généré par la réverbération de l'arrivée directe dans la colonne d'eau et l'indice  $P$  le champ générés par les primaires.

### 3.3.3. Étape 3 : Atténuation des multiples peg-legs

Le champ montant résultant de l'étape précédente est toujours affecté par les multiples peg-legs. La solution théorique préconise le calcul du filtre de Backus et son application au champ montant (3.18). La profondeur de la mer étant estimée dans la première étape, il s'agit maintenant d'estimer le coefficient de réflectivité eau-sédiment. Une solution est de minimiser la fonction coût suivante en fonction du scalaire  $r$  :

$$S_{depeg} = \min \left\| V_U^{tot}(p) (1+r\exp(2i\omega q_w z_R))^2 \right\|^2 \quad (3.20)$$

On aboutit à un polynôme du troisième ordre en  $r$  dont les coefficients dépendent de l'autocorrélation du champ montant.

Une autre approche possible, mais sous-optimale, consiste à linéariser le problème en éliminant les multiples peg-legs du premier ordre. Le développement de Taylor des termes de réverbération des arrivées primaires  $V_{U_P}^{tot}(p)$  et  $V_{D_P}^{tot}(p)$  de (3.19) donne :

$$\begin{aligned} V_{U_P}^{tot}(p) &\simeq 2R' \left[ 1 - 2r\exp(2i\omega q_w z_R) + \right. \\ &\quad \left. 3r^2\exp(2i\omega q_w z_R)^2 + 4r^3\exp(2i\omega q_w z_R)^3 + \dots \right] So \\ V_{D_P}^{tot}(p) &\simeq 2R' \left[ \exp(2i\omega q_w z_R) - 2r\exp(2i\omega q_w z_R)^2 + \right. \\ &\quad \left. 3r^2\exp(2i\omega q_w z_R)^3 + 4r^3\exp(2i\omega q_w z_R)^4 + \dots \right] So \end{aligned} \quad (3.21)$$

On constate que l'on peut éliminer les multiples peg-legs du premier ordre en combinant les champs montants et descendants comme suit :

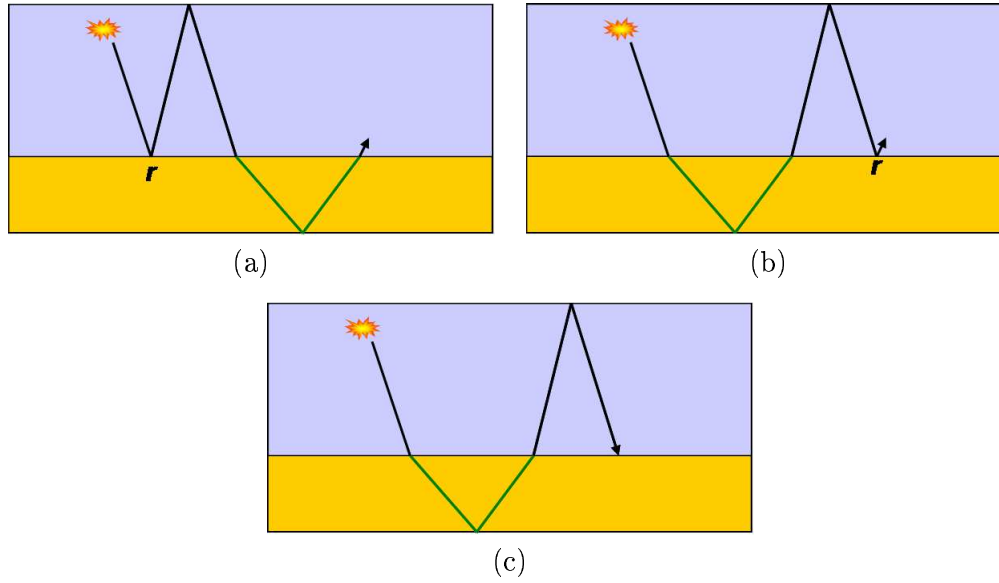


FIG. 3.8. Illustration des multiples fantômes et peg-legs du premier ordre. (a) Peg-leg côté source. (b) Peg-leg côté récepteur. (c) Multiple fantôme.

$$V_{DepegP}(p) \simeq V_{UP}^{tot}(p) - 2rV_{DP}^{tot}(p) \quad (3.22)$$

Le coefficient de réflectivité optimal est estimé en minimisant l'énergie du champ résultant de la soustraction du champ montant par le champ descendant calibré. Ceci revient à minimiser la fonction coût suivante :

$$S_{depeg2} = \min \left\| V_{UPrimaires}^{tot}(p) - 2rV_{DPrimaires}^{tot}(p) \right\|^2 \quad (3.23)$$

On parle dans ce cas de soustraction adaptative du champ descendant au champ montant. Physiquement, cette soustraction revient à dire qu'au premier ordre, les multiples fantômes sont identiques aux peg-leg à la différence que les deuxièmes ont subi deux réflexions au niveau du fond marin comme l'illustre la figure (3.8). En corrigeant le champ descendant de ces deux réflexions (ici  $2r$ ), les deux types de multiples deviennent identiques et peuvent donc se soustraire.

La figure (3.9) illustre la soustraction adaptative sur une trace synthétique contenant l'arrivée directe, l'arrivée primaire et leurs multiples. On constate que les multiples résiduels de l'arrivée primaire sont très atténués. La linéarisation du problème conduit à un résultat satisfaisant.

Cette méthode d'atténuation des multiples peg-legs n'est valable que pour les multiples des arrivées primaires. Il est important d'estimer l'opérateur de réflectivité en choisissant une fenêtre dans laquelle il n'y a pas de multiples de l'arrivée directe. Le filtrage des données par l'équation (3.22) conduira tout de même à une atténuation de ces multiples.

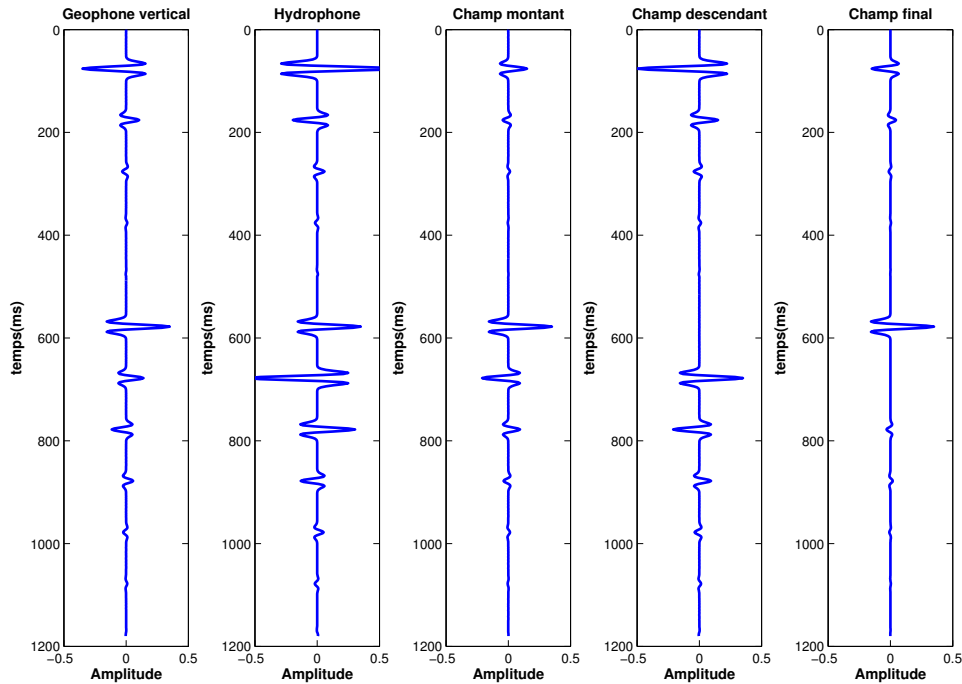


FIG. 3.9. Filtrage des multiples peg-legs au premier ordre par soustraction adaptative.

Dans la réalité, il est difficile de définir clairement l'interface eau-sédiment. Le fond de la mer est constitué de dépôts sédimentaires pouvant être vus comme un certain nombre d'interfaces très proches. La solution consiste à donner plus de degrés de liberté au calcul de la réflectivité du fond de la mer afin de moyennner les effets de l'interface eau-sédiment. On estime la réflectivité non plus comme un scalaire mais comme un opérateur d'une certaine longueur. Ceci autorise des variations de la réflectivité en fonction des fréquences. L'opérateur de réflectivité est obtenu en minimisant la fonction coût (3.23) par rapport aux coefficients du filtre  $r$ .

### 3.3.4. En résumé

L'algorithme de sommation en trois étapes présenté ici donne une solution 2D au problème des multiples de la colonne d'eau. Il permet de calibrer les données directement à partir d'une fenêtre prise dans la sismique. Le processus de calibration devient plus automatique et plus robuste. Il permet aussi l'estimation d'opérateurs de calibration en fonction des fréquences. On compense ainsi les effets d'un mauvais couplage et les différences dans les réponses impulsionnelles des systèmes de mesure.

La deuxième étape de l'algorithme permet l'atténuation des multiples fantômes tout en améliorant le rapport signal sur bruit. Finalement, la dernière étape permet l'atténuation des multiples peg-legs en linéarisant le problème. On estime un opérateur de réflectivité d'une certaine longueur afin de moyennner les effets de l'interface eau-sédiment.

Cet algorithme de sommation est 2D. Il est établi dans le domaine des ondes planes harmoniques se propageant dans un milieu stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. Cependant, lors d'une campagne sismique, les données enregistrées correspondent à la propagation d'ondes sphériques générées par des sources ponctuelles et isotropes. Il est nécessaire au préalable de décomposer les données enregistrées dans le domaine des ondes planes. Ceci est rendu possible grâce à la transformation  $(\tau, p)$  que l'on présente dans la partie suivante.

### 3.4. Décomposition en ondes planes ou transformation $(\tau, p)$

Nous avons vu dans la partie (2.2.2), que pour résoudre l'équation de propagation dans un milieu stratifié horizontalement au niveau des récepteurs, le problème est transposé dans le domaine des ondes planes harmoniques. Ceci est possible grâce à la transformation de Fourier-Hankel. C'est dans ce domaine des ondes planes harmoniques que les équations de la mesure du champ d'onde ont été établies. De plus, la théorie montre que la calibration des données et l'atténuation des multiples dans la sommation  $PZ$  dépendent de l'angle d'incidence des ondes. La décomposition en ondes planes est un préalable à l'application de l'algorithme de sommation.

Les mesures initiales effectuées par les hydrophones et les géophones correspondent à la réponse du sous-sol à la propagation d'ondes sphériques. Une onde sphérique est considérée comme plane lorsque celle-ci est très éloignée de la source. Cette hypothèse, généralement prise en sismologie n'est pas valable en sismique pétrolière où la distance entre les sources et les récepteurs est petite. Dans un milieu homogène, une onde plane peut être vue comme la superposition d'ondes sphériques. Ces ondes sont générées par des sources suffisamment proches, placées le long d'une ligne et émettant à des intervalles de temps réguliers. Cette décomposition est connue dans la littérature sous le nom de transformation de Radon linéaire ou transformation  $(\tau, p)$  [Yilmaz87].

On se place à partir de maintenant dans le cas de la sismique 2D, c'est-à-dire que la sources et les récepteurs sont placés sur une même ligne horizontale. La transformation  $(\tau, p)$  des données initiales en  $(x, t)$  est possible selon deux approches différentes.

Comme montré dans l'annexe 2, il existe deux méthodes permettant de transformer les données du domaine  $(x, t)$  où la propagation d'ondes est sphérique, vers le domaine des ondes planes  $(\tau, p)$ . Ces deux méthodes dépendent directement de la nature du profil sismique considéré et de l'hypothèse prise sur la source.

#### 3.4.1. Transformation de Hankel

On considère le milieu de propagation stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. Un tel milieu est invariant par rotation autour de l'axe vertical. On considère aussi que la source est ponctuelle et isotrope émettant des ondes sphériques dans le milieu. Dans ce cas, on obtient une invariance complète du modèle par rapport à l'azimut. En reprenant l'équation (2.18), l'ordre azimutal  $m$  vaut sous ces hypothèse 0. La décomposition dans le domaine des ondes planes harmonique d'une fonction  $\psi$  devient :



$$\hat{\psi}(k, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\omega t) dt \int_0^{+\infty} r J_0(kr) \psi(r, t) dr$$

En développant cette dernière équation et en exploitant les propriétés de la fonction de Bessel, on obtient une expression de la transformation  $(\tau, p)$  sous la forme :

$$\begin{aligned} u(p, \tau) &= \frac{1}{\pi} \int_0^p \frac{y(\tau, q)}{\sqrt{p^2 - q^2}} dq \\ y(\tau, q) &= \int_0^{+\infty} s(x, \tau - qx) x dx \end{aligned} \quad (3.24)$$

$s$  est le signal dans le domaine offset-temps  $(x, t)$  et  $u$  sa transformée dans le domaine intercept-lenteur  $(\tau, p)$ . Le lecteur est renvoyé à l'annexe 2 pour les détails de ce calcul.

L'équation (3.24) montre que la décomposition des données dans le domaine  $(\tau, p)$  revient à effectuer une sommation pondérée des données le long de droites définies par l'intercept  $\tau$  et la pente  $p$ . Cette pondération a pour but de compenser les effets de la divergence sphériques des ondes. Elle dépend non seulement de l'offset mais aussi de la sommation pondérée des droites de pentes inférieures [Dietrich90]. Plusieurs implémentations de cette transformation sont possibles [Wang97], en particulier à cause de la présence de singularités numériques.

L'expression (3.24) de la transformée de Hankel est rigoureuse du point de vue de la propagation. Cependant, dans le cas de présence de bruit ou d'amplitudes anormales, en particulier sur les longs offsets, les pondérations spatiales amplifient ces phénomènes.

La deuxième alternative de décomposition des données en ondes planes est la transformation de Radon linéaire ou "slant-stack".

### 3.4.2. Transformation par sommation linéaire (Slant Stack) :

On se place, ici aussi, dans le cas d'un milieu stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes. On considère que le profil sismique dont on dispose correspond à une ligne sismique 2D. Seule l'information selon l'axe  $Ox$  est accessible.

Afin de remédier au fait que l'on n'a pas accès à l'information selon l'axe  $Oy$ , on suppose que la source est linéique, infinie et émet des ondes cylindriques selon l'axe  $Oy$ . Dans ce cas, la propagation est invariante par translation selon cet axe et peut être ramenée à une propagation strictement 2D. On montre dans l'annexe 2 que la décomposition en ondes planes d'un tel profil s'obtient en sommant les données sur des droites d'intercept  $\tau$  et de pente  $p$  selon l'équation :

$$u(\tau, p) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, \tau - px) dx \quad (3.25)$$

Cette formulation est intéressante puisqu'elle est stable numériquement et facile à mettre en oeuvre. Cependant, l'hypothèse prise sur la source n'est pas réaliste. Les sources sismiques sont non seulement de dimension finie mais aussi considérées comme ponctuelles. L'application de cette transformation sur des profils 2D obtenus avec des sources ponctuelles conduit à une

distorsion des amplitudes et des phases [Treitel80, Dietrich90]. Afin d'éviter ces problèmes, [Amundsen94, Wapenaar92] proposent d'appliquer des filtres de compensation de la divergence sphérique pour la rendre cylindrique. Ceci a pour effet de modéliser une source linéique infinie à partir d'une source ponctuelle. Dans notre cas de traitement des multiples du fond de l'eau, cette étape n'est pas nécessaire.

En effet, les filtres de compensation mentionnés ci-dessus concernent la distorsion des amplitudes relatives entre primaires [Wapenaar92]. Cependant, l'algorithme de sommation  $PZ$  que nous avons présenté repose sur l'exactitude des amplitudes relatives entre les primaires et leurs multiples qui ont battu dans l'eau. Ces derniers ont subi une décroissance supplémentaire en amplitude en  $1/r$  par rapport à l'amplitude de l'arrivée primaire due à la propagation dans un milieu homogène [Newman73]. Cette décroissance s'écrit encore en fonction des temps de trajet et de la vitesse dans l'eau sous la forme :  $1/(tV_w)$ . Afin de rendre cette divergence cylindrique en  $1/\sqrt{r}$ , au lieu de sphérique en  $1/r$ , il suffit d'appliquer une compensation en  $\sqrt{r} = \sqrt{tV_w}$  ou encore en  $\sqrt{t}$  sur les données initiales avant d'appliquer la transformation dans le domaine  $(\tau, p)$  par "slant-stack". Dans la suite, on gardera cette approche pour la décomposition en ondes planes des profils sismiques 2D.

La transformation de Radon linéaire porte sur les coordonnées spatiales, il est important de considérer le problème lié à l'échantillonnage des sources en espace.

### 3.4.3. Condition d'échantillonnage

Bien que les transformations précédentes soient écrites en continue, en réalité, les données sont échantillonnées en temps et en espace. L'échantillonnage temporel est rarement un problème. Par contre, il est nécessaire que la discrétisation des données en espace satisfasse la condition de Shannon afin d'éviter les repliements des spectres (aliasing spatial) [Turner90]. Cette condition d'échantillonnage spatial s'écrit dans le domaine  $(\tau, p)$  sous la forme [Robinson67, Treitel80] :

$$\Delta x \leq \frac{1}{2f_{max}p_{max}} \quad (3.26)$$

$\Delta x$  est la distance entre les tirs dans le domaine  $(x, t)$ ,  $f_{max}$  la fréquence maximale de la sismique et  $p_{max}$  la lenteur horizontale maximale présente dans les données.

L'autre problème inhérent à l'échantillonnage des données est le nombre limité de traces. La ligne des tirs ou des récepteurs n'est pas infinie, les données sont tronquées. Cette troncature introduit des artefacts sur les transformées [Zhou94, Dietrich90]. Une solution est d'appliquer des fenêtres d'apodisation en espace ou d'appliquer une transformation dite par inversion [Hugonnet98] afin de minimiser ces bruits.

### 3.5. Application sur données synthétiques

#### 3.5.1. Modèle synthétique 2D dans le domaine $(x, t)$

Les données synthétiques utilisées pour valider l'algorithme de sommation sont issues d'un modèle à 11 couches dont les paramètres sont décrits dans la figure (3.10).

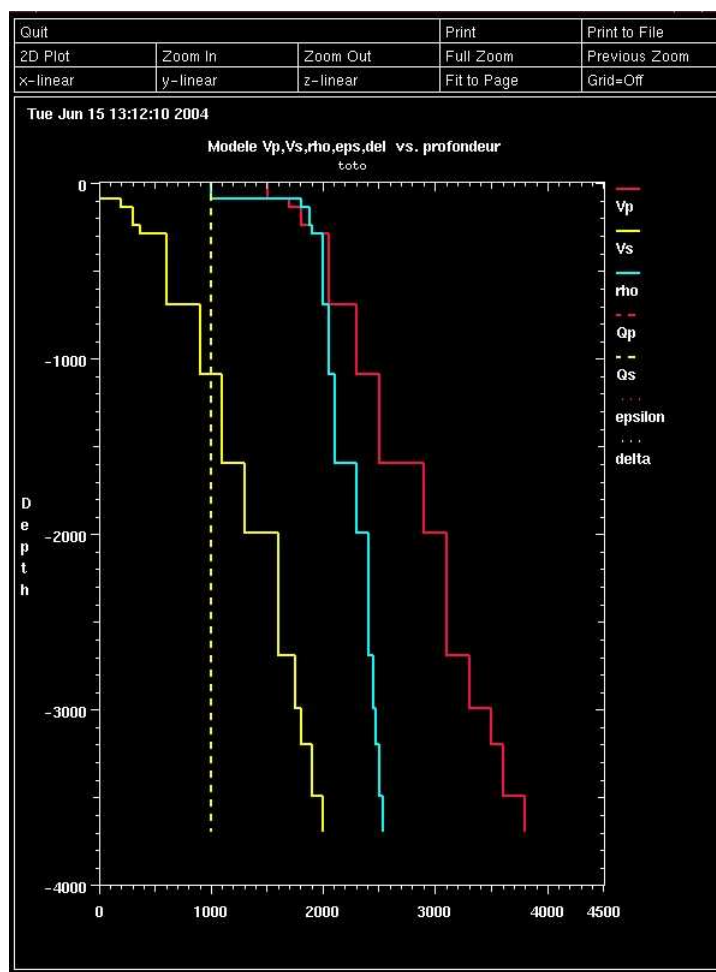


FIG. 3.10. Paramètres du modèle synthétique  $\rho$ ,  $v_P$  et  $v_S$  ( $Q_P$  et  $Q_S$  sont les paramètres d'atténuation et valent 1000.  $\epsilon$  et  $\Delta$  sont les paramètres d'anisotropie et valent 0).

La profondeur de la mer est de 100m, la source est ponctuelle et émet un signal modélisé par un ricker d'ordre 2 de fréquence centrale de 60Hz. La distance entre les tirs est de 6.25m. On ne considère ici qu'un seul récepteur puisque le modèle est isotrope et stratifié 1D. Le récepteur est disposé sur le fond de la mer. L'hydrophone est à la profondeur de 99.95m et le géophone est enterré à 100.05m. Le couplage de ce dernier avec le sol marin est supposé parfait.

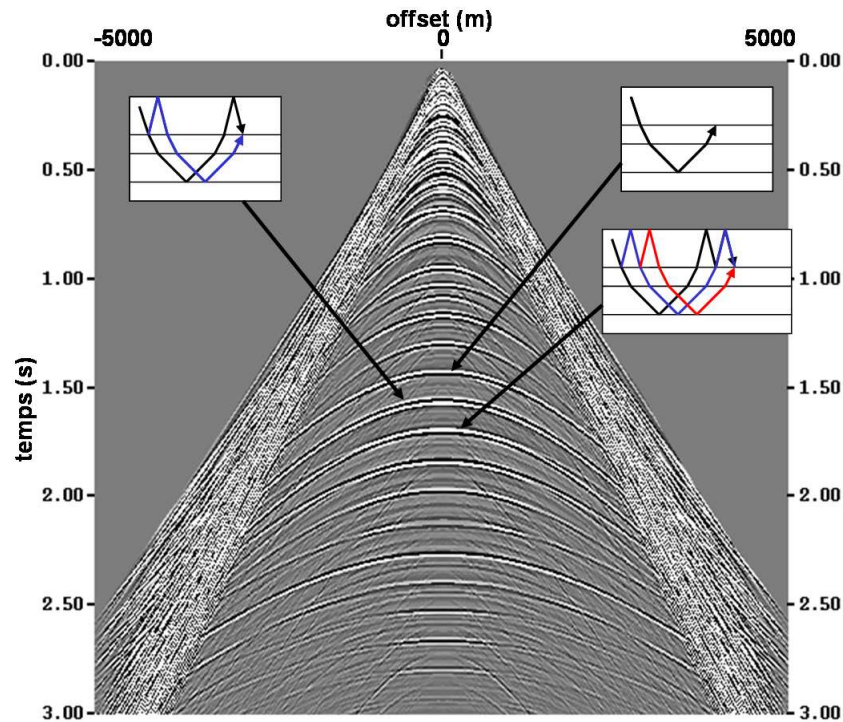


FIG. 3.11. Illustration, dans le domaine  $(x, t)$  d'une arrivée primaire et de ces multiples du premier et second ordre sur les données de l'hydrophone obtenues par le modèle synthétique.

Même si le schéma d'acquisition est une ligne en deux dimensions, la propagation des ondes  $P$  et  $S$  modélisée ici est sphérique. La figure (3.11) montre une section RC de l'hydrophone dans le domaine  $(x, t)$  sur laquelle on donne un exemple d'une arrivée primaire et quelques uns de ces multiples du premier et second ordre.

On applique la transformation  $(\tau, p)$  sur les données de l'hydrophone et du géophone vertical compensées selon une loi en  $\sqrt{t}$ . La figure (3.12) montre les mêmes évènements que ceux de la figure (3.11) mais cette fois-ci dans le domaine  $(\tau, p)$ .

La figure (3.13) compare les données initiales de l'hydrophone et du géophone vertical dans le domaine  $(x, t)$  et  $(\tau, p)$ .

### 3.5.2. Atténuation des multiples sur les données synthétiques

Décomposer les données en ondes planes permet de se placer dans le domaine ad hoc pour la sommation  $PZ$  décrite dans la partie précédente. On rappelle que les trois étapes de cette méthode sont :

1. la calibration des données du géophone vertical,

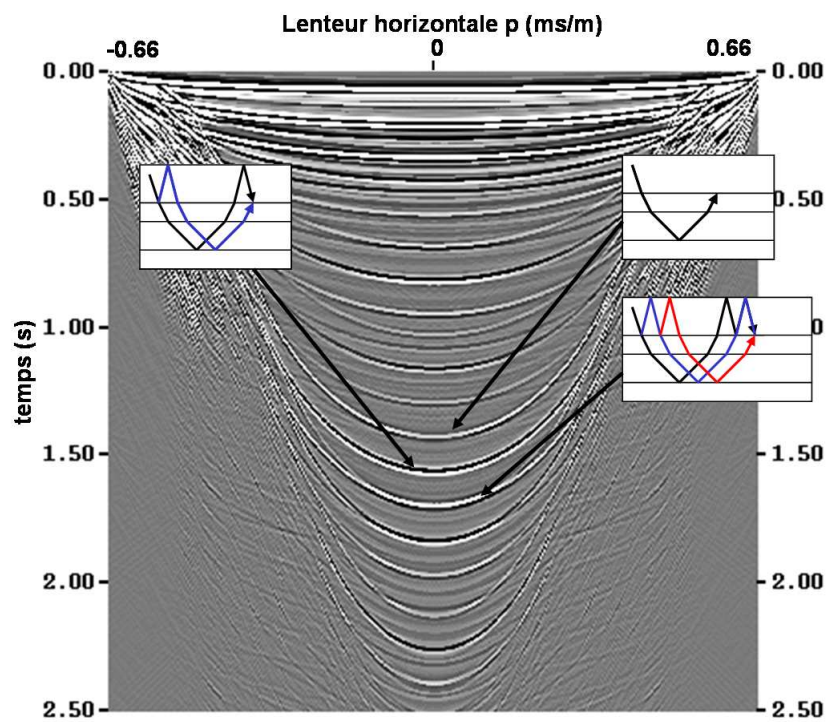


FIG. 3.12. Illustration, dans le domaine  $(\tau, p)$ , d'une arrivée primaire et de ces multiples fantômes et peg-legs (côté source uniquement) du premier et second ordre sur les données de l'hydrophone obtenues par le modèle synthétique.

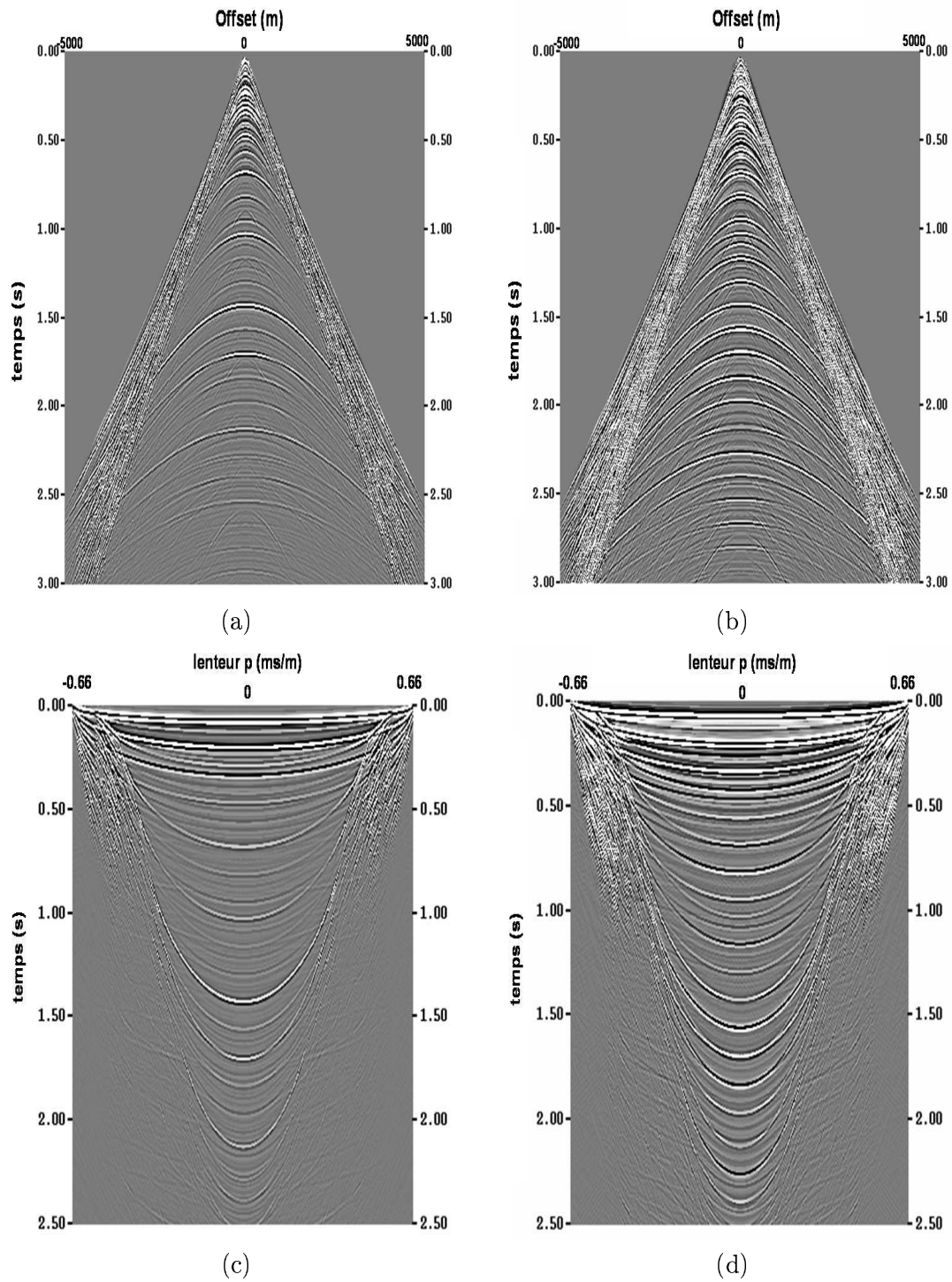
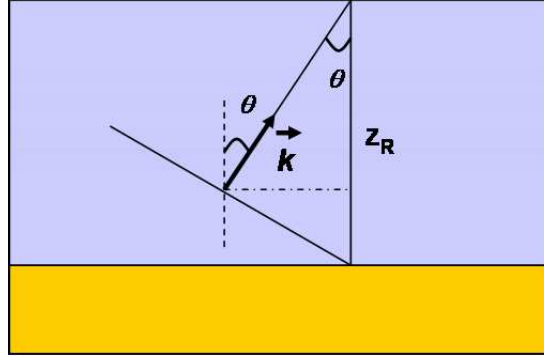


FIG. 3.13. Récepteur commun synthétique. (a) Géophone vertical initial dans le domaine  $(x, t)$ . (b) Hydrophone initial dans le domaine  $(x, t)$ . (c) Géophone vertical dans le domaine  $(x, t)$ . (d) Hydrophone initial dans le domaine  $(\tau, p)$ .

FIG. 3.14. Période des multiples dans le domaine  $(\tau, p)$ .

2. l'atténuation des multiples fantômes et
3. l'atténuation des multiples peg-legs.

Dans un premier temps, le traitement est effectué trace à trace. La méthode de sommation est appliquée indépendamment pour chaque lenteur  $p$ . On verra plus loin dans le chapitre, une deuxième méthode qui exploite la redondance de l'information dans le domaine  $(\tau, p)$ .

### Calibration du géophone vertical

Les données synthétiques dont on dispose ici simulent un couplage parfait du géophone. Théoriquement, la calibration des données du géophone est un scalaire. Il compense la projection des données sur la verticale et de l'impédance de l'eau (équation (3.12)). En d'autres termes, en prenant l'hydrophone comme référence, le scalaire de calibration varie en  $\frac{\rho_w V_w}{\sqrt{1-p^2 V_w^2}}$ .

Dans la pratique, on commence par estimer les termes de cross-ghost définis par les équations (3.11) :

$$\begin{aligned}\tilde{Z}(p) &= Z(p) (1 - \exp(i\omega\Delta T(p))) \\ \tilde{P}(p) &= P(p) (1 + \exp(i\omega\Delta T(p)))\end{aligned}$$

Pour cela, il est nécessaire de connaître pour chaque lenteur  $p$  la période de battement dans la colonne d'eau. Cette période ne correspond pas au temps de parcours d'une onde d'angle d'incidence  $\theta$  dans l'eau, mais le temps que met cette onde pour parcourir la distance  $2\Delta z = 2z_R \cos \theta$  (figure (3.14)). Connaissant la profondeur des récepteurs, la période des multiples de la colonne d'eau pour chaque lenteur  $p$  est obtenue selon l'équation :

$$\Delta T(p) = 2q_w z_R = \frac{2z_R}{V_w} \sqrt{1 - p^2 V_w^2} \quad (3.27)$$

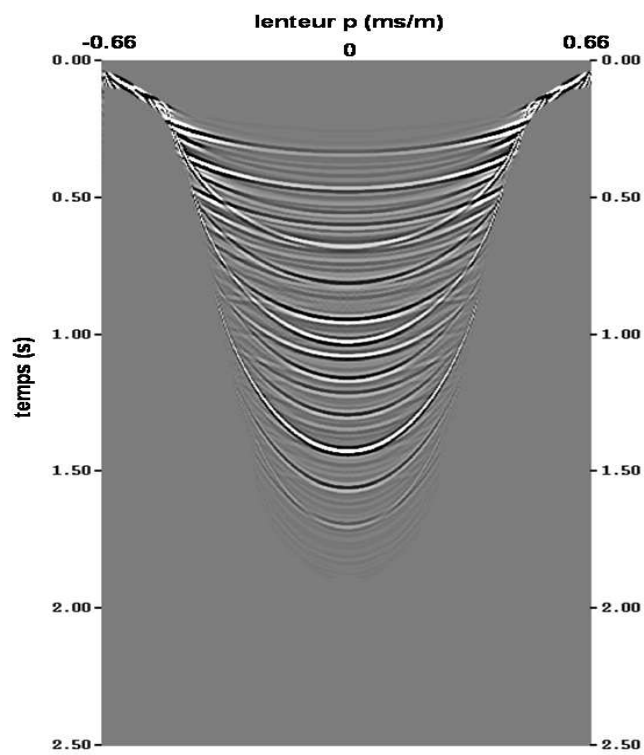


FIG. 3.15. Allure de la fenêtre en temps utilisée pour la minimisation du terme de source.



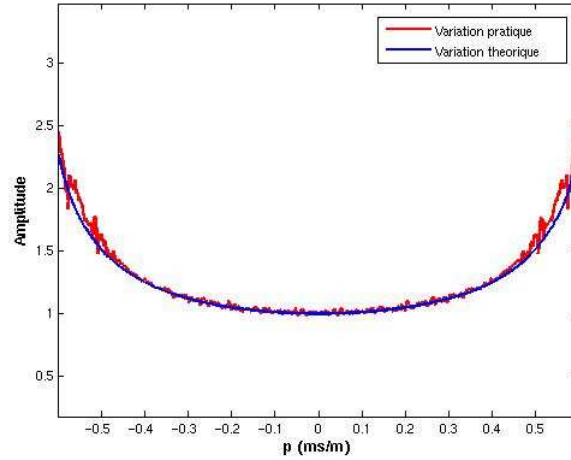


FIG. 3.16. Comparaison de la variation théorique et la variation estimée du scalaire de calibration en fonction de  $p$ .

On définit ensuite une fenêtre en temps dans le domaine  $(\tau, p)$  de telle manière à exclure l'arrivée directe. Cette fenêtre exclut aussi les bruits de la transformée présents dans les grandes valeurs de  $p$  comme le montre la figure (3.15).

Puis, on calcule le filtre ou le scalaire de calibration en minimisant dans la fenêtre sélectionnée le terme de source définie par :

$$E_{\tilde{S}_o} = \min_{[T_a, T_b]} \left\| \tilde{P}(p) - G(\omega, p) \tilde{Z}(p) \right\|^2$$

La figure (3.16) montre la variation du scalaire de calibration en fonction de  $p$ . On constate que la variation estimée suit la courbe théorique sauf pour les grands  $p$ . Ceci s'explique par le fait que l'intervalle sur lequel on minimise le terme de source est petit et comprend des bruits de transformée introduisant des erreurs dans l'estimation.

La figure (3.17) montre la section  $(\tau, p)$  du terme de source estimé. On vérifie bien que cette section comprend essentiellement l'arrivée directe.

La visualisation du terme de source constitue un contrôle de traitement. Ce terme peut être vu comme le résidu de la calibration, c'est-à-dire les données présentes dans l'une des mesures et que l'on n'arrive pas à expliquer par la calibration. Tant que ce résidu ne contient pas d'arrivées cohérentes correspondant à des ondes  $P$ , la calibration est satisfaisante. Cependant, il peut contenir des bruits cohérents correspondant aux effets de troncature comme le montre la figure (3.17).

En estimant un opérateur de calibration, on arrive à des résultats très similaires à ceux obtenus par un scalaire. La figure (3.18) montre l'allure de l'opérateur de calibration pour différentes valeurs de  $p$  ainsi que pour  $p = 0$ . On constate que l'opérateur est stable d'une valeur de  $p$  à l'autre sauf pour les grandes lenteurs. Pour ces valeurs, la variation de l'amplitude et de la phase des opérateurs n'est plus consistante d'une trace à l'autre.

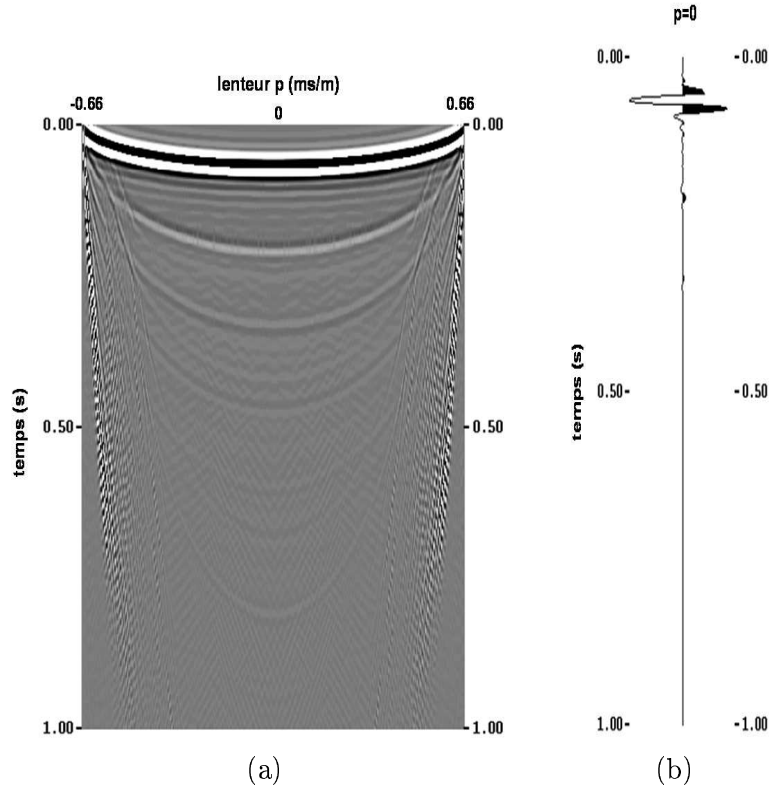


FIG. 3.17. Estimation du terme de source sur les données synthétiques (a) Terme source dans le domaine  $(\tau, p)$ (b) Terme de source pour  $p = 0$ .

### Atténuation des multiples fantômes

Une fois les données du géophone vertical calibrées, l'atténuation des multiples fantômes s'effectue en combinant les données trace à trace afin de les décomposer en champs montants et descendants. Cette combinaison exprimée par l'équation (3.18) dépend du coefficient de pondération  $\alpha$ . On ne s'intéresse ici qu'aux deux valeurs  $\alpha = 1$  et  $\alpha = 0.5$ . La première correspond à une sommation simple des données de l'hydrophone et du géophone calibré. La deuxième pondération fait intervenir les multiples de l'ordre supérieur afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Dans le premier cas où  $\alpha = 1$ , la séparation en champs montants et descendants est effectuée selon la relation :

$$V_U(p) = P(p) + Z_{cal}(p)$$

$$V_D(p) = P(p) - Z_{cal}(p)$$

Dans le cas où  $\alpha = 0.5$ , la séparation en champs montants et descendants s'obtient grâce à la combinaison :

$$V_U(p) = \frac{1}{2} [1 - \exp(-2i\omega q_w z_R)] P(p) + \frac{1}{2} [1 + \exp(-2i\omega q_w z_R)] Z_{cal}(p)$$

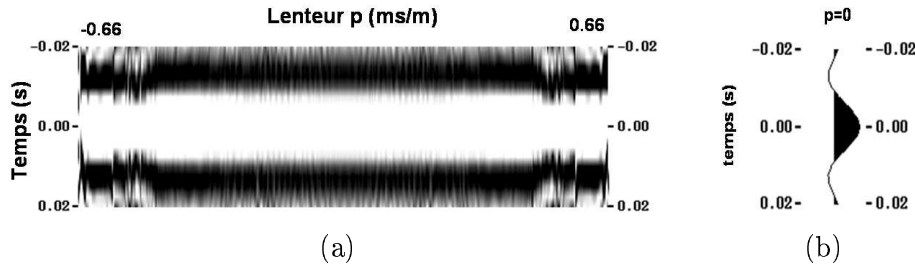


FIG. 3.18. Opérateurs de calibration : (a) calculés sur chaque trace dans le domaine  $(\tau, p)$  (b) opérateur de calibration pour  $p = 0$ .

$$V_D(p) = \frac{1}{2} [1 - \exp(2i\omega q_w z_R)] P(p) - \frac{1}{2} [1 + \exp(2i\omega q_w z_R)] Z_{cal}(p)$$

En comparant les résultats de la décomposition pour les deux valeurs de pondération dans la figure (3.19), on constate que les différences sur le champ montant et descendant concernent l'arrivée directe et ses réverbérations, ainsi que les bruits de la transformée. Cependant, il ne concerne pas les arrivées primaires et leurs multiples. Ceci veut dire que cette pondération n'affecte pas le traitement des ondes primaires.

A ce stade du traitement, les multiples fantômes sont rejetés dans le champ descendant. Le champ montant reste affecté par les multiples peg-legs (figure (3.20)).

### Atténuation des multiples peg-legs

L'atténuation des multiples peg-legs est effectuée par soustraction adaptative entre le champ descendant multiplié par deux fois la réflectivité du fond marin (équation 3.22) et le champ montant. Cette réflectivité peut être soit un opérateur soit un scalaire. L'estimation est effectuée en minimisant l'énergie de la soustraction adaptative sur une fenêtre prise sur les données selon la relation (équation (3.23)) :

$$S_{depeg_{[T_a, T_b]}} = \min \|V_U(p) - 2rV_D(p)\|^2$$

Les tests sur les données synthétiques montrent que l'estimation de la réflectivité pour chaque valeur de  $p$  est délicate et dépend de la fenêtre de calcul. La figure (3.21) illustre la variation théorique et estimée du coefficient de réflexion du fond marin. On constate que l'estimation est instable d'une valeur de  $p$  à l'autre. Lorsque l'on estime un opérateur d'une certaine longueur, ce dernier est instable non seulement en amplitude mais aussi en phase comme le montre la figure (3.22).

Ces instabilités s'expliquent par le fait que les grandes valeurs de  $p$  sont affectées par les bruits de la transformation  $(\tau, p)$ . De plus, la fenêtre contenant le signal utile pour l'estimation de la réflectivité se réduit en fonction de  $p$ . Dans le cas où des arrivées primaires interfèrent

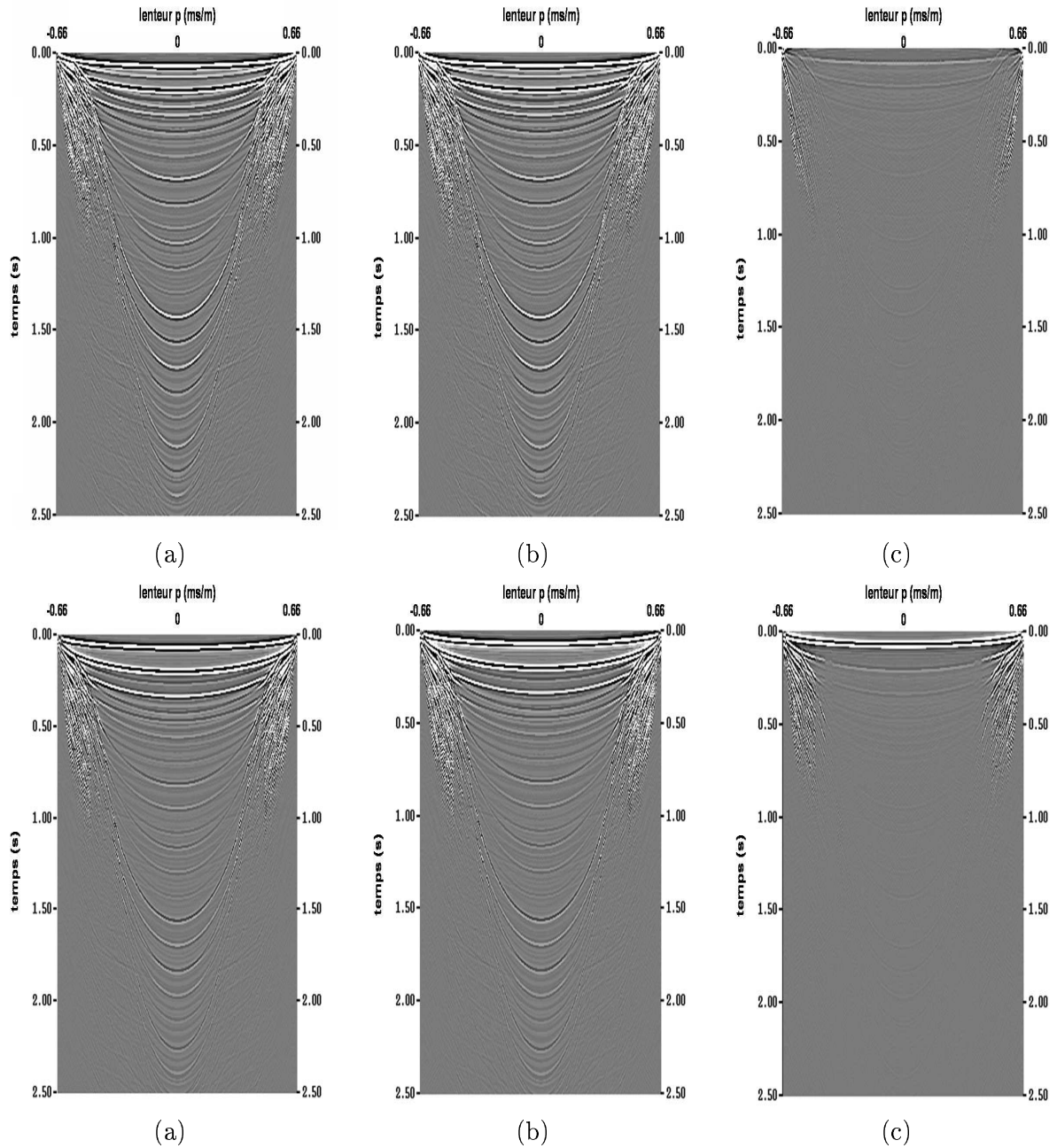


FIG. 3.19. Décomposition des données en champ montant -première ligne- et champ descendant -deuxième ligne- dans le domaine  $(\tau, p)$ . (a) coefficient de pondération  $\alpha = 0.5$  (b) coefficient de pondération  $\alpha = 1$  (c) différence (a)-(b) dans la décomposition par les deux coefficients.

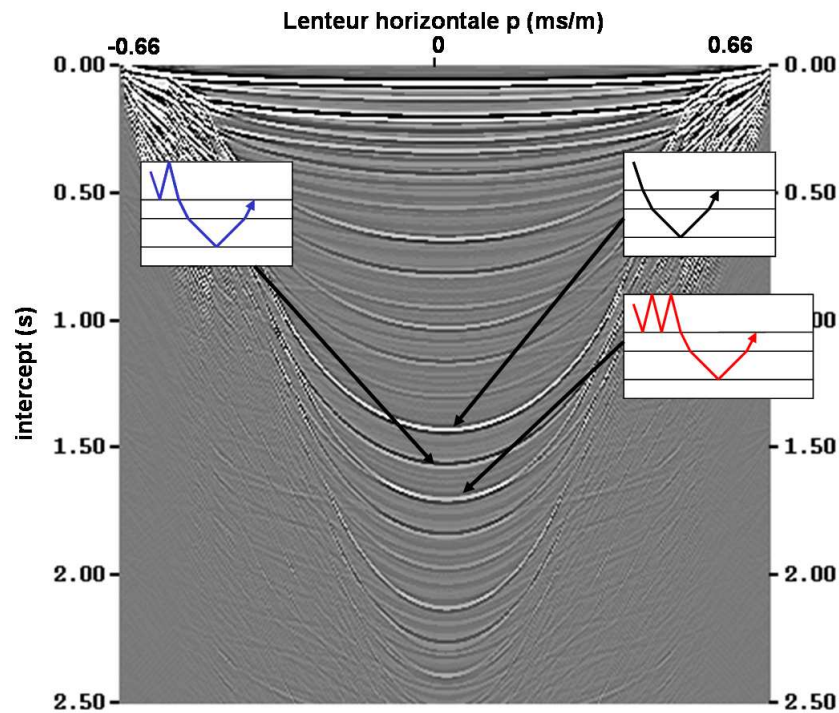


FIG. 3.20. Illustration d'une arrivée primaire et des multiples peg-legs (côté source uniquement) du premier et second ordre sur le champ montant.

avec des arrivées multiples dans des petites fenêtres de calcul, l'estimation de la réflectivité s'effectue en minimisant l'énergie de l'interférence introduisant un biais dans la valeur de  $r$  (car seule l'énergie des multiples doit être minimum). On voit ici les limites du traitement des données trace à trace dans le domaine  $(\tau, p)$  car une telle approche n'exploite pas la redondance de l'information d'une lenteur à l'autre.

Malgré les instabilités de la réflectivité estimée, la soustraction adaptative permet d'obtenir une bonne atténuation des multiples peg-legs comme le montre la figure (3.23-c).

La différence entre le résultat final après atténuation des multiples et l'hydrophone initial sur la figure (3.23-d) confirme que la méthodologie de filtrage des multiples de la tranche d'eau, présentée dans ce chapitre, préserve l'amplitude des arrivées primaires.

### Synthèse des données dans le domaine $(x, t)$ :

Les autres étapes du traitement des données OBC tel que la migration sont généralement effectuées dans le domaine  $(x, t)$ . Il est nécessaire de quantifier l'efficacité du traitement des données dans le domaine initial. La figure (3.24) compare les résultats après atténuation des multiples du fond de l'eau aux données initiales du géophone vertical et de l'hydrophone. Cette figure compare aussi les résultats du traitement aux données de référence obtenues par modélisation en supprimant l'effet de la surface libre. Les multiples ont été atténués tout en préservant l'amplitude des arrivées primaires. Cependant, les multiples de l'arrivée directe

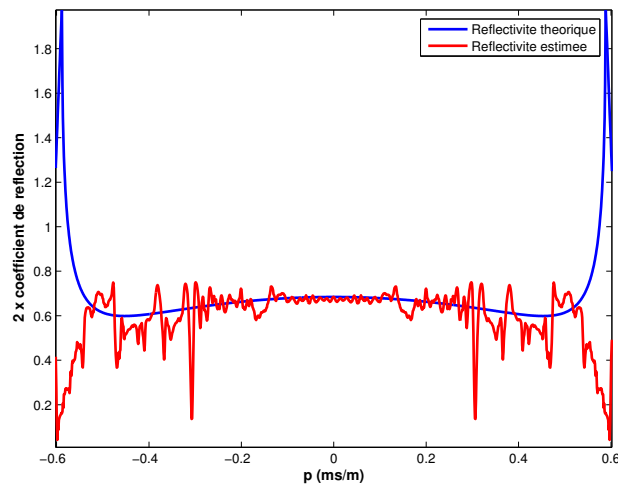


FIG. 3.21. Variation théorique et estimée de la réflectivité du fond de l'eau.

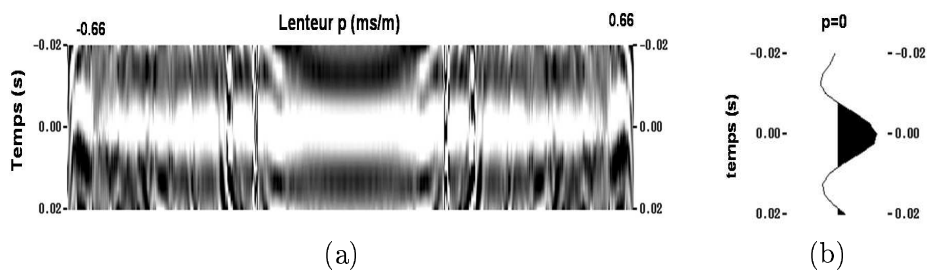


FIG. 3.22. Opérateur de réflectivité : (a) calculé sur chaque trace dans le domaine  $(\tau, p)$  (b) opérateur de réflectivité pour  $p = 0$ .

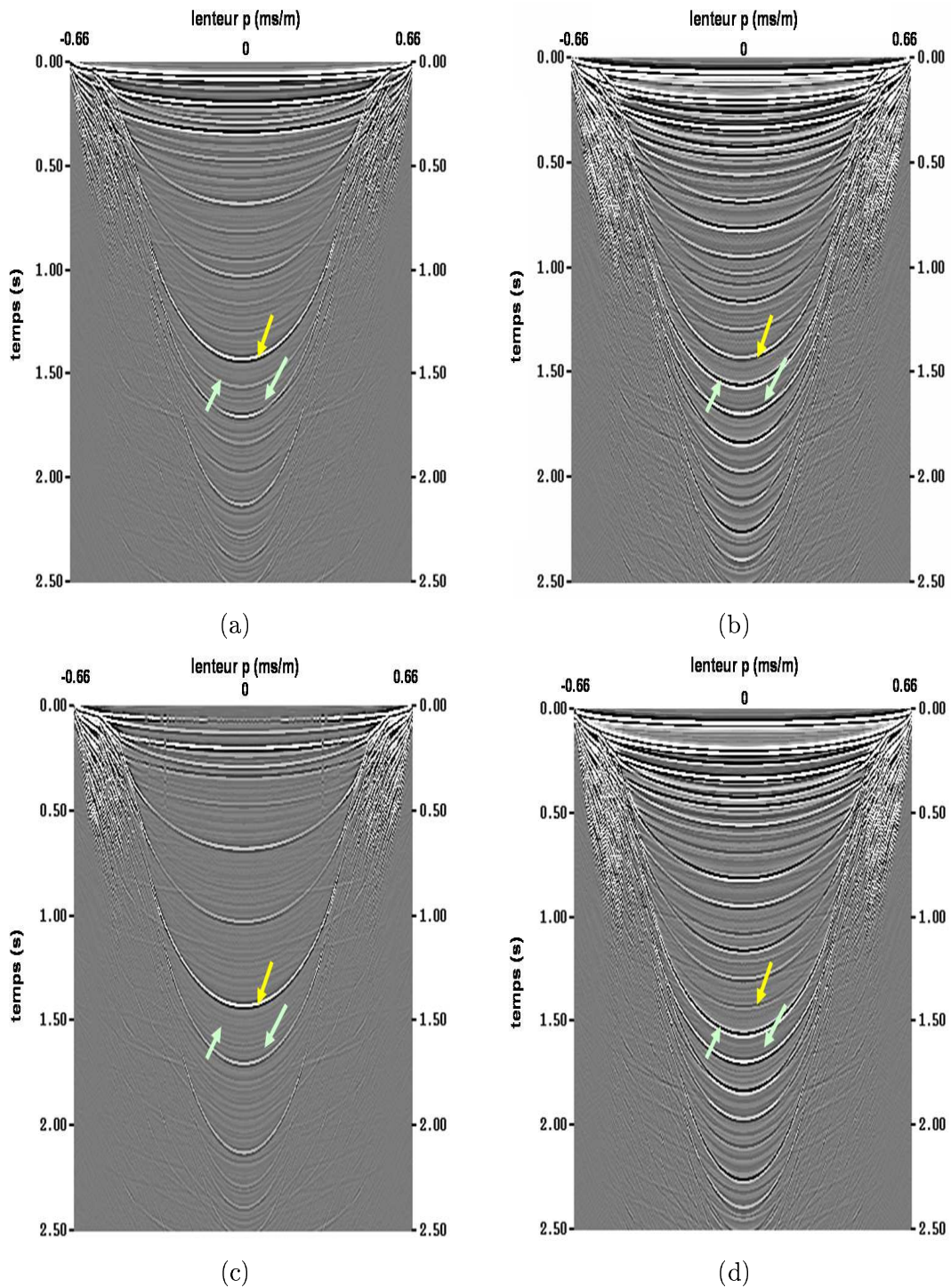


FIG. 3.23. Récapitulation des différentes étapes de filtrage des multiples du fond de l'eau dans le domaine  $(\tau, p)$ . (a) Géophone vertical initial. (b) Hydrophone initial. (c) Champ montant. (d) Champ montant filtré des peg-legs. Flèches jaunes : primaire. Flèches vertes : multiples.

sont uniquement atténués confirmant les résultats théoriques obtenus au début de ce chapitre.

### 3.6. Approche globale de la sommation $PZ$ dans le domaine $(\tau, p)$

L'algorithme de sommation présenté précédemment traite les traces dans le domaine  $(\tau, p)$  indépendamment les unes des autres. Il ne cherche pas à exploiter la redondance de l'information sur des traces successives. Ceci s'est avéré particulièrement préjudiciable lors de l'estimation de la réflectivité du sol marin (figure (3.21)). Afin de minimiser les étapes de calcul, la première idée consiste à définir une fonction coût unique pour toute la section  $(\tau, p)$ . Cette nouvelle fonction s'écrit en temps sous la forme :

$$Cout_{[T_a, T_b]_p} = \sum_p \|s_1(p) - g(p) \star s_2(p)\|^2 \quad (3.28)$$

où  $\star$  est le produit de convolution et  $s_1$  et  $s_2$  sont les deux signaux intervenant dans l'estimation des opérateurs. Ils peuvent être soit les signaux cross-ghost, soit les champs montants et descendants.  $g$  est le filtre de calibration que l'on cherche à estimer pour chaque valeur de  $p$ . Il est soit l'opérateur de calibration du géophone vertical soit l'opérateur de réflectivité.  $[T_a, T_b]_p$  est la fenêtre en temps dans laquelle on cherche à minimiser la fonction coût globale.

On montre dans l'annexe 6 que cette nouvelle fonction coût est strictement équivalente au traitement trace à trace et n'exploite pas la redondance de l'information en  $p$ . Afin de rendre la fonction coût vraiment globale, c'est-à-dire, en faisant intervenir toute la section dans le calcul de chaque opérateur, on applique une régularisation du type Tikhonov. La fonction coût est modifiée et devient :

$$Cout_{[T_a, T_b]_p} = \sum_p \|s_1(p) - g(p) \star s_2(p)\|^2 + \xi \left\| \frac{\partial g}{\partial p} \right\|^2 \quad (3.29)$$

Cette régularisation revient à dire que l'on cherche à minimiser la fonction coût au sens des moindres carrés tout en autorisant une variation de l'opérateur d'une valeur de  $p$  à l'autre. D'après l'allure théorique de la réflectivité montrée dans la figure (3.21), cette variation est lisse.  $\xi$  doit être interprété comme le poids de la connaissance a priori dans l'estimation de la réflectivité. Ce paramètre permet de régulariser et de lisser la variation de  $r$ . Le choix de ce paramètre peut s'avérer difficile. Il ne doit pas être trop faible sinon on retomberait dans le cas de la fonction coût (3.28). Il ne doit pas être non plus trop élevé car la contrainte lors de la minimisation serait trop forte et conduirait à un mauvais résultat.

Même si cette méthode permet d'avoir une fonction coût globale, le nombre de variables reste très élevé. On cherche à estimer un opérateur d'une certaine longueur  $L$  par trace. En notant  $NP$  le nombre de traces dans le domaine  $(\tau, p)$ , l'estimation des opérateurs revient à résoudre un système linéaire de  $L \times NP$  variables. Dans le cas des données synthétiques présentées précédemment,  $NP = 1200$ . Ceci constitue un trop grand nombre de degrés de liberté.



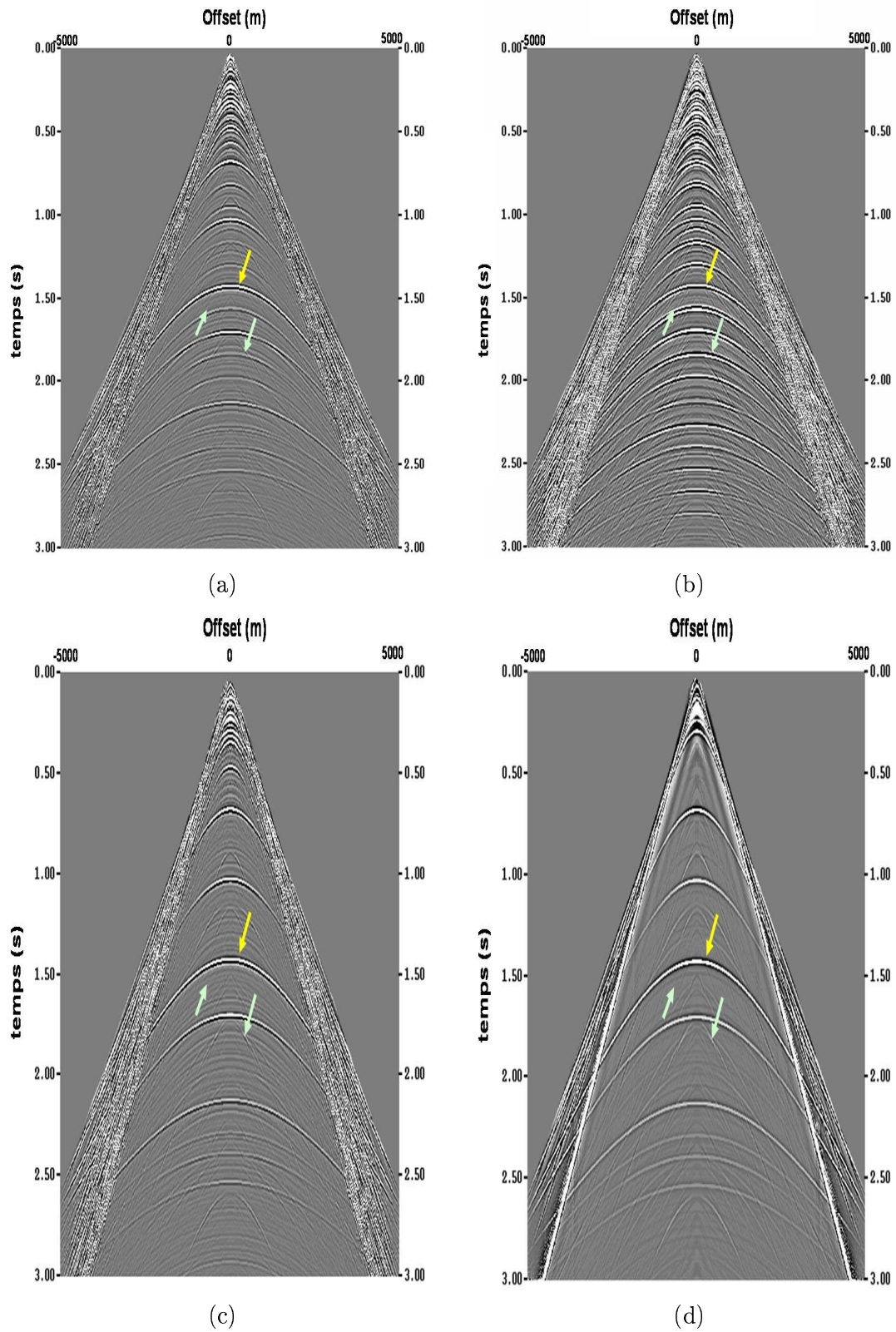


FIG. 3.24. Comparaison des résultats du traitement dans le domaine  $(x, t)$ . (a) Géophone vertical initial. (b) Hydrophone initial. (c) Section PZ après traitement.

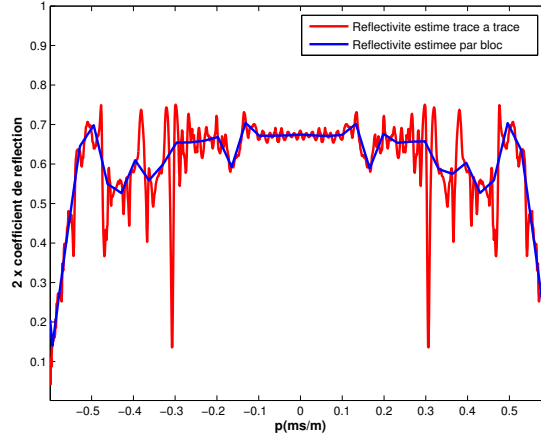


FIG. 3.25. Variation de l'estimation de la réflectivité du fond de l'eau en fonction de la lenteur  $p$ . Rouge : estimation trace à trace. Bleu : estimation par blocs de 20 traces.

Une alternative à la régularisation selon Tikhonov est de diminuer le nombre de variables dans le problème de l'estimation des opérateurs. On fait l'hypothèse que la variation des opérateurs est linéaire par morceaux en fonction de  $p$ . Ceci revient à estimer les filtres sur une grille plus lâche que la grille initiale. Grâce à cette nouvelle grille, les données sont partagées en un certain nombre de blocs dans le domaine  $(\tau, p)$ . Les opérateurs sont estimés uniquement sur les sommets de cette grille. Les opérateurs à l'intérieur des blocs sont linéairement interpolés. Cette nouvelle fonction coût s'écrit sous la forme :

$$Cout_{fen} = \sum_p \|s_1(p) - g_{Grille}(p) \star s_2(p)\|^2 \quad (3.30)$$

tel que :

$$g_{Grille}(p) = \mu g(p_M) + (1 - \mu) g(p_{M+1}) \quad (3.31)$$

où  $g(p_M)$  est l'opérateur défini sur la grille à la position  $M$  et  $\mu$  les coefficients de pondération de l'interpolation linéaire pris dans l'intervalle  $[0, 1]$ . On obtient ainsi une fonction coût globale dans laquelle le nombre de variables est réduit d'un facteur  $NT$  tel que  $NT$  est le nombre de traces contenu dans chaque bloc.

Les détails du calcul de la minimisation de la fonction coût sont développés dans l'annexe 6. On constate que pour les opérateurs de chaque bloc, les deux blocs voisins interviennent explicitement dans l'expression de celui-ci. On exploite ainsi la redondance de l'information dans le domaine  $(\tau, p)$  tout en rendant l'estimation des opérateurs plus stable.

La figure (3.25) compare l'estimation de la réflectivité trace à trace avec celle obtenue par la nouvelle fonction coût. On constate que cette estimation est plus stable tout en ayant réduit les degrés de liberté du problème.

En comparant sur la figure (3.26) les résultats du traitement trace à trace et de la méthode globale sur les sections  $(\tau, p)$ , on constate l'apport de la stabilisation des opérateurs. Les arrivées primaires restent inchangées car elle ne sont pas affectées par l'instabilité de l'opérateur de réflectivité.

### 3.7. Conclusions

Nous avons vu dans ce chapitre que le problème des multiples de la colonne d'eau en OBC est spécifique à cette technologie. Pour des profondeurs d'eau supérieures à  $15m$ , la fréquence des multiples devient faible et détériore le spectre du signal. Le filtrage des multiples devient une étape primordiale.

L'exploitation des équations exprimant la pression et la vitesse de déplacement vertical établies dans le chapitre précédent a permis de modéliser les multiples fantômes et peg-legs par des opérateurs analytiques. Une étude théorique a montré que la calibration des données du géophone vertical et l'atténuation des multiples dépend de l'angle d'incidence des arrivées. Par conséquent, l'atténuation des multiples doit considérer la propagation en 2D.

Différentes méthodes d'atténuation des multiples fantômes et peg-legs ont été discutées. Elles supposent généralement que la propagation est verticale ou que les paramètres du fond de la mer sont connus. Ou encore que certains types de multiples sont d'amplitude négligeable.

Afin de dépasser ces limitations, nous avons présenté dans ce chapitre une nouvelle méthode d'atténuation des multiples de la colonne d'eau en OBC. Cette technique est la généralisation en 2D de l'approche de Soubaras écrite initialement dans le cadre de la propagation verticale. Cette généralisation s'appuie sur le traitement des données dans le domaine  $(\tau, p)$ .

Les données sont décomposées dans le domaine des ondes planes grâce à la transformation de Radon linéaire. Une loi en  $\sqrt{t}$  est appliquée sur les données initiales afin de compenser la divergence sphérique et la rendre cylindrique. La méthode d'atténuation des multiples en trois étapes est ensuite appliquée. Ces trois étapes sont :

1. Calibration des données du géophone vertical.
2. Atténuation des multiples fantômes.
3. Atténuation des multiples peg-legs.

Cette approche permet l'estimation des opérateurs fréquentiels de calibration et de réflectivité du fond marin en 2D. L'estimation de ces opérateurs est effectuée dans un premier temps en minimisant une fonction coût pour chaque trace. Cependant, cette approche introduit des instabilités des opérateurs en amplitude et en phase.

Enfin, la fonction coût est modifiée de telle manière à prendre en compte toute la section dans le domaine  $(\tau, p)$  lors de l'estimation des opérateurs. Ceci réduit le nombre de degrés de liberté du problème et stabilise l'estimation des opérateurs en exploitant la redondance de l'information.



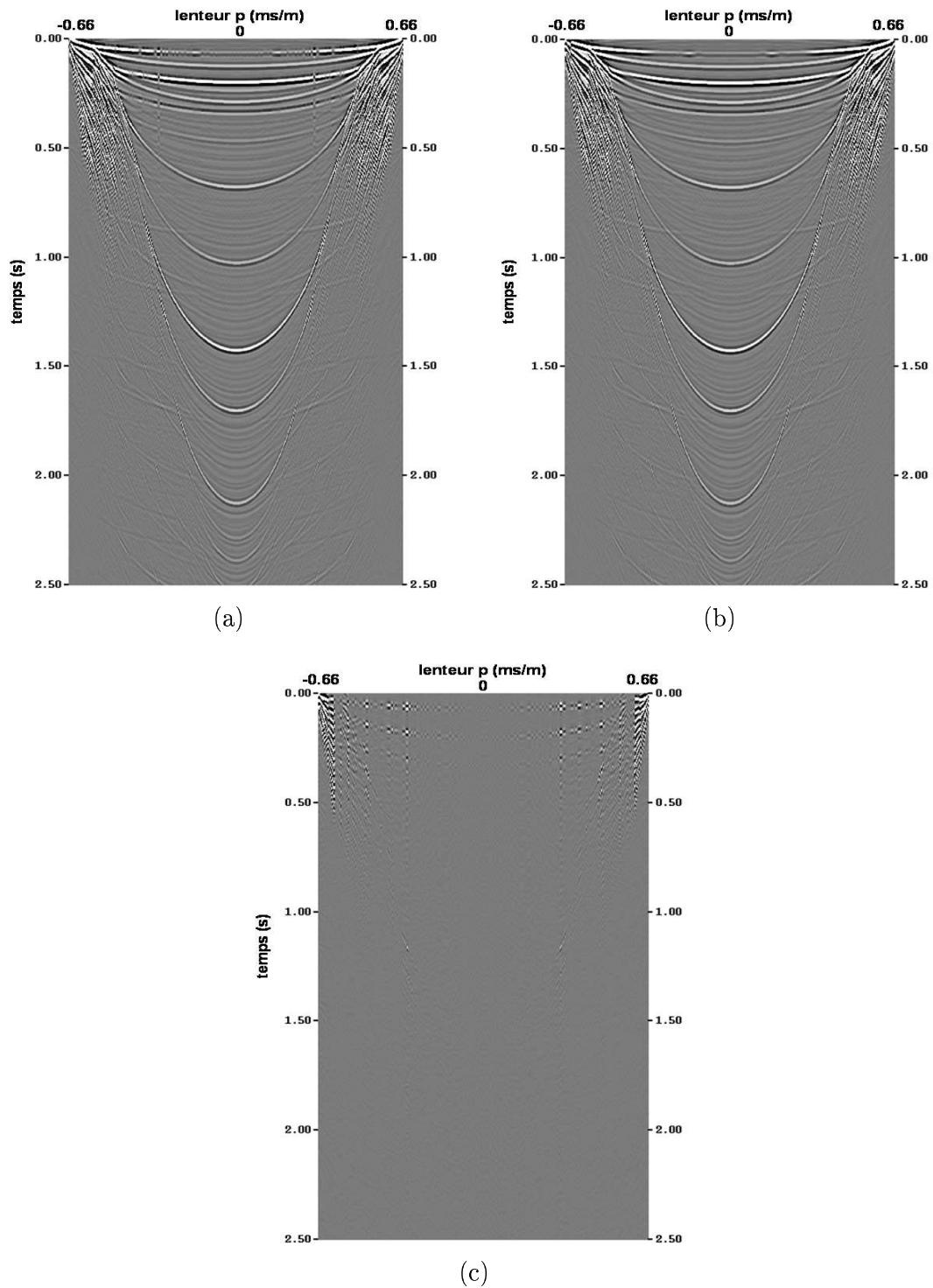


FIG. 3.26. Comparaison du traitement trace à trace (a), au traitement global sur une section  $(\tau, p)$  (b). (c) montre la différence.

## Chapitre 4

# Traitement des données réelles OBC 2D

Nous avons présenté dans le chapitre 4 un algorithme de traitement des multiples en OBC. Cet algorithme doit être vu comme une étape parmi d'autres dans une séquence de traitement. Le but d'une telle séquence est d'obtenir une image en temps ou en profondeur de la région étudiée. Dans ce chapitre, nous ne nous restreindrons pas à l'application de l'algorithme de sommation  $PZ$  sur des récepteurs communs. Nous aborderons d'une manière plus générale le traitement des lignes OBC 2D. Ceci signifie que nous chercherons à définir une séquence de traitement permettant d'obtenir le meilleur résultat avec un temps de traitement optimisé. L'idée principale de la séquence est d'exploiter les propriétés de la transformation  $(\tau, p)$  afin d'y accomplir le plus grand nombre d'étapes de traitement.

Nous commencerons ce chapitre par donner une description qualitative des données sismiques. Le but sera de vérifier la qualité des données et d'anticiper les problèmes qui devront être abordés lors du traitement. Puis, nous donnerons les différentes étapes de la séquence à commencer par la restauration des traces manquantes afin de minimiser les bruits lors de la transformation  $(\tau, p)$ . Nous décrirons ensuite les trois étapes d'atténuation des multiples de la colonne d'eau sur un récepteur commun de la ligne avant de proposer une méthode efficace d'atténuation des bruits linéaires qui affectent ces données. La synthèse dans le domaine initial offset-temps nous permettra d'apprécier les résultats de cette séquence avant et après sommation (stack) des données. A la fin de ce chapitre, nous comparerons la nouvelle séquence de traitement avec une autre utilisée dans l'industrie. Nous verrons qu'en plus d'être plus fluide et plus rapide, cette nouvelle séquence de traitement présente de meilleurs résultats.

## 4.1. Présentation des données

### 4.1.1. Description succincte de l'acquisition

Les données réelles utilisées dans ce chapitre sont issues d'une campagne sismique 2D multicomposantes (2D/4C) effectuée dans le Golfe de Guinée. La ligne utilisée pour cette acquisition compte 328 récepteurs montés sur cardan (gimballed en anglais) afin d'assurer l'orthogonalité entre les composantes  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  du géophone.  $X$  est la composante horizontale dans la direction du câble, la composante horizontale  $Y$  est perpendiculaire au câble et  $Z$  est la composante verticale.  $P$  désigne ici la composante hydrophone. La distance entre les récepteurs est de  $25m$ . La longueur totale de la ligne est de  $8.2Km$ . La ligne de navigation de la source

est juste au-dessus de la ligne du câble afin d'assurer une propagation dans le plan vertical. La distance entre les tirs est de  $12.5m$  et l'immersion de la source est de  $6m$ .

La profondeur de l'océan varie quasi linéairement de  $73m$  à  $143m$  d'est en ouest, soit avec une pente très faible de  $0.5^\circ$ . Une étude sonar a permis de dresser les caractéristiques du fond océanique. D'une manière générale, le fond de l'eau comporte une faible à moyenne réflectivité. Le fond est essentiellement constitué de sable, d'argile et de débris de corail. Cependant, certaines zones isolées ont une topographie irrégulière ou encore un fort coefficient de réflectivité dû à un fond marin très dur. Ces zones ont posé des problèmes lors de l'acquisition car il était difficile d'assurer un bon couplage du câble au sol. En conséquence, les données enregistrées à ces positions n'ont pas été gardées.

#### 4.1.2. Analyse qualitative des données

On s'intéresse maintenant aux données sismiques enregistrées par les quatre composantes et observées dans différentes collections. Le but de cette étude est d'analyser la qualité des données dont on dispose et de mettre en avant les différents problèmes qu'il faudra résoudre lors du traitement.

La figure (4.1) montre les données issues d'un capteur se trouvant approximativement au milieu de la ligne. En analysant les quatre composantes, plusieurs remarques s'imposent. Tout d'abord, on constate que certains tirs ont été invalidés lors de l'acquisition créant ainsi des "trous" dans les sections. Ceci est généralement dû à une anomalie dans la source ou dans son positionnement. Ce manque de traces rend les données irrégulières dans l'espace. La même remarque s'impose pour les collections en tir commun où les irrégularités dans les données sont plus importantes (figure (4.2)).

Le bruit ambiant enregistré par les capteurs avant l'arrivée directe est faible en comparaison avec l'énergie des arrivées sismiques. Le bruit aléatoire ne constitue donc pas un problème particulier sur ces données. Cependant, en observant les composantes du géophone en général et la composante verticale en particulier en collection RC, il s'avère qu'elles comportent des bruits qui se manifestent par des événements linéaires lents ( $1500-1800$  m/s), basse fréquence et avec une inversion de polarité à l'offset nul. Ces bruits sont assimilables à des arrivées d'ondes converties *PS* observées sur les composantes *X* et *Y*. Ces bruits ne sont plus cohérents en collection SC. Ces événements ne s'expliquent pas par un mode propagatif. Une autre anomalie sur les données est l'énergie importante que l'on trouve sur la composante transversale *Y*. L'énergie de cette composante est théoriquement nulle dans le cas où le milieu de propagation est stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes.

Une mauvaise orientation des capteurs peut être une explication à ce type d'événements anormaux. Cependant, en effectuant une analyse de polarisation de l'arrivée directe (figure 4.3), on confirme la bonne orientation des géophones.

On applique sur les données une sommation selon une loi de vitesse des ondes *PS*. Ceci a pour but de vérifier que les événements linéaires anormaux ne sont pas dus à des arrivées d'ondes *PS*. La figure (4.4) compare les différentes sections sommées sur les trois composantes. On constate que la sommation sur la section (4.4-c) correspondant à la composante verticale



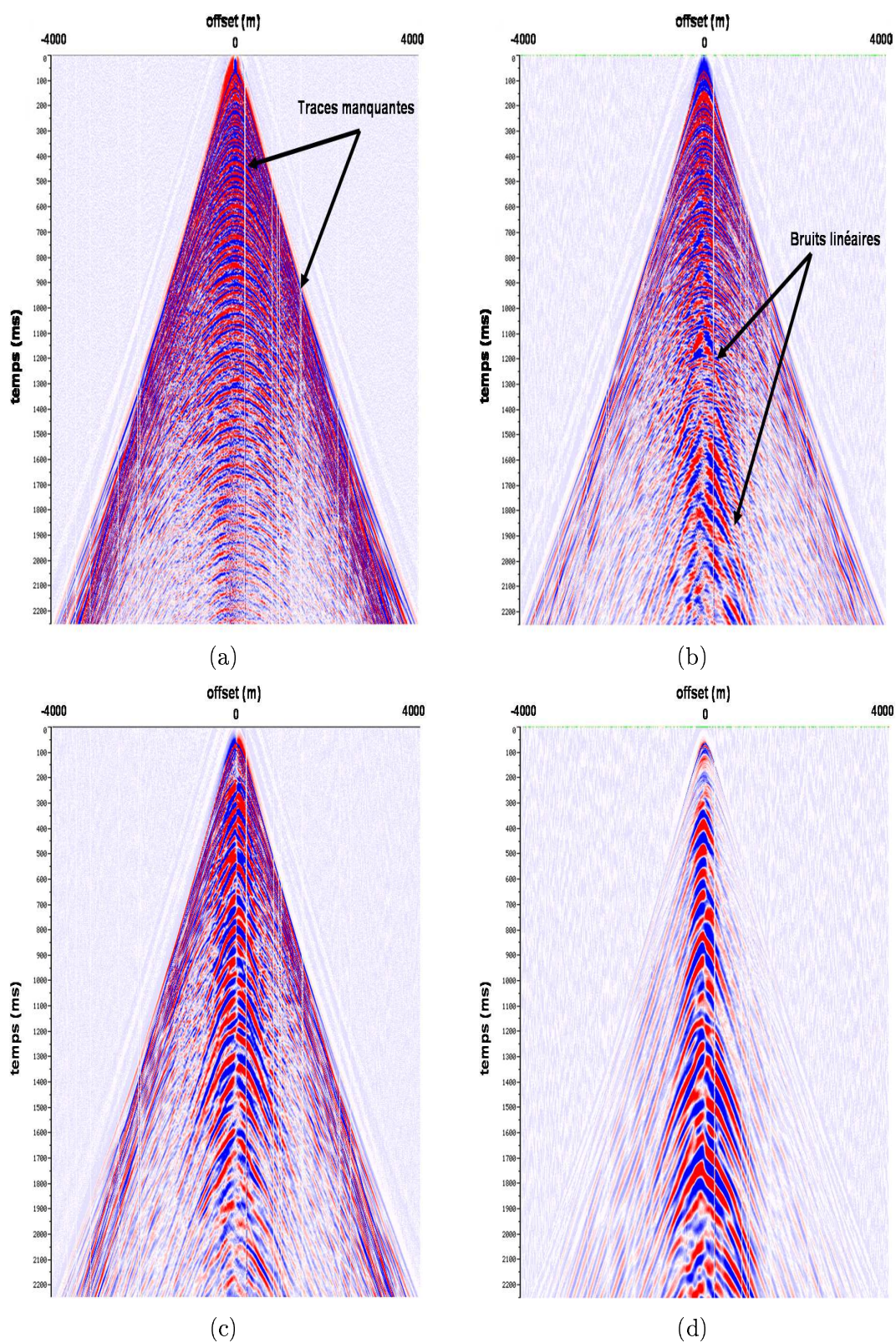


FIG. 4.1. Données initiales enregistrées par les quatre composantes rangées en collection récepteur commun (RC). (a) Hydrophone. (b) Géophone vertical Z. (c) Géophone radiale X. (d) Géophone transverse Y.



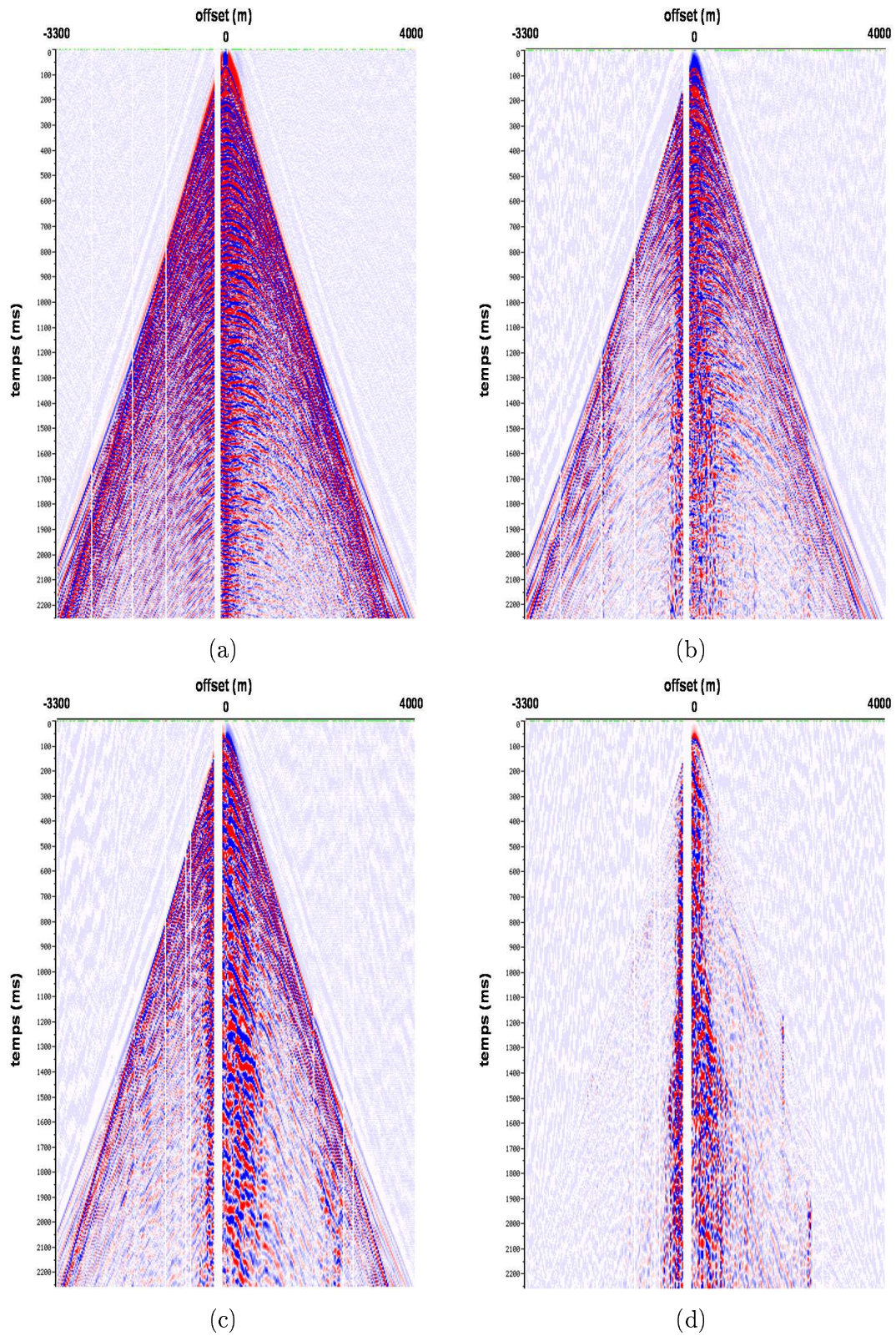


FIG. 4.2. Données initiales enregistrées sur les quatre composantes en collection Source commune (SC). (a) Hydrophone. (b) Géophone vertical Z. (c) Géophone radiale X. (d) Géophone transverse Y.

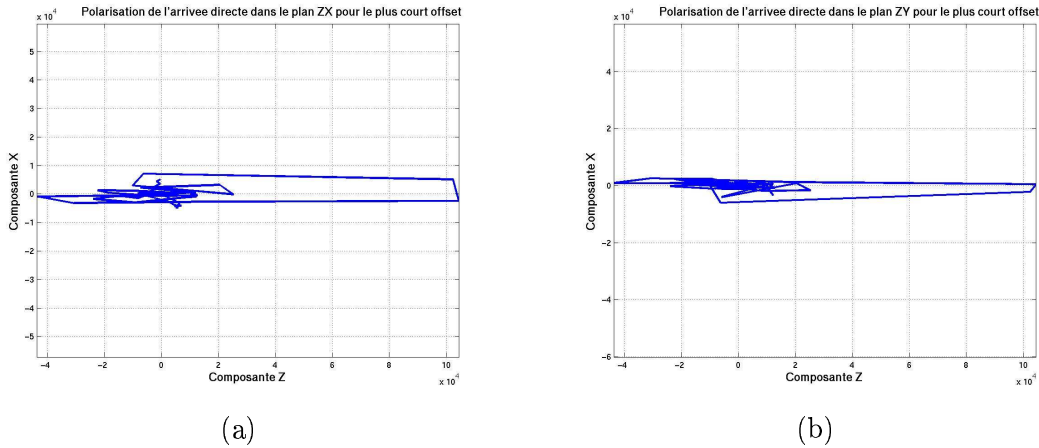


FIG. 4.3. Analyse de polarisation de l'arrivée directe effectuée sur le récepteur RC300.  
 (a) Hodogramme  $Z$  Vs  $X$  (b) Hodogramme  $Z$  Vs  $Y$ .

n'est pas constructive. Cela démontre que les événements linéaires observés sur les composantes verticales ne sont pas d'origine  $PS$ . On constate aussi sur le stack de la composante horizontale la présence d'une couche superficielle présentant une faible vitesse d'ondes  $S$ . Cette vitesse connaît une forte variation latérale créant des statiques sur la section.

Même s'il est difficile d'établir l'origine exacte de ces bruits, il semble qu'elle est lié aux conditions d'enregistrement des données. Différentes hypothèses restent à vérifier tel que l'effet du câble sur les capteurs ou encore les conditions de couplage au sol marin.

L'analyse qualitative montre que la collection récepteur commun (RC) est la plus adaptée pour le traitement des données en OBC. On profite ainsi, dans la séquence de traitement, de la densité de la grille des tirs pour la transformation des données dans le domaine  $(\tau, p)$ . On exploite aussi le fait que les problèmes de couplage, d'orientation des données et de bruits cohérents sont propres à chaque récepteur afin de pouvoir les corriger. On détaille dans la suite la séquence de traitement pour ces données OBC 2D.

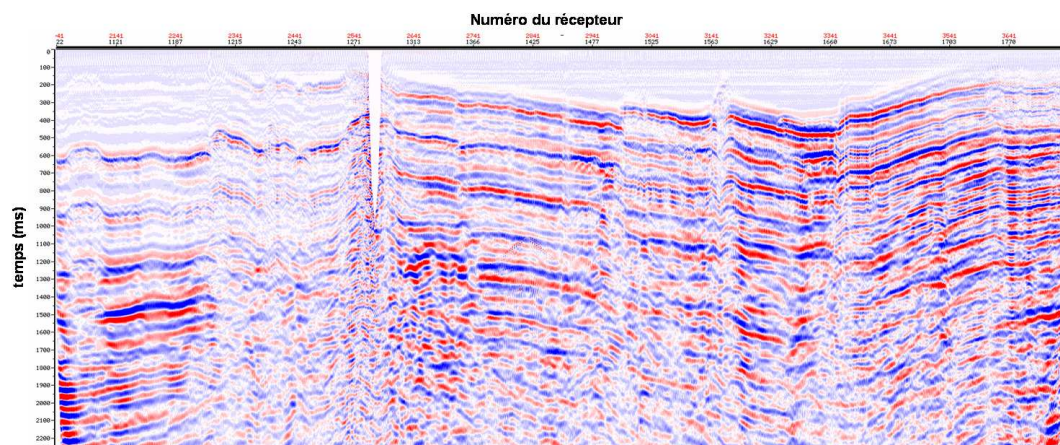
## 4.2. Séquence de traitement des données $PZ$

On s'intéresse ici uniquement aux données issues de l'hydrophone  $P$  et du géophone vertical  $Z$ . On a vu dans le chapitre précédent que l'atténuation des multiples du fond de l'eau est effectuée en combinant les données  $P$  et  $Z$  dans le domaine  $(\tau, p)$ . L'idée principale de cette séquence de traitement est de profiter de la transformation pour appliquer différents traitements dans le domaine des ondes planes tout en tenant compte des caractéristiques des données.

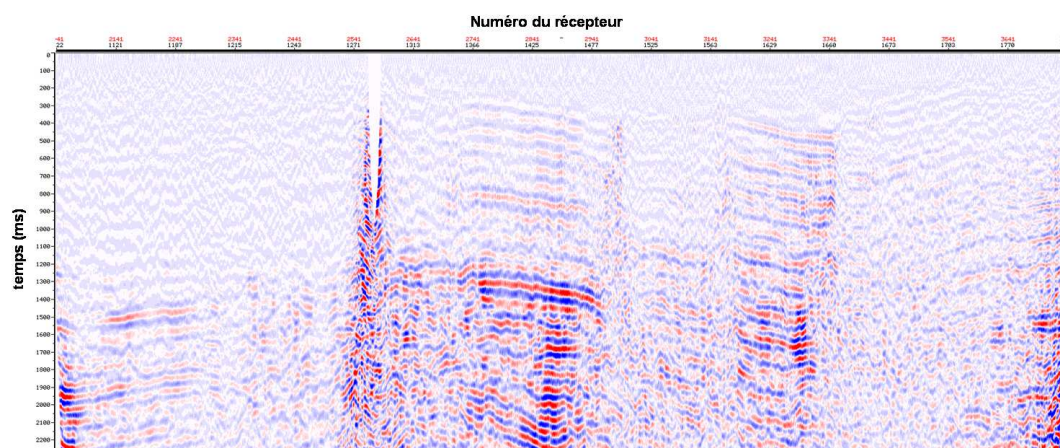
### 4.2.1. Restauration des traces manquantes

Il s'agit dans cette première étape du traitement de rétablir la régularité de l'échantillonnage spatial des données. Cette étape est nécessaire afin d'éviter des artefacts dans la trans-

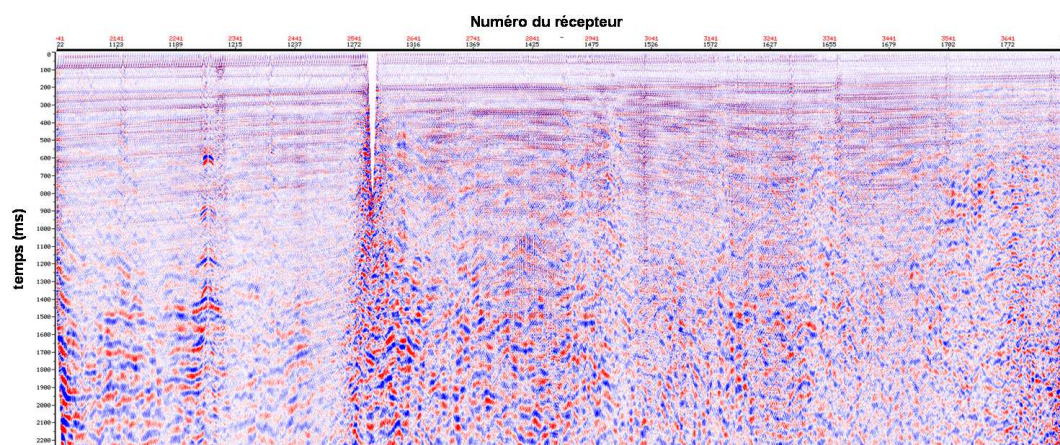




(a)



(b)



(c)

FIG. 4.4. Somme (stack) des données des géophones selon une loi de vitesse des ondes  $PS$ . (a) Composante  $X$ . (b) Composante  $Y$ . (c) Composante  $Z$ .

formation  $(\tau, p)$  générés par les trous dans les données. La restauration de ces traces s'effectue en calculant des filtres de prédiction selon l'approche de [Spitz91]. Cet algorithme est plus largement expliqué dans la partie (5.5).

#### 4.2.2. Transformation des données dans le domaine $(\tau, p)$

La distance entre les tirs sur les données de la ligne traitée est de  $12.5m$ . En supposant que la vitesse minimum est celle de l'eau, la fréquence de repliement spatial (aliasing) est de  $60Hz$ . En d'autres termes, les événements dont la lenteur horizontale est comprise entre  $0.5ms/m$  et  $0.66ms/m$  introduisent des repliements spectraux des fréquences comprises entre  $60Hz$  et  $90Hz$  (équation (3.26)). Généralement, l'arrivée directe est le principal événement qui cause l'aliasing. En OBC, cette arrivée est la plus lente, la plus énergétique et aussi la plus large bande. Afin de réduire encore l'effet de l'aliasing, on applique une loi de mute de façon à annuler l'arrivée directe.

La figure (4.5) montre les données de l'hydrophone et du géophone vertical après restauration des traces manquantes et mise à zéro des arrivées les plus lentes à grand offset. Les données sont dans le domaine  $(x, t)$  et dans le domaine  $(\tau, p)$ . Une loi de compensation en amplitude en  $\sqrt{t}$  est appliquée afin de compenser la divergence sphérique (Cf. (3.4)).

Cette même figure montre que l'hydrophone reste affecté par le repliement spatial mais à grandes valeurs de  $p$ . L'hydrophone indique que les arrivées correspondant aux ondes  $PP$  sont concentrées au fur à mesure de l'enregistrement dans les faibles valeurs de  $p$  avec des courbures elliptiques de plus en plus importantes due à l'augmentation des vitesses  $RMS$ . Les bruits linéaires basses fréquences sont rejetés aux grandes valeurs de  $p$  du fait de leur faible vitesse apparente. Ainsi, dans le domaine  $(\tau, p)$ , les bruits linéaires et les arrivées d'ondes  $PP$  sont naturellement séparées.

#### 4.2.3. Sommation $PZ$ dans le domaine $(\tau, p)$

Une fois les données transformées dans le domaine  $(\tau, p)$ , on applique l'algorithme de sommation dit "global" décrit dans la partie (3.6). Les données sont séparées en un certain nombre de blocs de manière à réduire le nombre d'inconnues dans l'estimation des opérateurs.

### Estimation du terme de source et calibration des données

La première étape de la sommation consiste à calibrer les données du géophone vertical en prenant l'hydrophone comme référence. On procède à une estimation des opérateurs de manière à minimiser l'énergie du terme source dans une fenêtre dont la longueur décroît en fonction  $p$ . La figure (4.6) compare ce terme de source aux données initiales de l'hydrophone. Il contient l'arrivée directe, son premier battement puis du bruit. La fenêtre sur laquelle on minimise la fonction coût varie dans cet exemple de  $[400ms, 2000ms]$  à  $[200ms, 600ms]$ . Le bruit résiduel dans le terme source est le premier critère pour valider l'estimation de l'opérateur de calibration. Le second est le coefficient de corrélation entre les signaux cross-ghost de



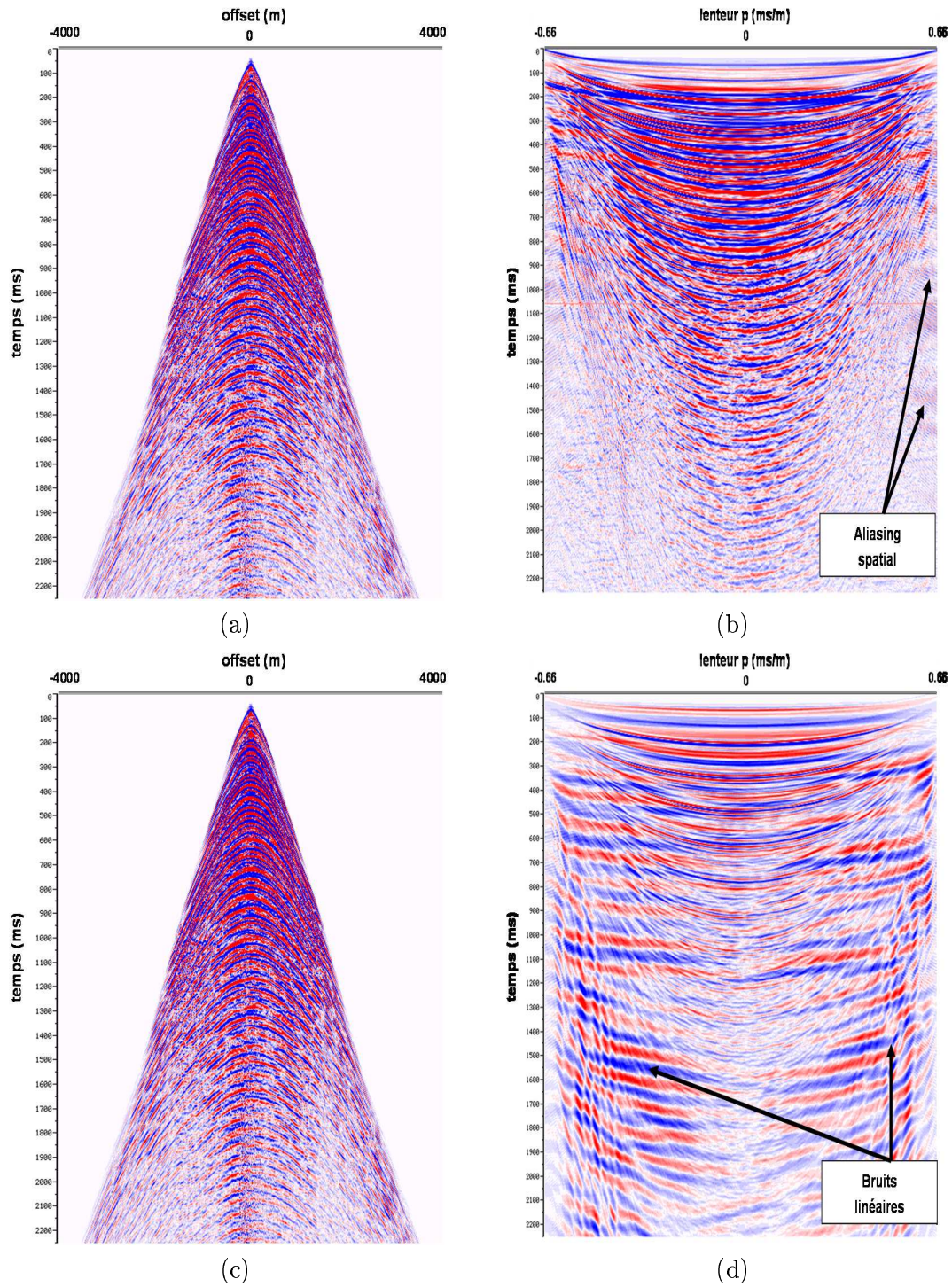


FIG. 4.5. Récepteur RC300 avant et après transformation dans le domaine  $(\tau, p)$ . (a) Hydrophone en  $(x, t)$ . (b) Hydrophone en  $(\tau, p)$ . (c) Géophone vertical en  $(x, t)$ . (d) Géophone vertical en  $(\tau, p)$ .

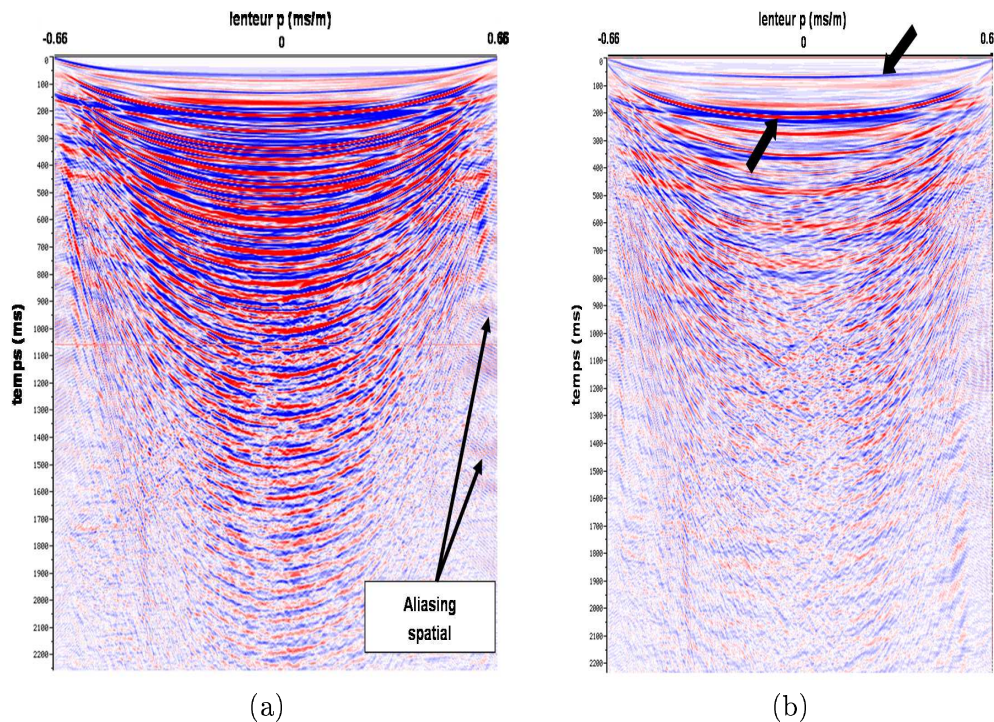


FIG. 4.6. Comparaison entre : (a) l'hydrophone initial (b) terme de source.

l'hydrophone et du géophone vertical après calibration. Ce coefficient vaut 0.83 pour  $p = 0$  validant ainsi complètement l'étape de calibration.

En analysant le géophone vertical après calibration (figure (4.7)), on constate que l'opérateur tend à filtrer les basses fréquences provenant des bruits linéaires sur la composante verticale.

Le comportement du filtre de calibration en passe-haut, montré dans la figure (4.8), est du au fait que l'hydrophone est pris comme référence dans la calibration. La mesure de la pression n'est pas affectée par les bruits basses fréquences. Le déphasage entre les deux signaux cross-ghost dans les basses fréquences est important alors qu'il est presque nul dans les hautes fréquences. Cette variation peut être liée aux problèmes de couplage ou à la différence dans la réponse impulsionnelle des hydrophones et des géophones. La variation de l'allure de l'opérateur de calibration en fonction de  $p$  de la figure (4.9) montre que son estimation est stable sur toute la section  $(\tau, p)$  sauf pour les lenteurs élevées où la fenêtre de calibration est trop faible.

### Décomposition en champ montant et descendant

La combinaison des données de l'hydrophone et du géophone vertical est effectuée ici trace à trace selon la formulation décrite dans les équations (3.18) du chapitre précédent. On rappelle que dans le cas où le coefficient de pondération  $\alpha = 1$ , le champ descendant n'intervient



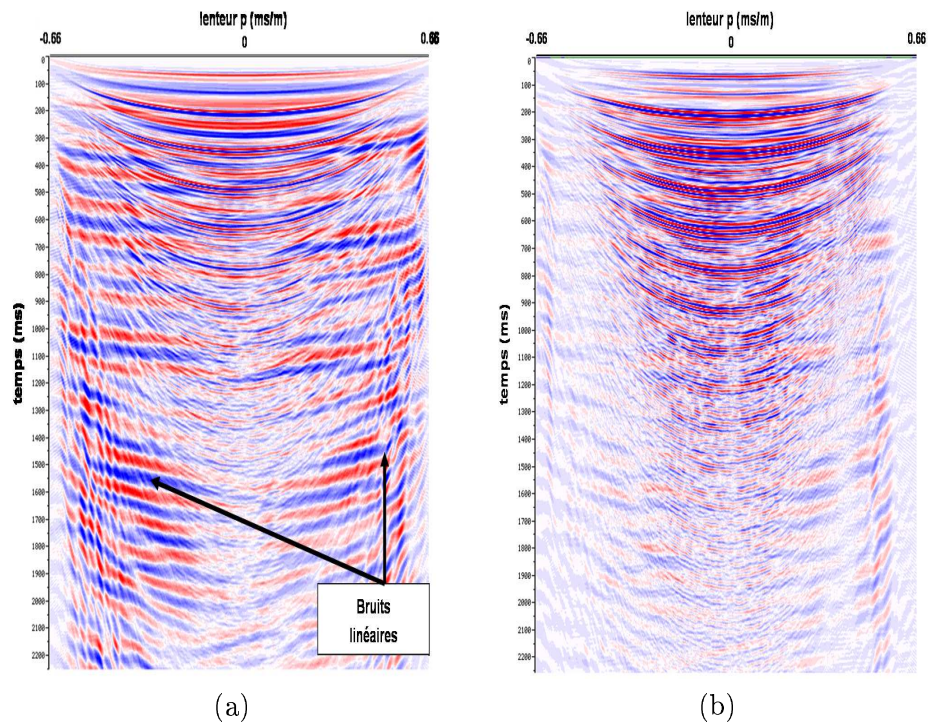


FIG. 4.7. Comparaison (a) géophone vertical avant calibration (b) Géophone vertical après calibration.

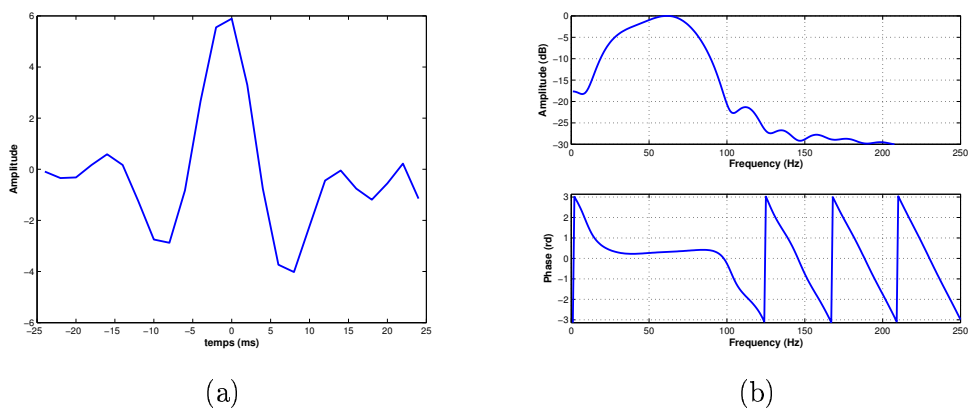
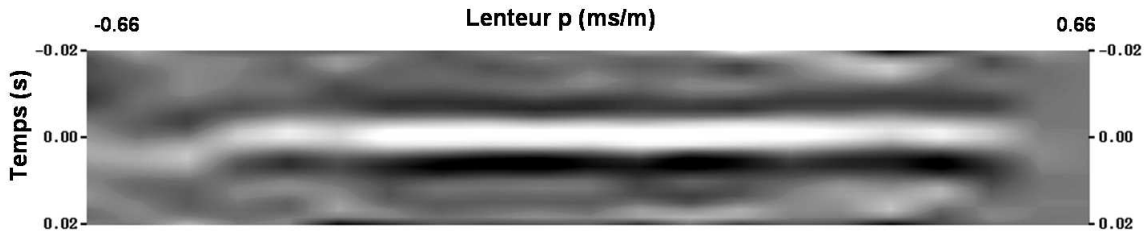


FIG. 4.8. Analyse du filtre de calibration à  $p = 0$ . (a) Opérateur de calibration en temps. (b) Opérateur de calibration en fréquence, amplitude et phase.

FIG. 4.9. Variation de l'opérateur de calibration en fonction de  $p$ .

pas dans l'estimation du champ montant, alors que dans le cas où  $\alpha = 0.5$  les deux champs rentrent dans l'estimation du champ montant et descendant. Ceci a pour effet d'améliorer le rapport signal sur bruit. Les figures (4.10, 4.11) comparent les résultats de la décomposition des données pour  $\alpha = 0.5$  et  $\alpha = 1$ . On constate sur les différences que les deux valeurs donnent des résultats très similaires sauf pour l'arrivée directe et ses multiples. Cette similitude est due au fait que le bruit incohérent est faible sur ces données. Dans la suite, on garde la valeur de  $\alpha = 0.5$ .

### Atténuation des multiples peg-legs

Le champ montant obtenu dans l'étape précédente est toujours affecté par les multiples peg-legs, aussi bien du côté source que du côté récepteur. Comme montré en (3.3.3), ces multiples sont atténués par soustraction adaptative entre le champ montant et le champ descendant calibré. Pour cela, il est nécessaire d'estimer l'opérateur de réflectivité à partir des données. Comme pour l'étape de calibration, on adopte l'approche globale pour l'estimation de ces opérateurs. La figure (4.12) montre l'opérateur de réflectivité estimé pour la trace  $p = 0$  en temps et en fréquence. Cet opérateur ne peut pas être assimilé à un coefficient scalaire du fait des variations fréquentielles mises en évidence dans la figure (4.12). Cette allure est stable sur toute la section  $(\tau, p)$  comme le montre la figure (4.13). On donnera plus loin, une interprétation physique de ces variations en fréquence.

Après l'estimation des opérateurs par l'approche globale, la soustraction adaptative du champ montant au champ descendant calibré par le filtre de réflectivité est appliquée pour chaque valeur de  $p$ . La figure (4.14) compare les résultats de l'atténuation des peg-legs aux champ montant et descendant. La soustraction adaptative a réussi à atténuer un certain nombre d'arrivées multiples.

Afin de vérifier l'efficacité de l'algorithme de sommation, on analyse les autocorrélations des sections. Ces autocorrélations sont calculées dans le domaine  $(\tau, p)$ . Dans ce domaine, les multiples sont périodiques et leurs périodes sont conservées pour chaque valeur de  $p$ . La figure (4.15) compare les autocorrélations normalisées des données initiales à celles obtenues après atténuation des multiples fantômes puis peg-legs. On constate que les rebonds dans les sections d'autocorrélation correspondants aux multiples de la colonne d'eau (montrés par les flèches) sont très bien atténués après la dernière étape de l'algorithme de sommation.



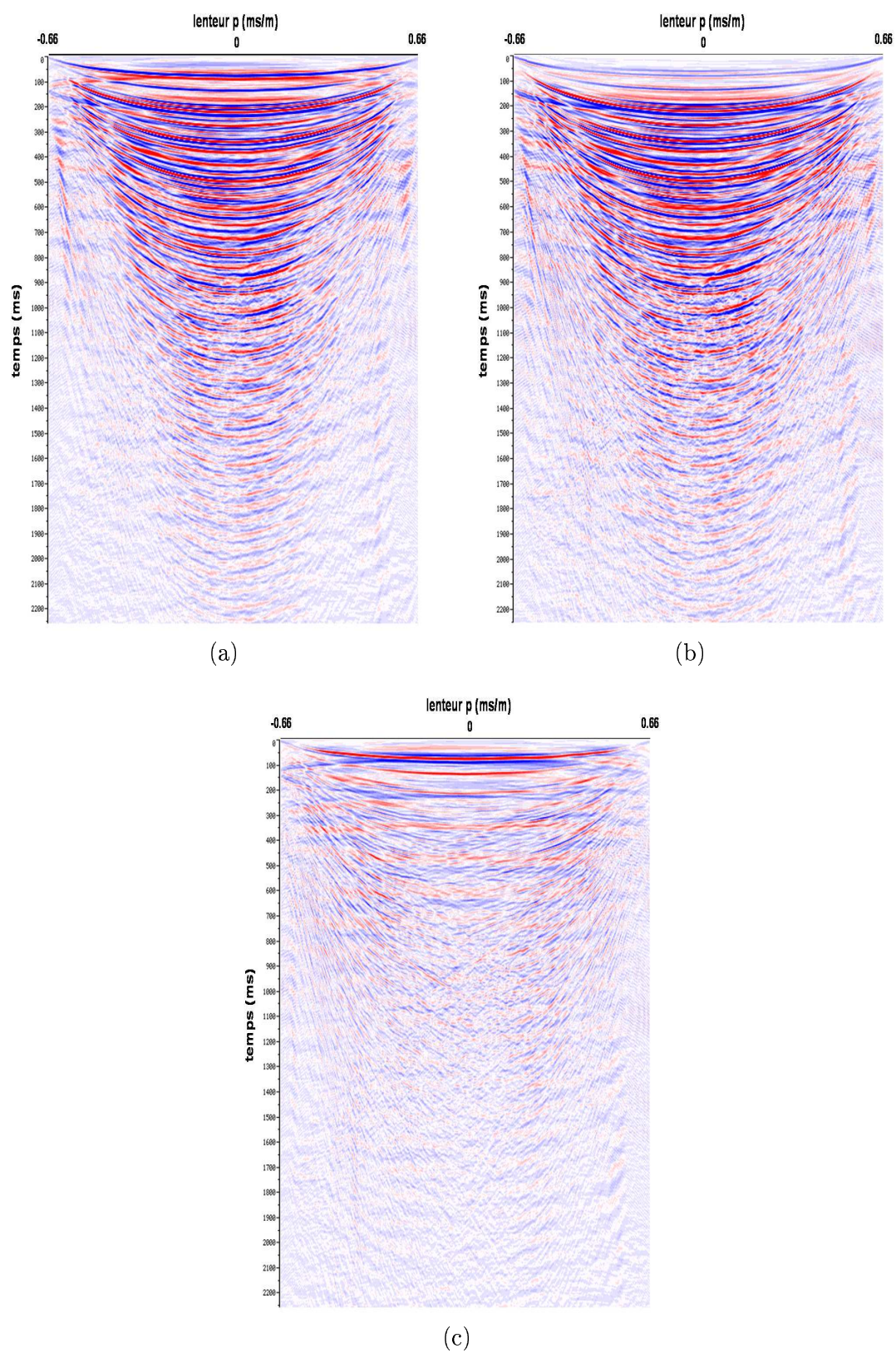


FIG. 4.10. Décomposition des données en champ montant avec différents coefficients de pondération. (a) Champ montant  $\alpha = 0.5$ . (b) Champ montant  $\alpha = 1$ . (c) Différence (a)-(b).

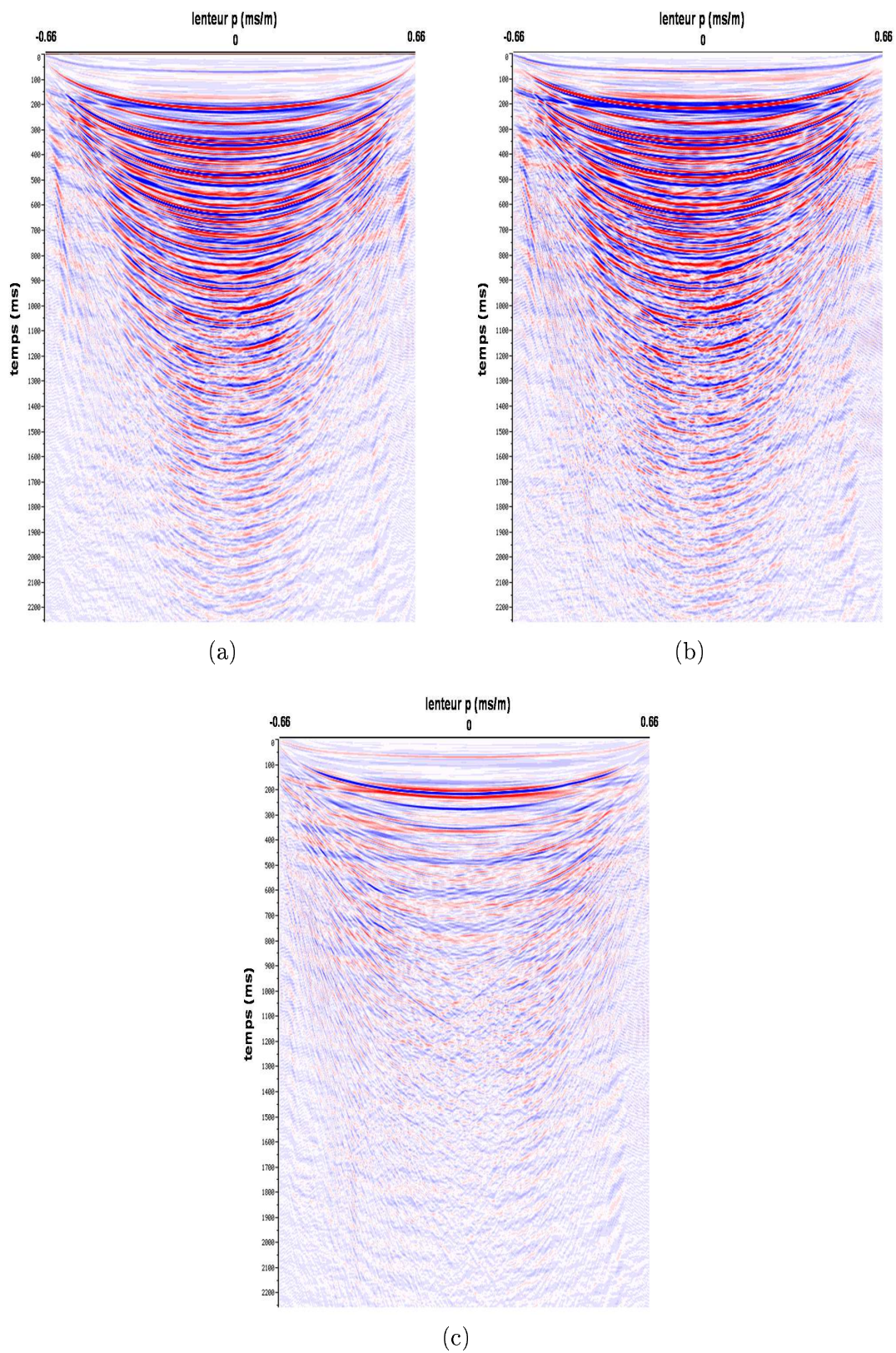


FIG. 4.11. Décomposition des données en champ descendant avec différents coefficients de pondération. (a) Champ descendant  $\alpha = 0.5$ . (b) Champ descendant  $\alpha = 1$ . (c) Différence (a)-(b).



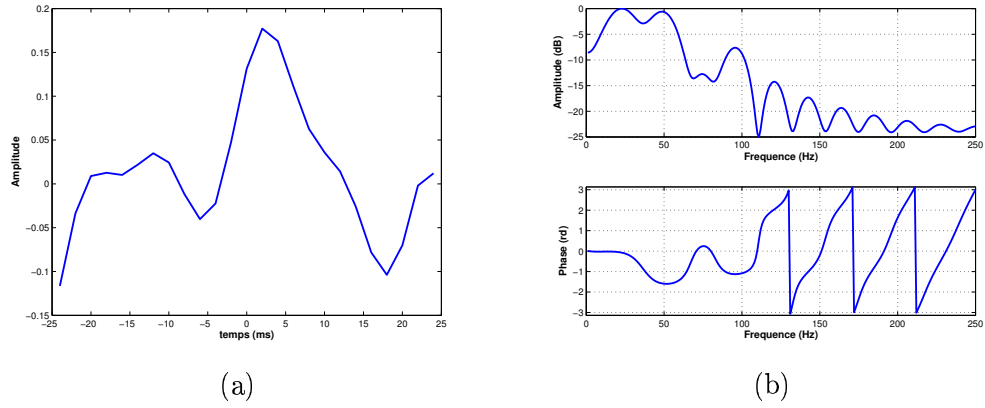


FIG. 4.12. Opérateur de réflectivité estimé à  $p = 0$ . (a) Opérateur de réflectivité en temps. (b) Opérateur de réflectivité en fréquence.

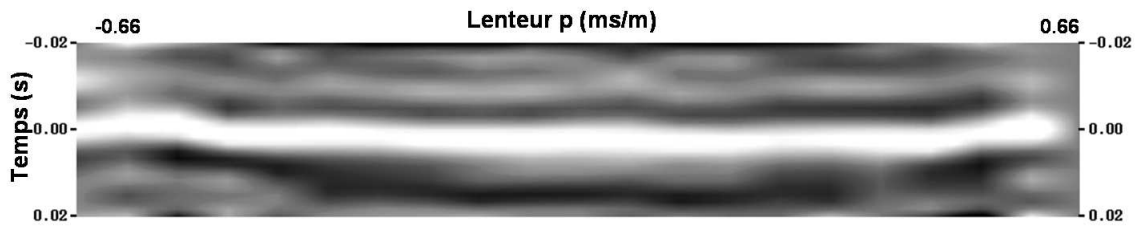


FIG. 4.13. Variation de l'opérateur de réflectivité en fonction de  $p$ . L'axe vertical est le temps ( $-24ms, +24ms$ ). Axe horizontal est la lenteur  $p(-0.66ms/m, 0.66ms/m)$ .

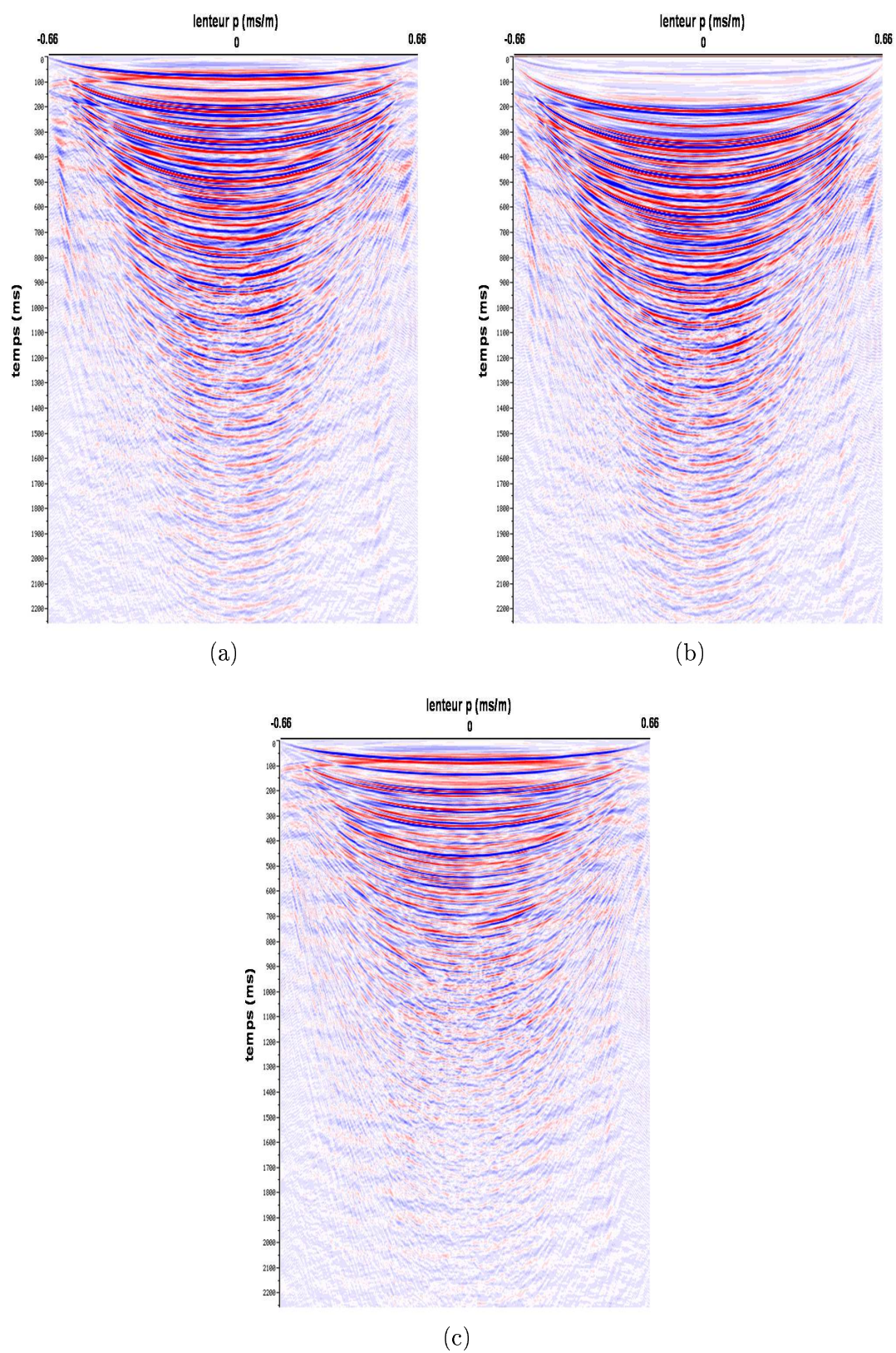


FIG. 4.14. Résultats du filtrage des multiples peg-legs. (a) Champ montant. (b) Champ descendant. (c) Champ montant après soustraction adaptative.

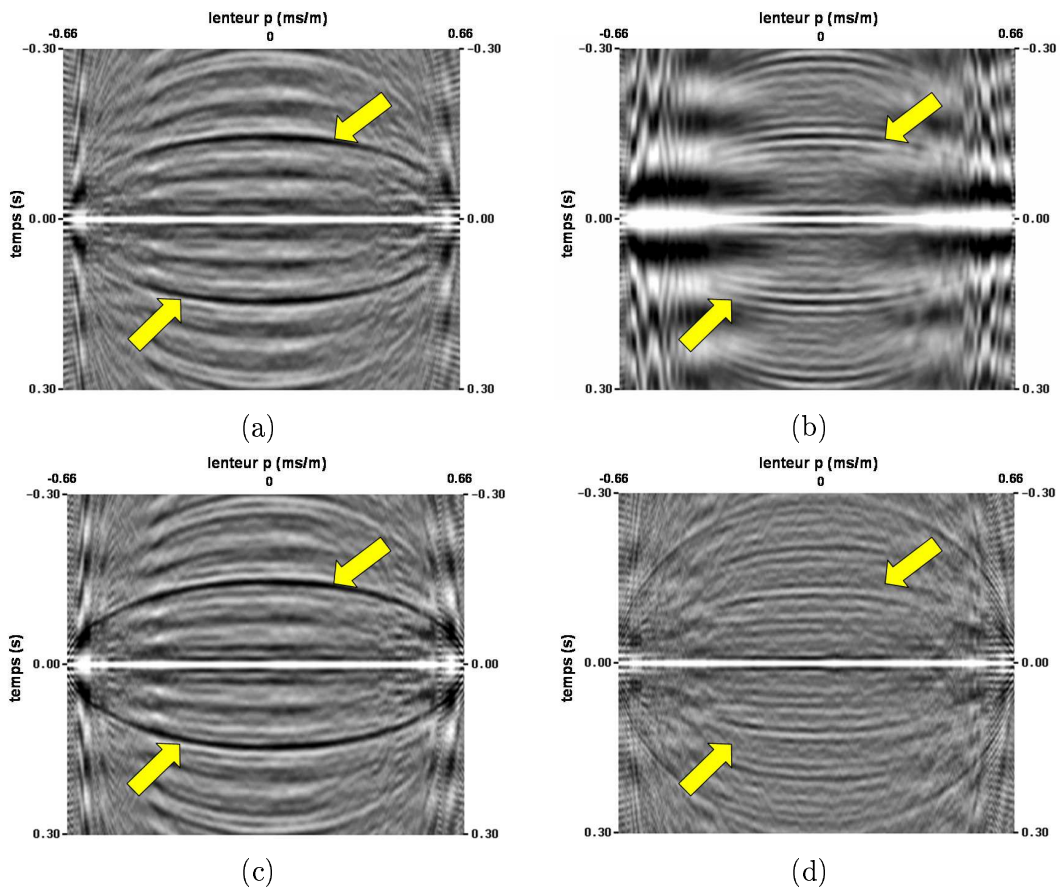


FIG. 4.15. Analyse des autocorrélations des sections calculées dans le domaine  $(\tau, p)$ . (a) Autocorrélation de l'hydrophone. (b) Autocorrélation du géophone vertical. (c) Autocorrélation après atténuation des multiples fantômes. (d) Autocorrélation après atténuation des multiples peg-legs.



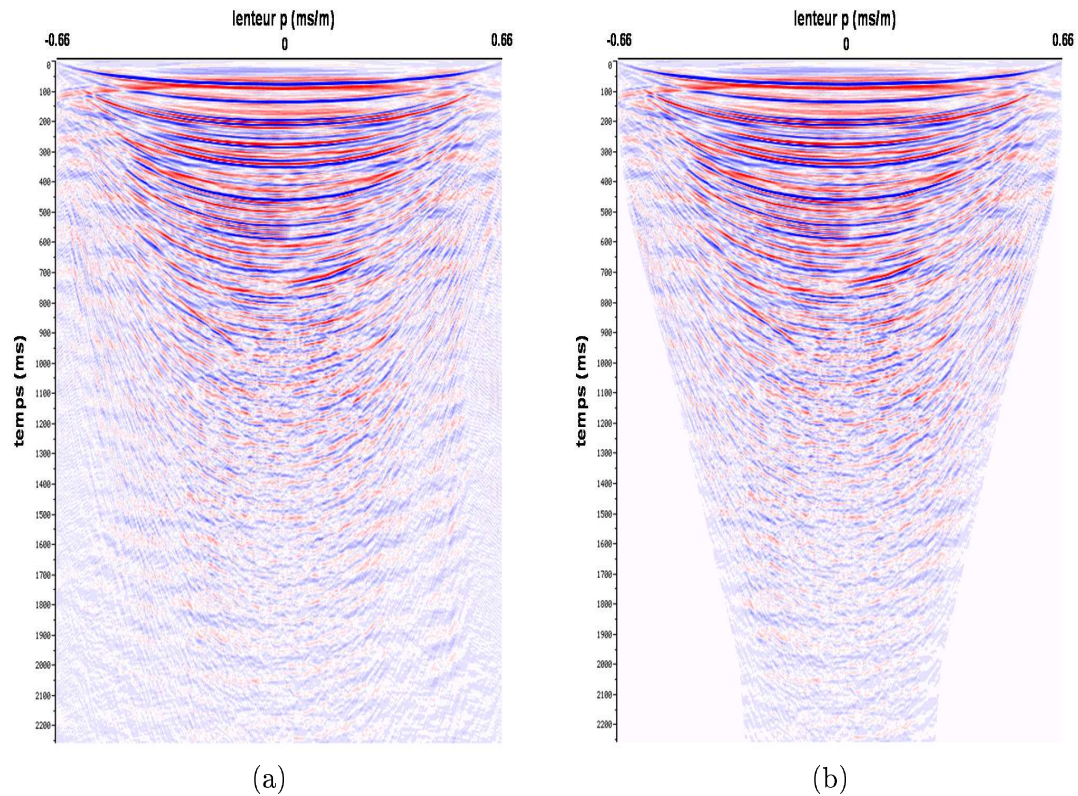


FIG. 4.16. Filtrage des bruits linéaires. (a) Champ montant après atténuation des peg-legs et avant filtrage des bruits linéaires. (b) Après filtrage des bruits linéaires.

#### 4.2.4. Filtrage des bruits linéaires

Comme précisé précédemment, la décomposition des données en ondes planes permet de séparer naturellement les arrivées  $PP$  des bruits linéaires. Ces bruits sont caractérisés par des vitesses faibles comprises entre  $1500 - 1800 m/s$ . Ils sont rejetés aux grandes valeurs de  $p$ . Ils sont basse fréquence et affectent uniquement le géophone vertical. On a vu lors de la calibration des données, que les opérateurs estimés filtre les basses fréquences correspondant à ces bruits (figure (4.7)).

Après l'atténuation des multiples peg-legs (figure (4.14)), on constate que des résidus de ces bruits persistent. Puisque ces bruits sont principalement localisés aux grandes valeurs de  $p$ , l'idée est de les filtrer en mettant à zéro (mute) les parties les comprenant tout en préservant le signal correspondant aux ondes  $PP$ . L'autre avantage de cette mise à zéro est l'élimination d'une partie des données affectée par l'aliasing spatial. La figure (4.16) illustre cette méthode de filtrage sur les données après l'atténuation des multiples peg-legs.

#### 4.2.5. Analyse des résultats dans le domaine $(x, t)$

Afin de pouvoir apprécier l'efficacité du traitement décrit précédemment, il est nécessaire de comparer les résultats dans le domaine  $(x, t)$ . Après l'application de la séquence de traitement

précédente, on applique une transformation de Radon linéaire inverse pour retourner dans le domaine initial. La figure (4.17) compare les données initiales du géophone vertical et de l'hydrophone au résultat final. On constate que, d'une part, les multiples sont bien atténués aussi bien aux courts qu'au grands offsets. D'autre part, les bruits linéaires présents sur le géophone vertical sont bien atténués sur le résultat final. Cette comparaison permet aussi de valider la séquence de traitement proposée ci-dessus sur ces données.

### 4.3. Application de la séquence de traitement sur la totalité de la ligne 2D

La séquence de traitement proposée ici donne de très bons résultats sur la collection RC montrée précédemment. Cependant, il est impératif de vérifier l'efficacité et la robustesse de l'algorithme en l'appliquant sur la totalité de la ligne. Ce test est nécessaire pour quantifier la valeur ajoutée de cette nouvelle séquence de traitement sur l'image structurale obtenue après correction des vitesses et sommation (stack). La figure (4.18) montre les opérateurs de calibration et de réflectivité à  $p = 0$  pour chaque récepteur. On constate que les filtres de calibration sont stables sur toute la ligne. Cependant, ce n'est pas le cas pour la réflectivité.

La comparaison des opérateurs de réflectivité avec le stack récepteur *PS* dans la figure (4.19) montre que la variation de la phase de l'opérateur est corrélée aux statiques. Il semble que l'opérateur de réflectivité des ondes *PP* est affecté par la présence d'une épaisse couche de sédiments, très superficielle et caractérisée par une forte variation latérale des vitesses des ondes *S*. Les opérateurs de réflectivité sont ici de longueur  $48ms$  et intègrent l'effet de cette couche.

La comparaison des données initiales sur les sections après sommation de la figure (4.20) permet de constater l'importance des amplitudes des multiples de la colonne d'eau, si bien que beaucoup d'arrivées primaires ne sont pas visibles. On constate, par ailleurs, que les bruits linéaires sur les géophones verticaux dégradent significativement les images après sommation.

La figure (4.20-c) montre le résultat final du traitement où les multiples de la colonne d'eau sont très bien atténués (flèches noires). Les autocorrélations des sections après sommation de la figure (4.21) montrent, avec les flèches, que les battements correspondants aux multiples de la colonne d'eau sont fortement atténués. Le filtrage des événements linéaires permet d'atténuer les bruits introduits par les géophones verticaux lors de la sommation.

Une analyse spectrale calculées sur les sections de la figure (4.20) montre que les pics périodiques dans les spectres du géophone vertical et de l'hydrophone dus aux multiples de la colonne d'eau sont atténués après traitement comme le montre la figure (4.22) . Le spectre final est alors rehaussé.

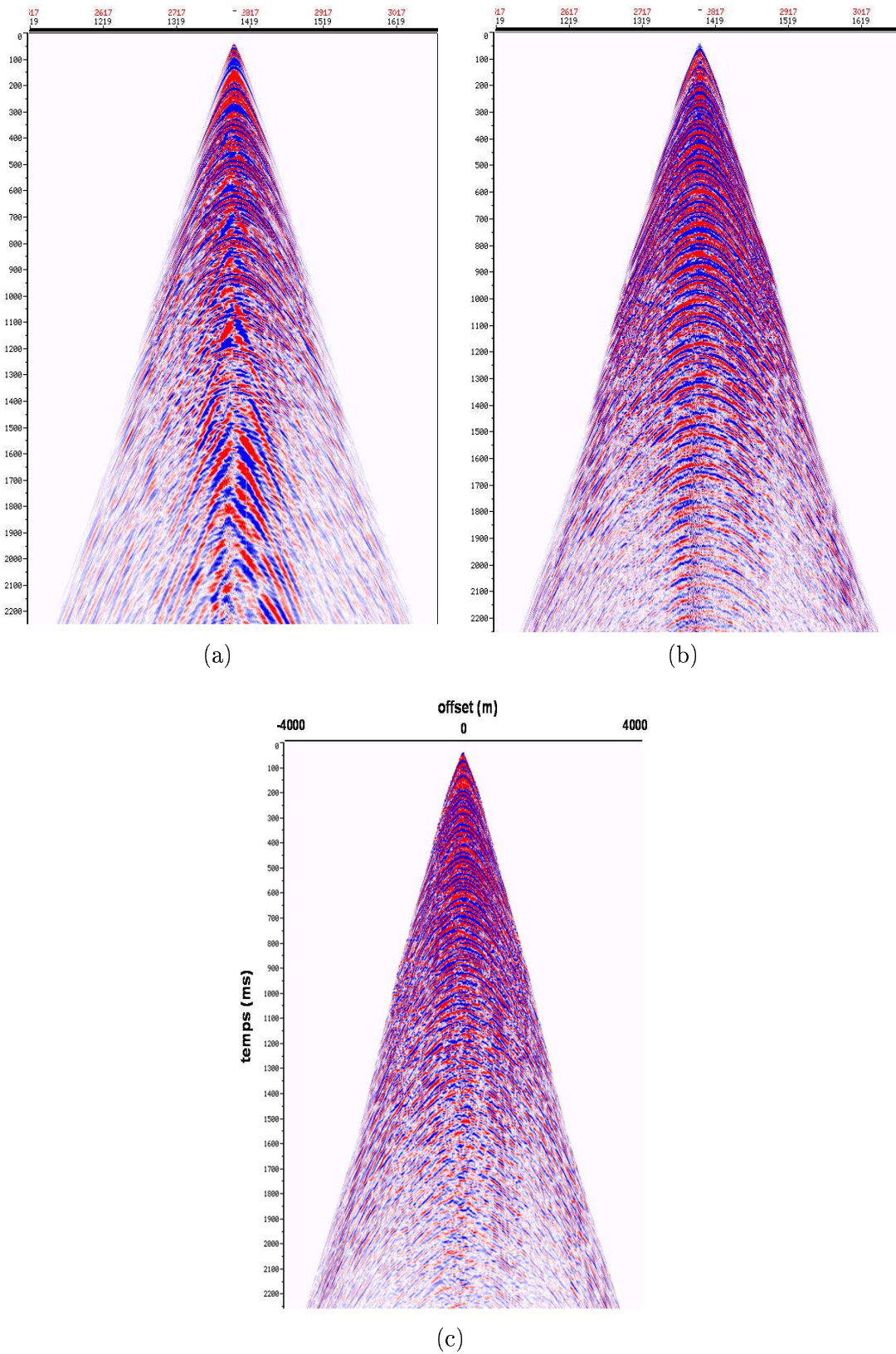


FIG. 4.17. Comparaison des données initiales aux données après traitement dans le domaine  $(x, t)$ . (a) Géophone vertical. (b) Hydrophone. (c) Section PZ après traitement.



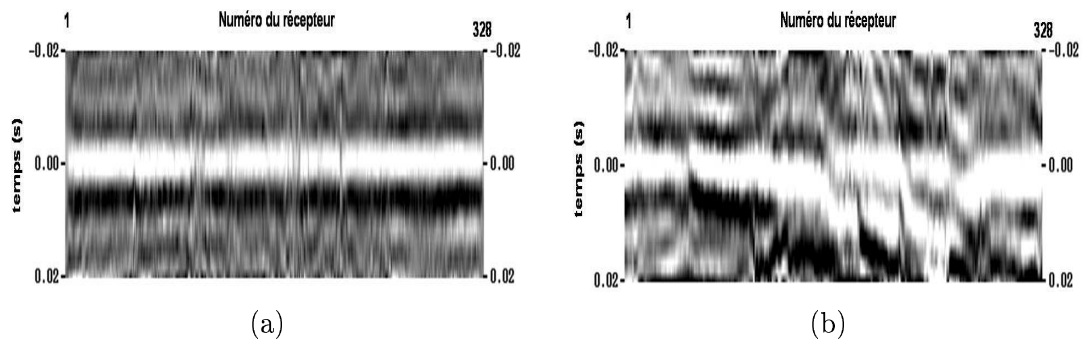


FIG. 4.18. Opérateurs de calibration (a) et opérateurs de réflectivité (b) correspondant à  $p = 0$  pour chaque récepteur de la ligne.

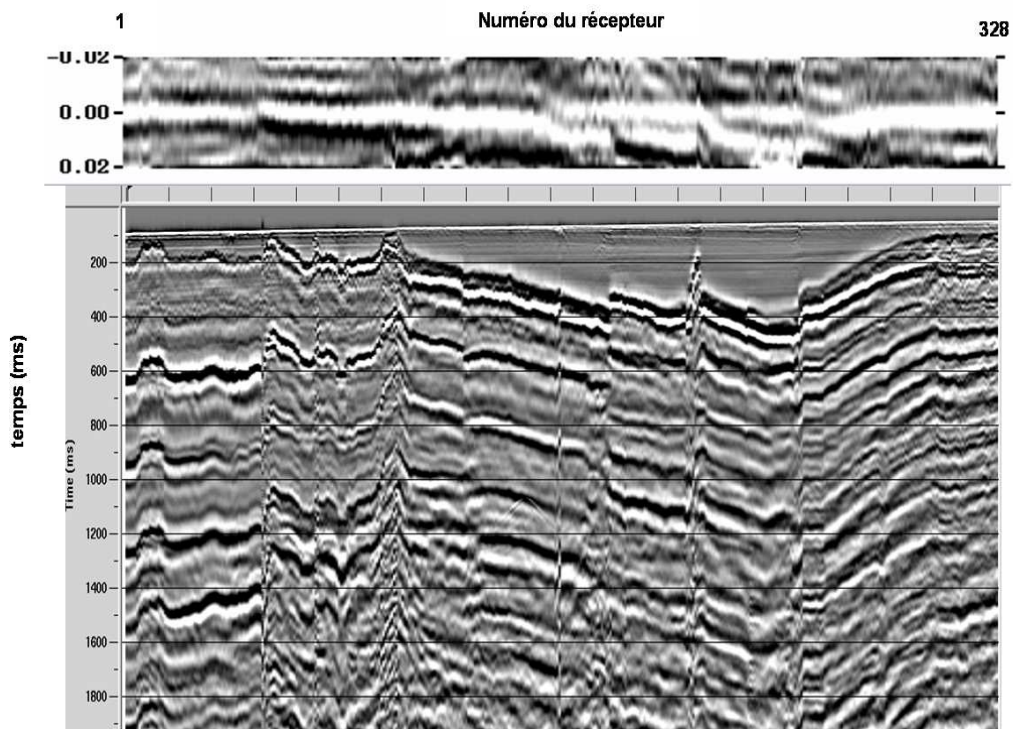


FIG. 4.19. Comparaison de l'opérateur de réflectivité aux statiques des ondes  $PS$  (a) Opérateurs de réflectivité à  $p = 0$  (b) Sommation suivant une loi de vitesse  $PS$  de la composante  $X$ .

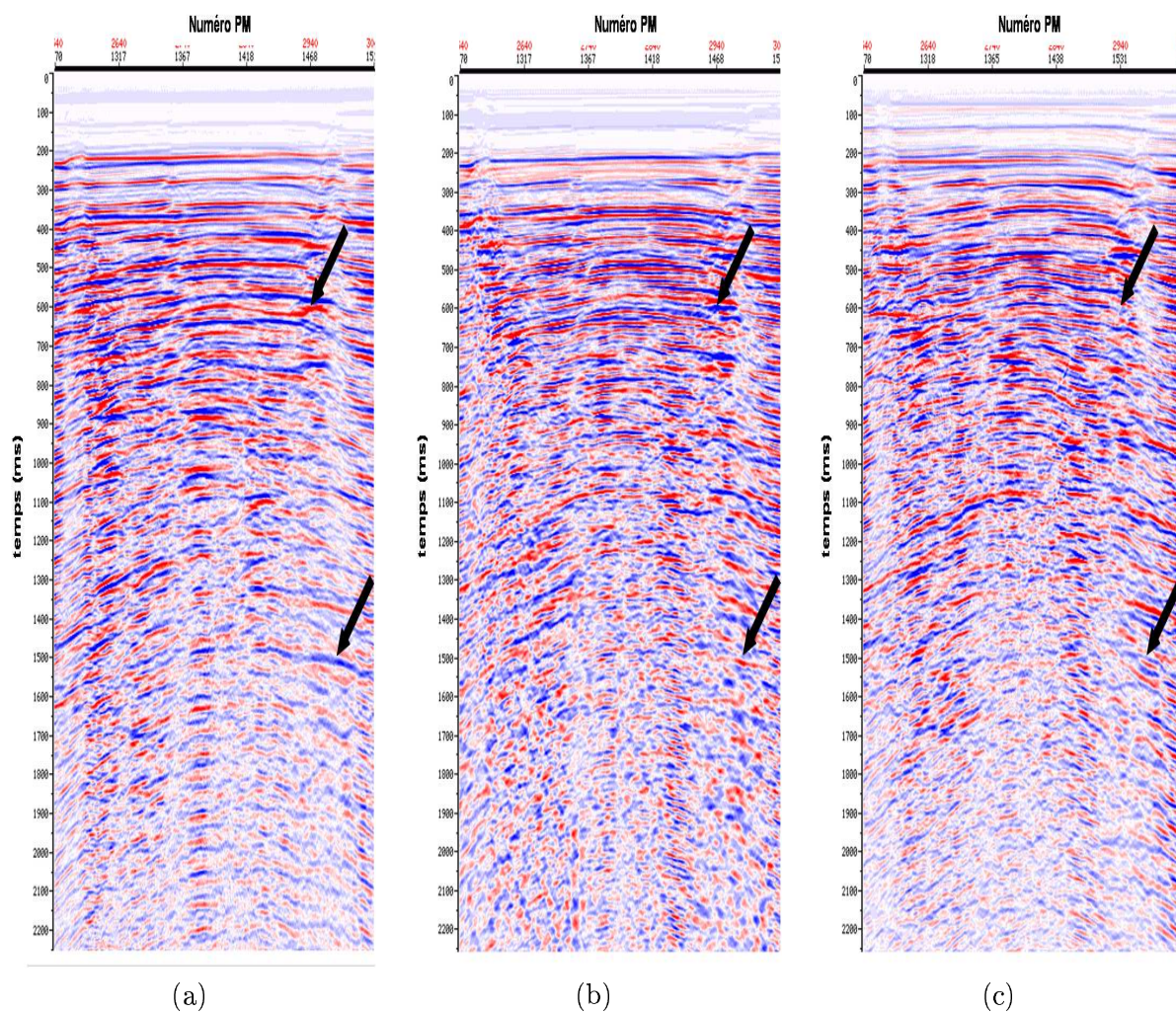


FIG. 4.20. Comparaison des résultats dans le domaine post-stack CMP (non migré).  
(a) Hydrophone. (b) Géophone vertical. (c) Résultat PZ de la séquence de traitement  
dans le domaine  $(\tau, p)$ .

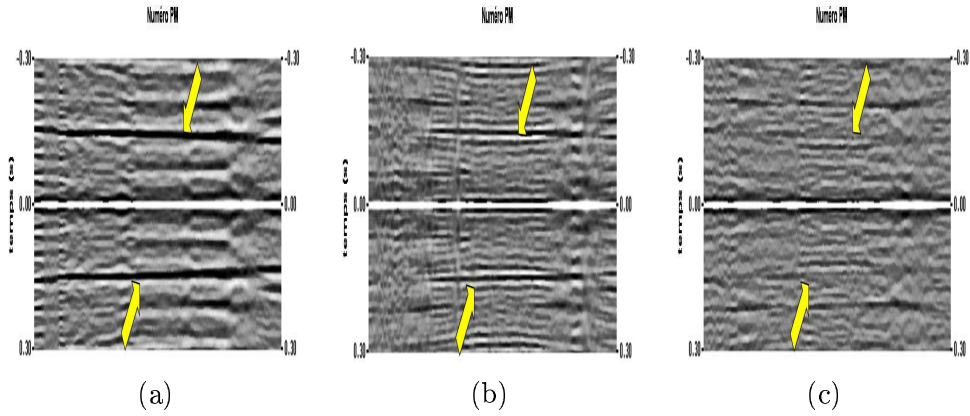


FIG. 4.21. Comparaison des autocorrélations normalisées calculées sur les sections de la figure (4.20). (a) Hydrophone. (b) Géophone vertical. (c) Résultat PZ de la séquence de traitement dans le domaine  $(\tau, p)$ .

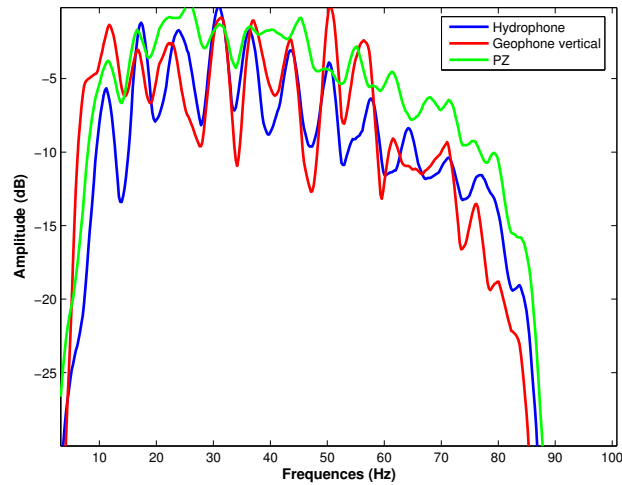


FIG. 4.22. Analyse spectrale des données initiales avant traitement et après traitement.

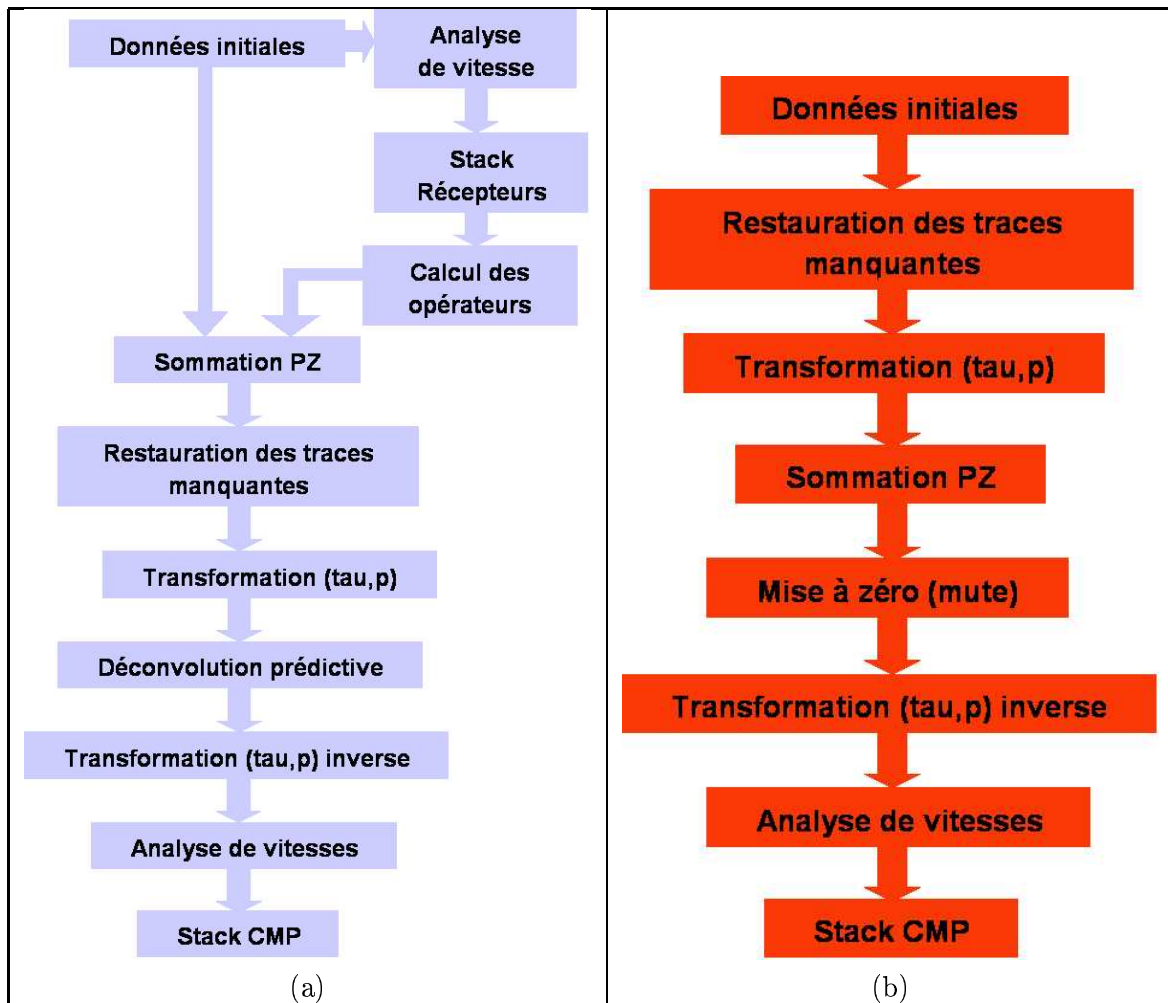


FIG. 4.23. Séquences de traitement appliquées aux données de la ligne étudiée. (a) Séquence industrielle. (b) Nouvelle séquence.

#### 4.4. Comparaison avec une séquence industrielle

La ligne sismique 2D traitée précédemment a fait l'objet d'un autre traitement avec une séquence industrielle standard pour les données OBC. Les deux séquences sont résumées dans le schéma de la figure (4.23). La séquence industrielle applique l'algorithme de sommation  $PZ$  de Soubaras, et fait l'hypothèse que la propagation est 1D. Il est d'abord nécessaire de faire une analyse de vitesse afin d'avoir une section stack-RC à partir de laquelle les opérateurs de calibration et de réflectivité sont calculés. Puis, ces opérateurs sont appliqués sur l'ensemble des données. Une fois les données sommées, une transformation dans le domaine  $(\tau, p)$  est appliquée pour effectuer une déconvolution prédictive et pour filtrer les bruits linéaires. Finalement, une analyse de vitesse plus fine permet d'obtenir les stacks PM.

On constate que la nouvelle séquence de traitement proposée dans ce chapitre présente en plus d'une approche théorique plus rigoureuse, un intérêt méthodologique permettant une



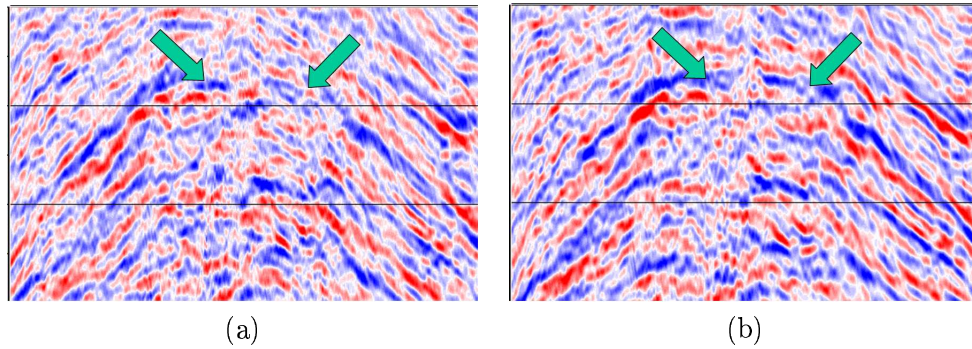


FIG. 4.24. Comparaison des résultats issus des deux séquences de traitement sur une partie présentant un intérêt à l'interprétation. (a) Séquence de traitement industrielle. (b) Nouvelle séquence de traitement dans le domaine  $(\tau, p)$ .

séquence plus fluide et moins coûteuse en temps de traitement. Cette nouvelle approche réduit l'intervention de l'utilisateur puisqu'il n'est pas nécessaire de faire initialement une analyse de vitesse. De plus, le fait d'appliquer une séquence entièrement dans le domaine  $(\tau, p)$  rend le traitement plus rapide.

En comparant les résultats obtenus à partir des deux séquences, on constate que grâce à la nouvelle méthodologie, on obtient une meilleure continuité des réflecteurs sur certaines zones présentant un intérêt particulier pour les interpréteurs (flèches dans la figure (4.24)). L'impact de la nouvelle méthodologie ne se limite pas uniquement au traitement des multiples mais améliore aussi les images des primaires.

## 4.5. Conclusions

Dans ce chapitre, une nouvelle séquence de traitement des données OBC est testée sur une ligne sismique 2D. L'analyse qualitative des données a permis de mettre en avant certains problèmes liés à l'acquisition des données et des bruits cohérents dont l'origine n'est pas connue avec précision. Cette démarche est importante car elle a permis d'anticiper les différents problèmes rencontrés lors du traitement.

La séquence de traitement est appliquée en collection récepteur commun afin d'exploiter la densité de la grille des tirs pour la transformation  $(\tau, p)$ . Nous avons vérifié l'efficacité du nouvel algorithme de sommation  $PZ$  dans un contexte de données réelles. Cette nouvelle approche s'est avérée robuste et efficace pour traiter les problèmes des multiples. La vérification de la qualité du traitement est effectuée à travers différents contrôles tels que la visualisation du terme source, le calcul des autocorrélations et les analyses spectrales. Le domaine  $(\tau, p)$  a permis une séparation des arrivées d'ondes  $PP$  des bruits linéaires. Ceci a conduit à une meilleure estimation des opérateurs et à un meilleur résultat grâce au filtrage de ces bruits en appliquant une loi de mise à zéro.

Le traitement des données issues de la ligne 2D et l'analyse des opérateurs de calibration et de réflectivité a permis d'une part de vérifier la stabilité de l'algorithme et d'autre part de

corrélér la variation de la phase de l'opérateur de réflectivité avec la présence d'un réflecteur voisin du fond de la mer et présentant une forte variation latérale des vitesses d'ondes  $S$ . Des investigations supplémentaires sont nécessaires afin d'exploiter ces opérateurs pour la caractérisation du sol marin.

En comparant les résultats du traitement aux données initiales dans le domaine post-stack, on constate que la séquence de traitement a permis une bonne atténuation des multiples. Elle a permis aussi de filtrer les bruits cohérents et de rehausser le spectre du signal. Des traitements supplémentaires, tel que la déconvolution prédictive, peuvent être appliqués dans le domaine  $(\tau, p)$  dans le cas où des résidus de multiples persistent.

Enfin, en comparant la nouvelle séquence de traitement à une séquence industrielle standard, on constate que notre approche améliore le résultat final. De plus, cette nouvelle méthodologie est plus fluide en terme de nombre de paramètres introduits et de nombre d'étapes de traitement.



## Chapitre 5

# Traitement des données OBC 3D

Aujourd'hui, la technologie OBC ne se limite plus au cas de la sismique 2D. Elle connaît une évolution dans laquelle les schémas d'acquisition sont 3D où la couverture azimutale est complète. La principale motivation d'une telle sismique est la recherche et l'interprétation, sur un seul bloc, des structures géologiques en trois dimensions. Jusqu'à présent, seul le procédé de migration est 3D [Robein03], alors que les algorithmes de pré-traitement reposent souvent sur des hypothèses restrictives 1D ou 2D. Ces derniers sont généralement appliqués ligne par ligne. La variable azimutale est alors ignorée.

Dans ce chapitre, nous proposons une nouvelle approche de pré-traitement des données OBC 3D. Nous présenterons une séquence de pré-traitement qui exploite la couverture azimutale et considère la propagation comme étant 3D. Cette nouvelle séquence est la généralisation en 3D de la méthodologie présentée dans le chapitre 3 grâce à la transformation  $(\tau, p)3D$ .

Nous commencerons ce chapitre par une mise au point sur les différentes techniques de visualisation des données en 3D afin de familiariser le lecteur avec les figures de ce chapitre. Ensuite, nous illustrerons les limites du traitement classique des données sismiques 3D à travers un exemple sur les multiples. Comme dans le chapitre précédent, nous donnerons une brève description qualitative des données afin de mettre en avant des problèmes liés aux bruits et à la géométrie d'acquisition des données. Ceci permettra d'anticiper sur certains problèmes que l'on devra résoudre dans la séquence de traitement 3D. Nous nous intéresserons ensuite à la définition et l'illustration des différentes étapes de la séquence. La première concernera l'atténuation des bruits aléatoires et la restauration des traces manquantes. Ces deux problèmes sont regroupés ici car nous verrons que les algorithmes les concernant sont très proches. Puis nous nous intéresserons au problème de l'interpolation des données car l'aliasing spatial dû à une grille initiale d'acquisition trop lâche est très important. Nous passerons en revue certaines méthodes d'interpolation avant d'illustrer, sur les données réelles, l'approche que nous avons adoptée. Nous nous intéresserons ensuite à la généralisation de la méthode de sommation  $PZ$  établie dans le chapitre 3 au cas 3D grâce à la décomposition des données en ondes planes à travers la transformation  $(\tau, p_x, p_y)$ . Cependant, la quantité et la taille des données traitées ne permet pas un traitement trace à trace. Nous proposerons alors une méthode d'estimation des opérateurs de calibration et de réflectivité inspirée de la modélisation par éléments finis. Puis, nous exploiterons les propriétés de la transformation  $(\tau, p)3D$  afin d'atténuer les bruits cohérents introduits par le géophone vertical avant de synthétiser les résultats dans le domaine initial  $(x, y, t)$ . Comme dans le chapitre 4, nous compareront cette nouvelle séquence avec une autre utilisée dans les études industrielles afin de mesurer l'apport de ces nouvelles techniques de pré-traitement azimutal sur le résultat.



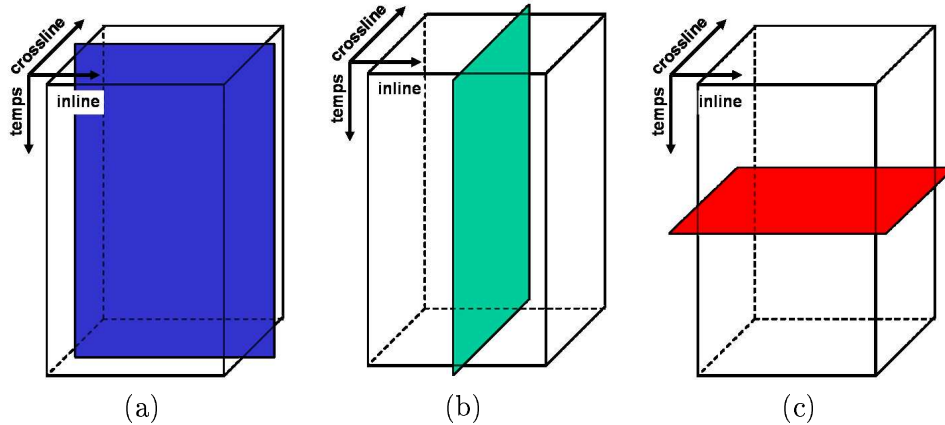


FIG. 5.1. Différents types de visualisation des sélections en récepteur commun. (a) Visualisation dans la direction de navigation (inline). (b) Visualisation orthogonale à la direction de navigation (crossline). (c) Visualisation d'une tranche en temps (time slice).

## 5.1. Visualisation des données 3D

Dans le cas des acquisitions OBC 3D, les données enregistrées et triées en collection RC sont des cubes dans lesquels la direction verticale est le temps et les deux directions horizontales correspondent aux axes “inline” et “crossline” de l'acquisition. La visualisation des données se fait en effectuant différentes coupes dans le cube : il est possible de visualiser des lignes de navigations dans la direction inline, des lignes de tirs dans la direction crossline et des times-slices, c'est-à-dire des plans correspondant à des temps constants (figure (5.1)).

Dans le cas d'un milieu stratifié horizontalement et composé de couches homogènes et isotropes, les arrivées sismiques sont des hyperboloïdes de révolution. Les différents types de visualisation décrits ci-dessus consistent à afficher l'intersection des hyperboloïdes avec des plans parallèles aux faces du cube. On obtient des cercles dans le cas des time-slices et des hyperboles dans les deux autres cas. Quand les plans verticaux passent par l'apex des hyperboloïdes, c'est-à-dire par la position du récepteur, les courbures des hyperboles obtenues dépendent des vitesses dans le milieu de propagation. Dans le cas où les plans verticaux sont déportés par rapport au récepteur, les courbures des arrivées sismiques dépendent non seulement des vitesses mais aussi du déport (figure (5.2-b)).

## 5.2. Limites du traitement multi-2D dans le cas 3D

Jusqu'à présent, le pré-traitement en sismique marine 3D se fait en considérant les données comme étant multi-2D, c'est-à-dire que les algorithmes sont appliqués ligne par ligne. Afin d'illustrer les limites d'une telle approche, on considère le problème des multiples de la colonne d'eau. L'algorithme anti-multiples présentés dans le chapitre 3 ou encore la déconvolution prédictive s'appuient sur le fait que la propagation reste dans le plan vertical passant par la ligne

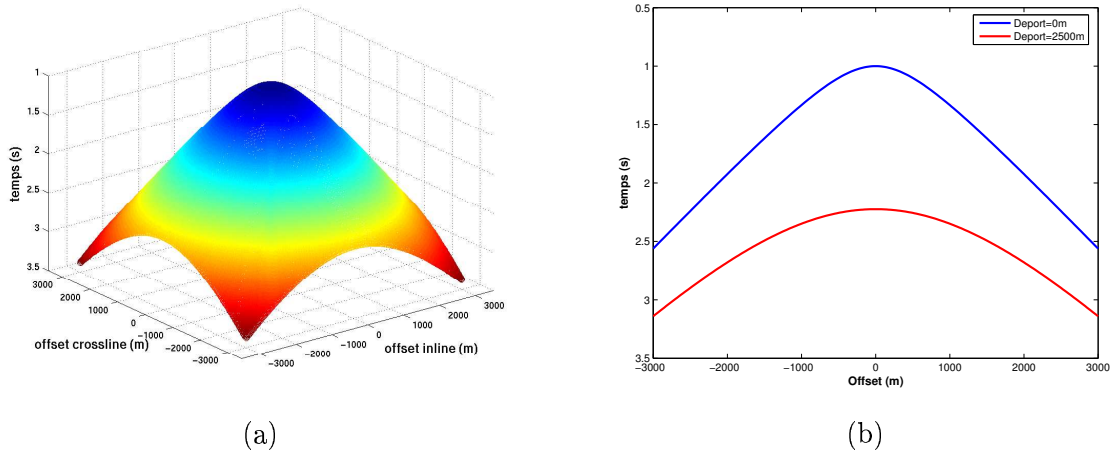


FIG. 5.2. Exemple d'un hyperboloïde de révolution correspondant à une arrivée primaire dans le cas de l'OBC. (a) Allure cinématique de l'arrivée en 3D. (b) Visualisation de l'arrivée dans un plan correspondant à un déport égal à 0 et pour un déport égal à 2500m.

des sources et des récepteurs. Dans un milieu homogène, isotrope et stratifié horizontalement, la période des multiples fantômes et peg-legs est constante pour chaque lenteur horizontale  $p$ . Elle dépend de la profondeur d'eau et de l'angle d'incidence des ondes planes aux récepteurs.

Dans le cas où une ligne 2D est déportée, c'est-à-dire que l'offset cross-line n'est plus nul, il n'est plus possible de décomposer les données en ondes planes comme précédemment. Même s'il est toujours possible d'appliquer une transformation par slant-stack, le sens physique de la section  $(\tau, p)$  obtenue n'est plus le même. De plus, la propriété de conservation de la période des multiples pour chaque lenteur  $p$  n'est plus vraie. En particulier pour les grands déports. Dans ce cas, il n'est pas possible d'appliquer l'algorithme anti-multiples ou la déconvolution prédictive.

A travers l'exemple sur les multiples, on voit les limites du traitement multi-2D. Ignorer la variable azimutale dans le cas d'une propagation 3D détériore forcément les résultats du pré-traitement.

Il devient nécessaire de faire évoluer les algorithmes et les séquences de pré-traitement afin d'exploiter au mieux les possibilités offertes par les acquisitions 3D. Cette évolution ne concerne pas seulement les anti-multiples, elle concerne aussi le filtrage de bruit, l'interpolation des données, l'analyse de vitesses, etc...

### 5.3. Analyse d'un récepteur commun 3D réel

Le récepteur commun utilisé dans ce chapitre est issu d'une campagne sismique 3D. La hauteur d'eau est égale à 71m. L'échantillonnage en points de tirs est théoriquement régulier et vaut 50m dans les deux directions horizontales. La figure (5.3) illustre les positions géographiques réelles des tirs. La navigation est ici dans le sens sud-est nord-ouest. On constate que

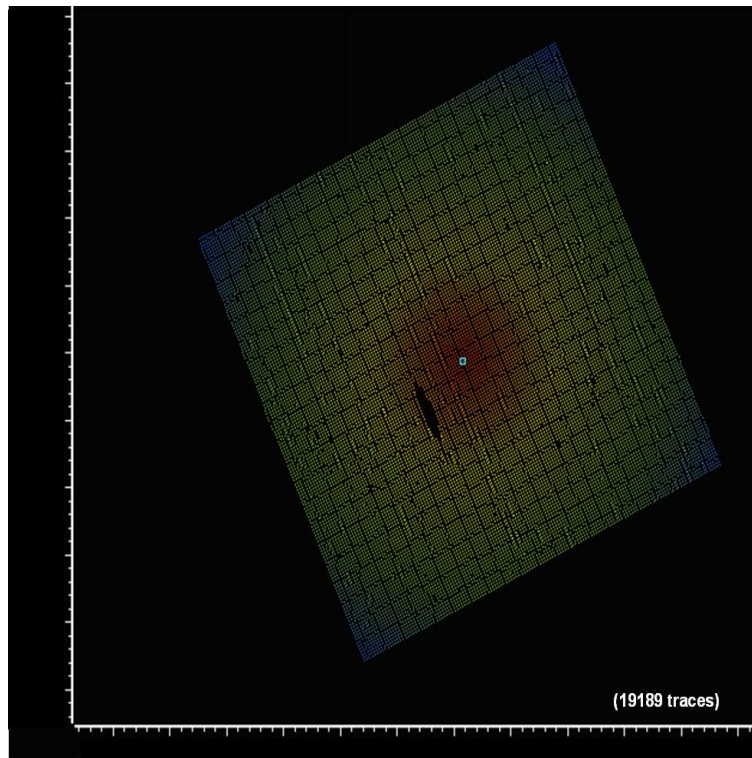


FIG. 5.3. Positions réelles des tirs lors de l'acquisition. Le récepteur est modélisé par le rectangle bleu au centre.

les tirs sont généralement réguliers sauf par endroits où l'on constate un manque de données. Ceci est lié à la présence d'une plate-forme pétrolière.

Même si l'échantillonnage spatial de ces données est l'un des plus réguliers et plus denses dont on puisse disposer, le repliement spectral spatial reste très important. Les vitesses les plus lentes sont de l'ordre de  $1500m/s$ . Elles génèrent des repliements spectraux à partir de  $15Hz$ . L'application des transformations spatiales n'est pas immédiate à partir des données initiales.

Le capteur étudié ici est multi-composantes, ceci a permis la vérification et la correction de l'orientation des capteurs selon l'algorithme de Dellinger [Dellinger01].

Dans la suite, on s'intéresse uniquement à l'hydrophone et au géophone vertical. La figure (5.4) montre différentes sections des données initiales dans la direction de navigation (inline) ainsi que dans la direction perpendiculaire (crossline). On constate sur les données du géophone vertical des bruits linéaires (flèches noires de la figure (5.5)). Ces bruits sont différents de ceux observés dans le chapitre précédent car leur contenu fréquentiel est ici plus important et leur énergie plus faible.

Le fait qu'une campagne sismique 3D s'étale sur une durée de l'ordre d'un mois, les caractéristiques du bruit ambiant varient d'une ligne de navigation à une autre. Les conditions météorologiques, les phénomènes de houle et l'activité sismique dans les régions voisines de la



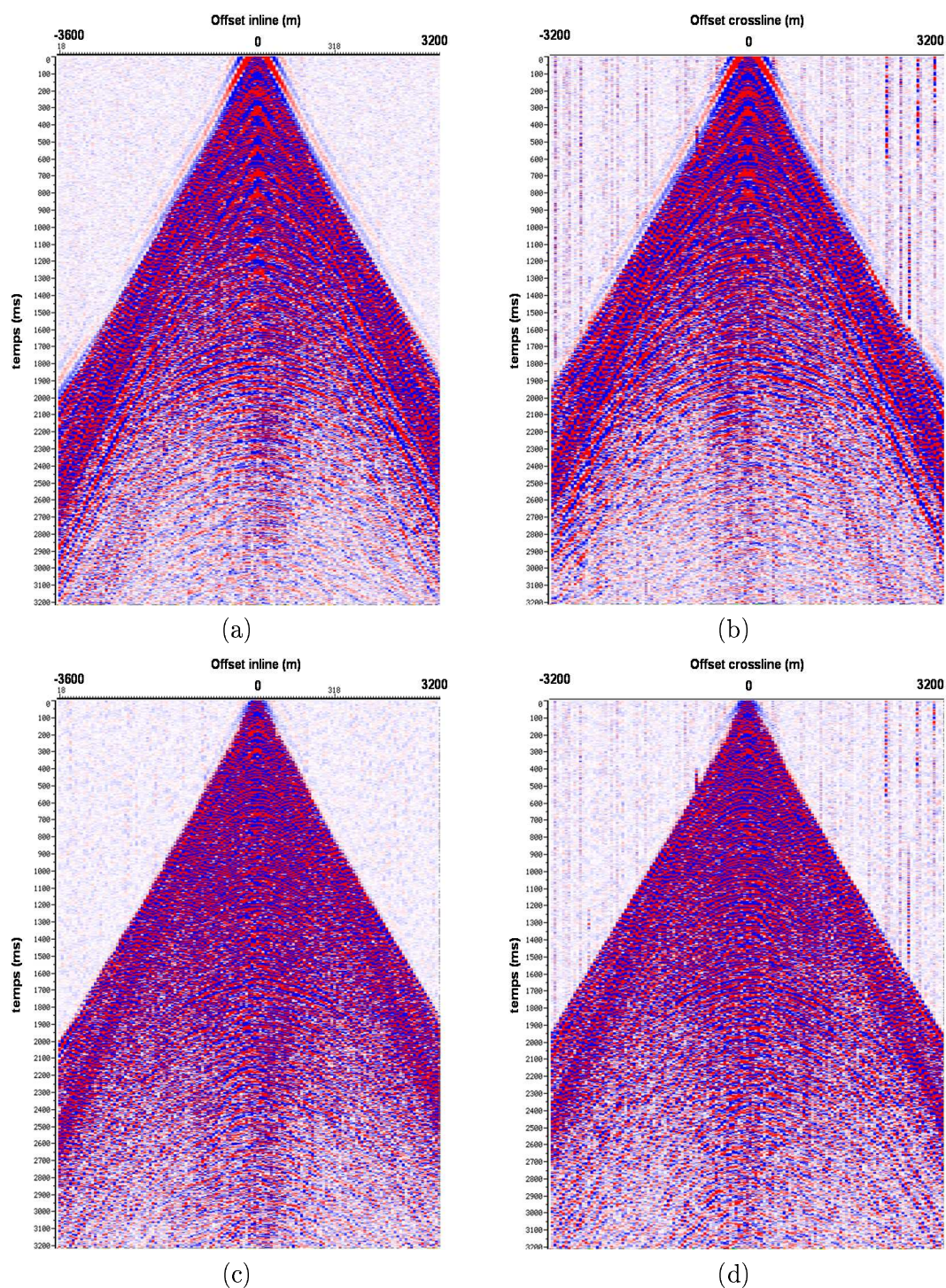


FIG. 5.4. Sections inline et crossline prises sur les données initiales de l'hydrophone et du géophone vertical. Le départ des sections est nul. (a) Hydrophone initial dans la direction inline. (b) Hydrophone initial dans la direction crossline. (c) Géophone vertical initial dans la direction inline. (d) Géophone vertical initial dans la direction crossline.



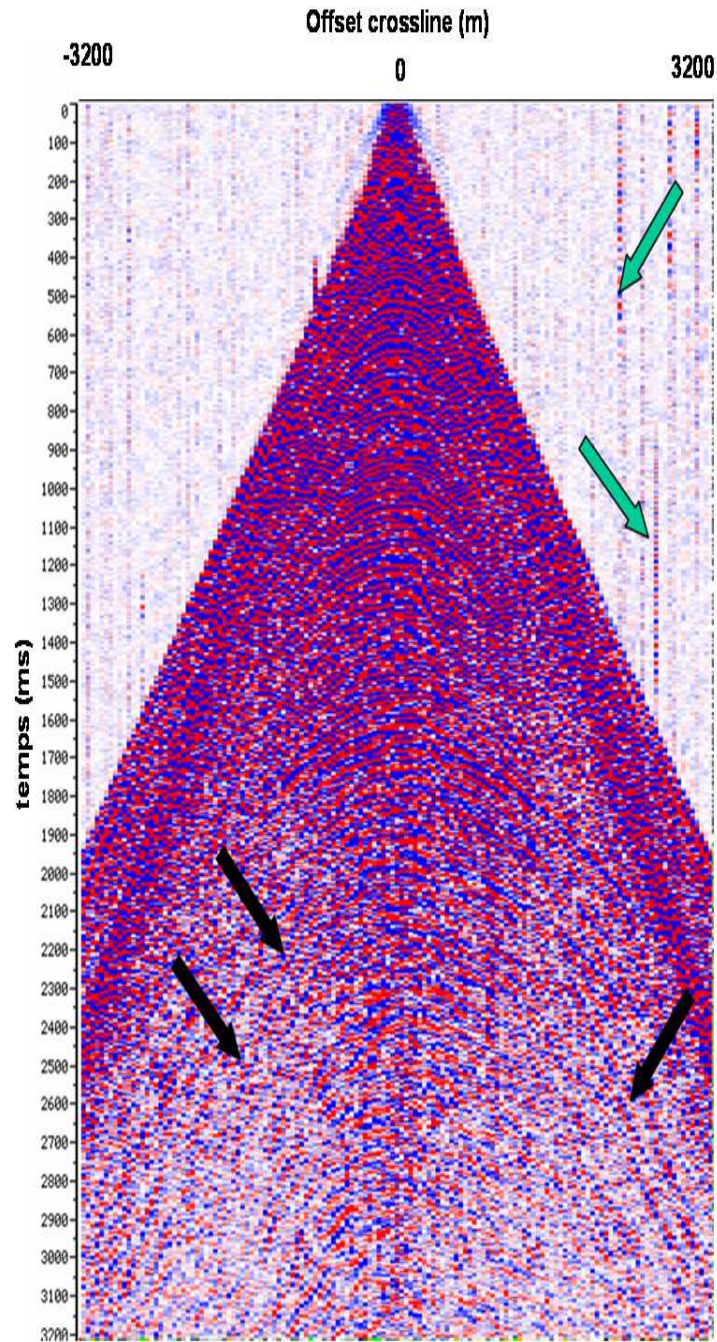


FIG. 5.5. Illustration des bruits linéaires et des stries sur le géophone vertical initial dans la direction crossline.

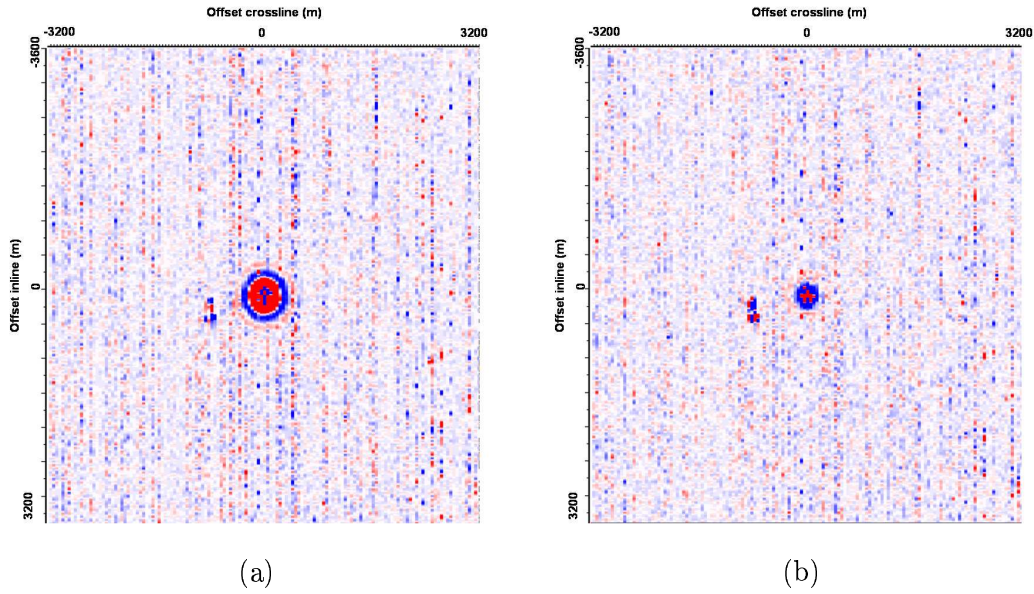


FIG. 5.6. Analyse du niveau de bruit ambiant sur les sections à temps constant (40ms).  
(a) Hydrophone. (b) Géophone vertical.

zone étudiée varient tous les jours faisant ainsi varier le niveau de bruit. De plus, les lignes de tirs ne sont pas acquises dans l'ordre mais en fonction de la trajectoire de navigation du bateau source. Ceci explique les stries que l'on observe sur les sections crossline sur les temps avant l'avènement de la première arrivée (flèches vertes de la figure (5.5)) et sur les time slices de la figure (5.6). Ces bruits sont présents tout au long de l'écoute.

On voit sur ces données 3D, qu'en plus du problème des multiples de la tranche d'eau, elles sont affectées d'une part par différents types de bruits, cohérents et non cohérents, et d'autre part par le manque de tirs dans certaines zones. La séquence de traitement que l'on devra définir pour ces données doit tenir compte de ces différents aspects.

#### 5.4. Définition de la séquence de traitement

La séquence de traitement que l'on définit dans la suite a pour objectif d'atténuer les multiples liés à la colonne d'eau tout en améliorant la qualité des données. Cette séquence est la généralisation de la méthodologie, exposée dans le chapitre 4, au cas de la sismique large-azimuts. Elle est fondée sur la décomposition des données initiales en ondes planes. L'analyse des données du paragraphe précédent montre que la décomposition n'est pas immédiate. Ceci est principalement dû à l'insuffisance de l'échantillonnage des points de tirs en espace.

Les grandes lignes de la séquence de traitement du RC 3D sont :

- Restauration des tirs manquants.

- Atténuation des bruits aléatoires.
- Interpolation des tirs afin d'éviter les problèmes liés à l'aliasing spatial.
- Atténuation des multiples de la colonne d'eau.
- Atténuation des bruits linéaires.
- Synthèse des données dans le domaine initial.

### 5.5. Restauration des traces manquantes et filtrage des bruits incohérents

Le filtrage des bruits incohérents et la restauration des traces manquantes sont les deux premières étapes de la séquence de traitement. Du point de vue algorithmique, ces deux étapes sont étroitement liées car elles reposent sur l'estimation des filtres de prédiction en espace. La restauration des traces manquantes est possible grâce à l'estimation de la partie prédictible du signal. Le filtrage des bruits incohérents est effectué en rejetant la partie non prédictible des données.

Pour une fréquence fixée, les données sismiques initiales  $d(f, x, y)$  dans le domaine  $(f, x, y)$  s'expriment en fonction d'un signal prédictible en espace  $s(f, x, y)$  et d'un signal aléatoire non prédictible  $b(f, x, y)$  tel que :

$$d(f, x, y) = s(f, x, y) + b(f, x, y) \quad (5.1)$$

L'estimation des opérateurs de prédiction consiste à minimiser l'énergie de la différence entre le signal prédictible estimé  $\hat{s}(f, x, y)$  et les données initiales. La fonction coût à minimiser s'écrit sous la forme :

$$Cout(f) = \sum_{x,y} \|d(f, x, y) - \hat{s}(f, x, y)\|^2 \quad (5.2)$$

Dans un premier temps, pour une fréquence  $f$  fixée, on s'intéresse à un sous-cube de données de dimension  $N^2$ . On fait, dans ce sous cube les hypothèses suivantes [Canales84] :

- Les données sont régulièrement échantillonnées en espace.
- Le sous-cube contient un signal prédictible linéaire correspondant à un évènement se propageant à vitesse constante.
- L'ondelette de cet évènement ne dépend pas des variables spatiales  $x$  et  $y$ .

Le signal prédictible s'écrit sous la forme :

$$s(f, m\Delta x, n\Delta y) = a(f) \exp \left( i2\pi f \sqrt{\left(m \frac{\Delta x}{V}\right)^2 + \left(n \frac{\Delta y}{V}\right)^2} \right) \quad (5.3)$$

$V$  est la vitesse apparente de l'évènement linéaire,  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont les pas d'échantillonnage dans les deux directions inline et crossline,  $m$  et  $n$  sont des entiers. Dans ce cas, l'estimation du

signal  $\hat{s}(f, x, y)$  s'effectue en calculant des filtres  $P(f, n, m)$  de prédiction à deux dimensions et du premier ordre : [Spitz91, Wang02] :

$$\hat{s}(f, m\Delta x, n\Delta y) = \sum_{j=1}^L \sum_{k=1}^F P(f, j, k) d_{m-j, n-k}(f) \quad m = L + 1, \dots, N \quad n = F + 1, \dots, N \quad (5.4)$$

$$\hat{s}^*(f, m\Delta x, n\Delta y) = \sum_{j=1}^L \sum_{k=1}^F P(f, j, k) d_{m+j, n+k}^*(f) \quad m = 1, \dots, N - L \quad n = 1, \dots, N - F \quad (5.5)$$

où  $c^*$  désigne le conjugué du nombre complexe  $c$ . Ces deux expressions correspondent à la prédiction directe et rétrograde du signal.  $L$  et  $F$  sont les longueurs des filtres de prédiction dans les deux directions. Les propriétés spectrales des opérateurs de prédiction sont discutées dans [Claerbout92, Gulunay03]. Les auteurs montrent que dans le cas où l'opérateur a la forme symétrique de la figure (5.7), ce dernier est à phase nulle dans le domaine des nombres d'onde.

Le filtrage du bruit aléatoire s'effectue en deux temps :

1. Estimation des filtres de prédiction.
2. Application des filtres sur les données afin de n'en garder que la partie prédictible et rejeter les bruits aléatoires.

Plusieurs approches de calcul des filtres sont possibles. Certaines méthodes calculent les opérateurs dans le domaine initial  $(x, y, t)$  [Claerbout92], d'autres en fréquence [Gulunay03, Wang02]. [Soubaras00] exploite les opérateurs définis précédemment pour définir une autre catégorie de filtres appelés "filtres de projection" permettant une meilleure atténuation des bruit incohérent.

La restauration des traces manquantes est directement liée à la méthode décrite précédemment. Les filtres de prédiction servent cette fois à prédire des traces qui n'existent pas.

Dans la réalité, les données sismiques ne sont pas linéaires mais hyperboliques. Afin de se placer dans le cadre des hypothèses précédentes, les données sont divisées en sous cubes de taille suffisamment petites pour que :

- Les évènements soient quasi linéaires.
- L'ondelette de chaque évènement soit constante.

Il est possible d'appliquer une correction dynamique de vitesses (NMO) grossière afin de rendre les arrivées hyperboliques les plus linéaires possible. Ceci permet aussi, dans le cas des arrivées très lentes, de réduire l'effet du repliement spectral.

Les méthodes de filtrage du bruit aléatoire et de restauration des traces manquantes sont appliquées sur les données initiales du géophone vertical et de l'hydrophone. La figure (5.8)



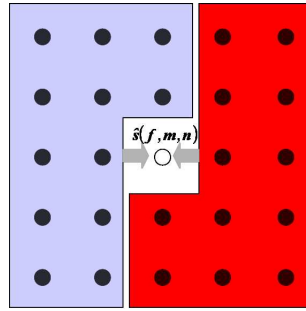


FIG. 5.7. Prédiction du signal correspondant à la position  $m, n$ . En rouge, partie rétrograde de la prédiction. En bleu, partie directe de la prédiction.

compare les données avant et après traitement sur une section crossline et une section à temps constant. L'analyse du bruit aléatoire filtré montre que le signal cohérent correspondant aux arrivées sismiques n'est pas détérioré.

## 5.6. Interpolation des données 3D

La densité des tirs de  $50m \times 50m$  ne permet pas d'appliquer des transformées spatiales comme la décomposition en ondes planes. Un tel échantillonnage cause des repliements spectraux sévères. L'idée est d'interpoler les données dans les deux directions spatiales  $x$  et  $y$  afin de densifier la grille des tirs. Dans le cas des données dont on dispose, les vitesses les plus lentes sont de l'ordre de  $1500m/s$ . Ceci génère des repliements spectraux à  $15Hz$ . Pour rejeter cette fréquence au delà de  $60Hz$ , la grille de tirs doit être au minimum  $12.5m \times 12.5m$ . La figure (5.10) montre cet effet sur des traces synthétique 2D dans le domaine  $(x, t)$  et  $(f, k)$ .

Plusieurs méthodes d'interpolation des données sismiques sont disponibles. [Abma05] discute différentes méthodes dans le cas 2D. Les résultats obtenus peuvent être étendus en 3D. Dans le cas le plus simple où les données ne souffrent pas de repliement spectral, la méthode d'interpolation par sinus cardinal est efficace. Elle consiste à transformer les données dans le domaine de Fourier puis d'appliquer la transformation inverse en augmentant le pas d'échantillonnage des données [Yilmaz87].

D'autres méthodes consistent à détecter et estimer la direction des événements cohérents en sommant localement les données selon des courbes en 2D [Bardan87] ou des surface en 3D [Hoïcht03]. L'avantage principal de ce type d'approches est qu'elles n'imposent pas un échantillonnage régulier des données. Cependant, elles trouvent leurs limites dans le cas où des événements se croisent.

Une autre famille de méthodes d'interpolation consiste à créer des traces par prédiction : à partir des données initiales, on cherche à créer de nouvelles traces en estimant des filtres d'interpolation. Ces filtres permettent de calculer de nouvelles traces à des positions qui n'existent pas sur les données initiales [Spitz91].

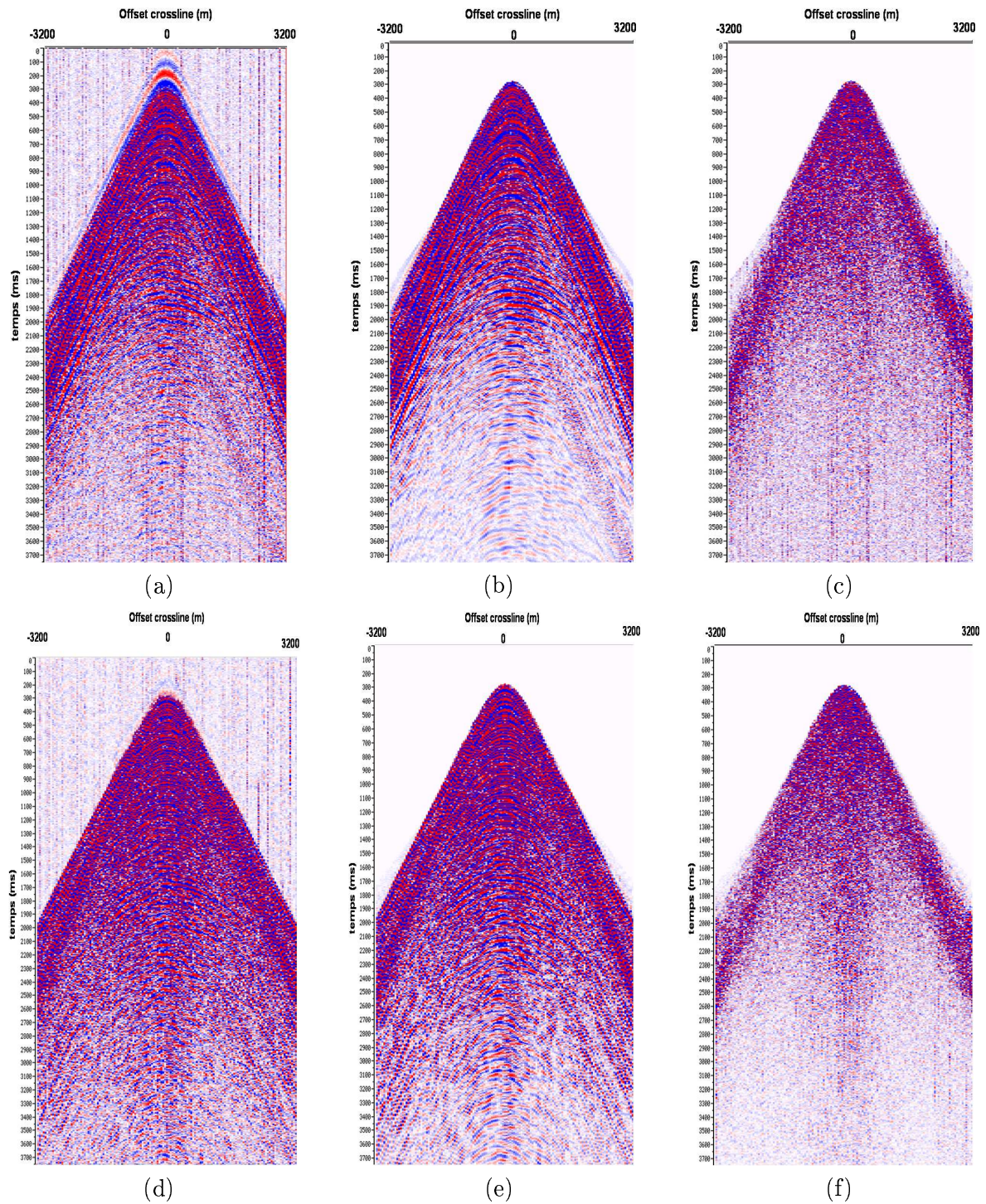


FIG. 5.8. Résultat du filtrage des bruits aléatoires sur les sections crossline. (a) Hydrophone initial. (b) Hydrophone après filtrage. (c) Bruits filtrés. (d) Géophone vertical initial. (e) Géophone vertical après filtrage. (f) Bruits filtrés.



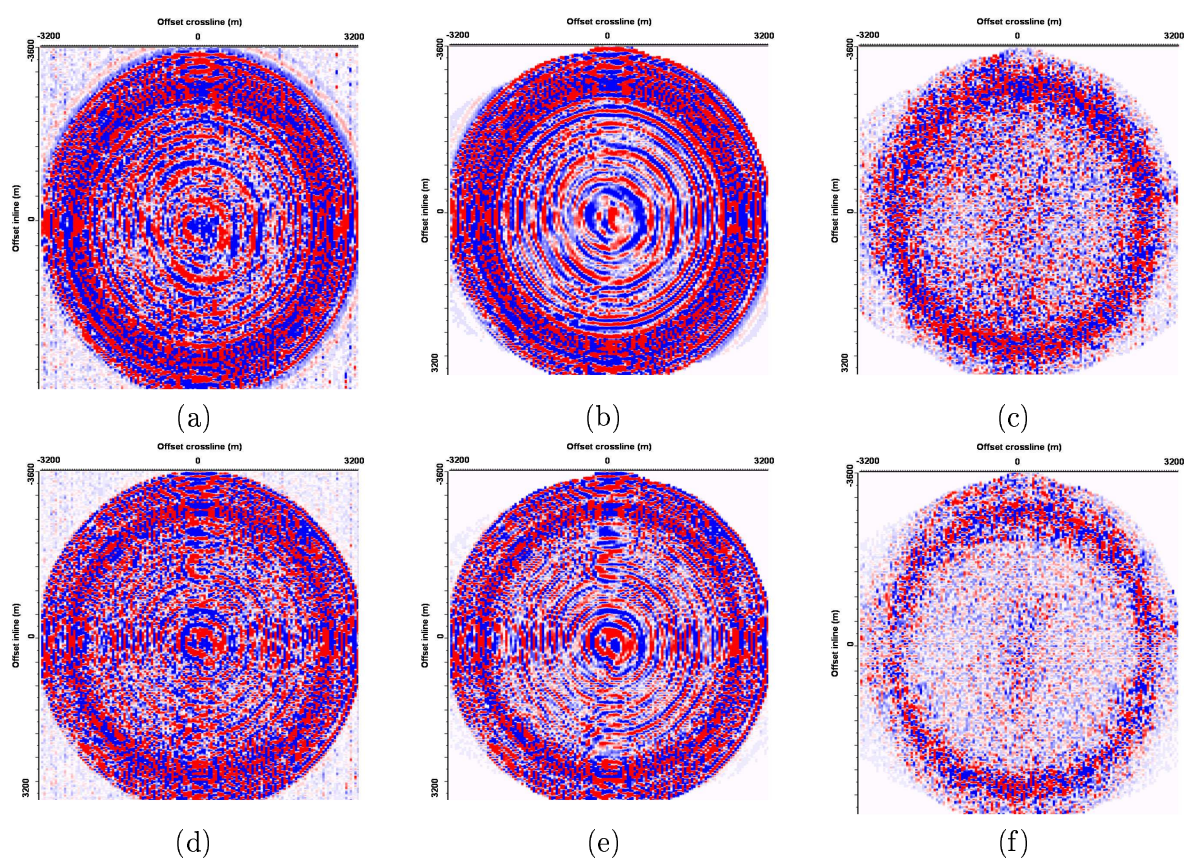


FIG. 5.9. Résultat du filtrage des bruits aléatoires sur les sections à temps constant. (a) Hydrophone initial. (b) Hydrophone après filtrage. (c) Bruits filtrés. (d) Géophone vertical initial. (e) Géophone vertical après filtrage. (f) Bruits filtrés.

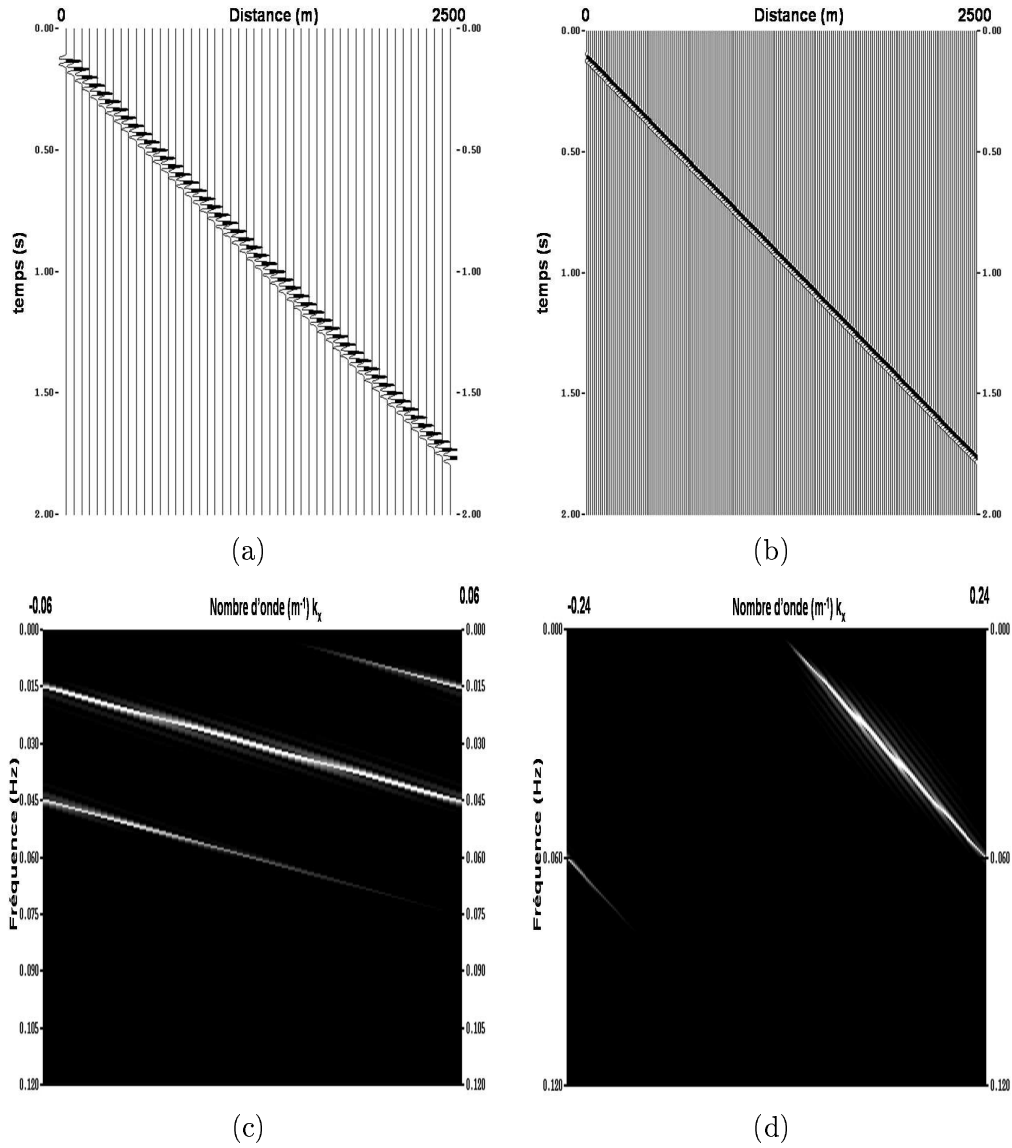


FIG. 5.10. Illustration du problème du repliement spectral dans les domaines  $(x, t)$  et  $(f, k)$  pour un évènement linéaire synthétique simple de vitesse  $1500\text{m/s}$  et pour différents pas  $\Delta x$  d'échantillonnage en espace. (a)  $\Delta x = 50\text{m}$  en  $(x, t)$ . (b)  $\Delta x = 12.5\text{m}$  en  $(x, t)$ . (c)  $\Delta x = 50\text{m}$  en  $(f, k)$ . (d)  $\Delta x = 12.5\text{m}$  en  $(f, k)$ . L'axe vertical dans les figure (c) et (d) est en  $1e^{-3}\text{Hz}$ .

On se replace dans le même cadre que pour le filtrage des bruits aléatoires de la partie précédente :

- Échantillonnage régulier des données en espace.
- Les signaux prédictibles sont linéaires et d'ondelette constante dans l'espace.

Le but de l'interpolation est de diviser le pas d'échantillonnage dans chaque direction par un facteur  $\lambda$ . [Spitz91] donne une relation entre les filtres d'interpolation  $\tilde{P}(f)$  et les filtres de prédiction  $P(f)$  établis dans la partie (5.5). Cette relation se met sous la forme :

$$\tilde{P}(f) = P\left(\frac{f}{\lambda}\right) \quad (5.6)$$

Cette relation montre que les opérateurs de prédiction estimés aux basses fréquences servent à l'interpolation des traces aux fréquences multiples. Il est donc important que la bande passante soit la plus large possible du côté des basses fréquences afin de pouvoir construire les filtres d'interpolation. L'algorithme d'interpolation par prédiction fonctionne en trois étapes :

- Estimation des filtres de prédiction du signal comme dans le cas du filtrage des bruits aléatoires.
- Estimation des filtres d'interpolation grâce à l'équation (5.6)
- Application sur les données initiales.

Cette dernière méthode d'interpolation 3D est testée sur les données réelles afin de densifier la grille des tirs. Dans la version industrielle de cet algorithme, il n'est pas possible de modifier la taille des opérateurs 3D d'interpolation. Les résultats obtenus ne sont pas satisfaisant à cause de cette limitation. Une approche dite multi-2D est adoptée. Elle consiste à appliquer, alternativement dans chaque direction, les algorithmes d'interpolation ligne par ligne en négligeant successivement une des deux variables spatiales. Cette approche est appliquée en quatre étapes successives afin de passer d'une grille de tirs de  $50m \times 50m$  à  $12.5m \times 12.5m$  comme le montre la figure (5.11).

L'algorithme d'interpolation décrit précédemment est coûteux non seulement en temps mais aussi en espace mémoire. A la fin de cette phase, le volume des données est multiplié par 16 pour chaque récepteur. Le défi du pré-traitement des données 3D n'est pas seulement algorithmique mais aussi matériel.

Les figures (5.12) et (5.13) montrent les résultats de l'interpolation des données initiales sur des sections inline et à temps constant. Les événements sismiques sont bien interpolés non seulement du point de vue cinématique mais aussi dynamique.

En comparant les spectres des données avant et après l'interpolation sur la figure (5.14), on constate que l'allure est globalement respectée sauf aux hautes ( $70 - 100Hz$ ) et très basses fréquences ( $6 - 8Hz$ ). Dans le premier cas, l'interpolation introduit du bruit car le signal à ces fréquences a une puissance très faible. Pour les basses fréquences, l'algorithme d'interpolation ne parvient pas à reconstruire ces fréquences car on ne dispose pas de signal aux fréquences

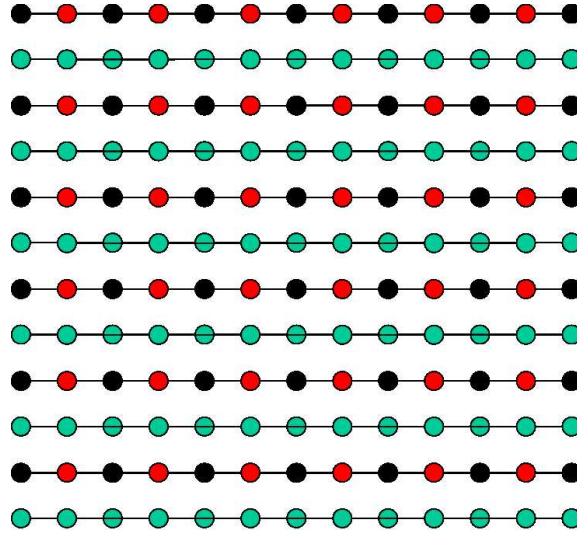


FIG. 5.11. Deux étapes successives d'interpolation de tirs. Noir : données initiales. Rouge : tirs créés après la première étape. Vert : tirs créés après la deuxième étape. Grille initiale :  $50m \times 50m$  grille finale  $25m \times 25m$ .

moitié ( $3 - 4Hz$ ) pour permettre l'estimation des opérateurs de prédiction (équation 5.6). Cet effet négatif de l'interpolation sur les basses fréquences peut être évité en exploitant le fait que le calcul est effectué fréquence par fréquence. On peut interpoler les données non aliasées par la méthode des sinus cardinaux (sinc) et adopter l'approche de [Spitz91] pour les autres fréquences.

### 5.7. Transformation $(\tau, p)3D$

La densification de la grille des tirs de  $(50m \times 50m)$  à  $(12.5m \times 12.5m)$  permet de rejeter la fréquence de repliement spectral pour les vitesses les plus lentes ( $1500m/s$ ) au delà de  $60Hz$ . D'autres part, on procède à la mise à zéro de l'arrivée directe afin de réduire encore plus l'effet de l'aliasing.

A partir de là, on peut appliquer des transformations spatiales afin de décomposer les données en ondes planes. On rappelle que le but est de généraliser la méthodologie de traitement établie dans le chapitre 4 au cas des acquisitions 3D.

Le lien entre la transformation  $(f, k_x, k_y)$  et la décomposition en ondes planes  $(\tau, p)3D$  est développé dans l'annexe 3. On montre que dans le cas de la propagation dans un milieu homogène, isotrope et stratifié horizontalement, et dans le cas où la source est ponctuelle, la décomposition en ondes planes des données initiales s'obtient dans le système des coordonnées cartésiennes selon l'équation :

$$d(\tau, p_x, p_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d(\tau - p_x x - p_y y) dx dy \quad (5.7)$$



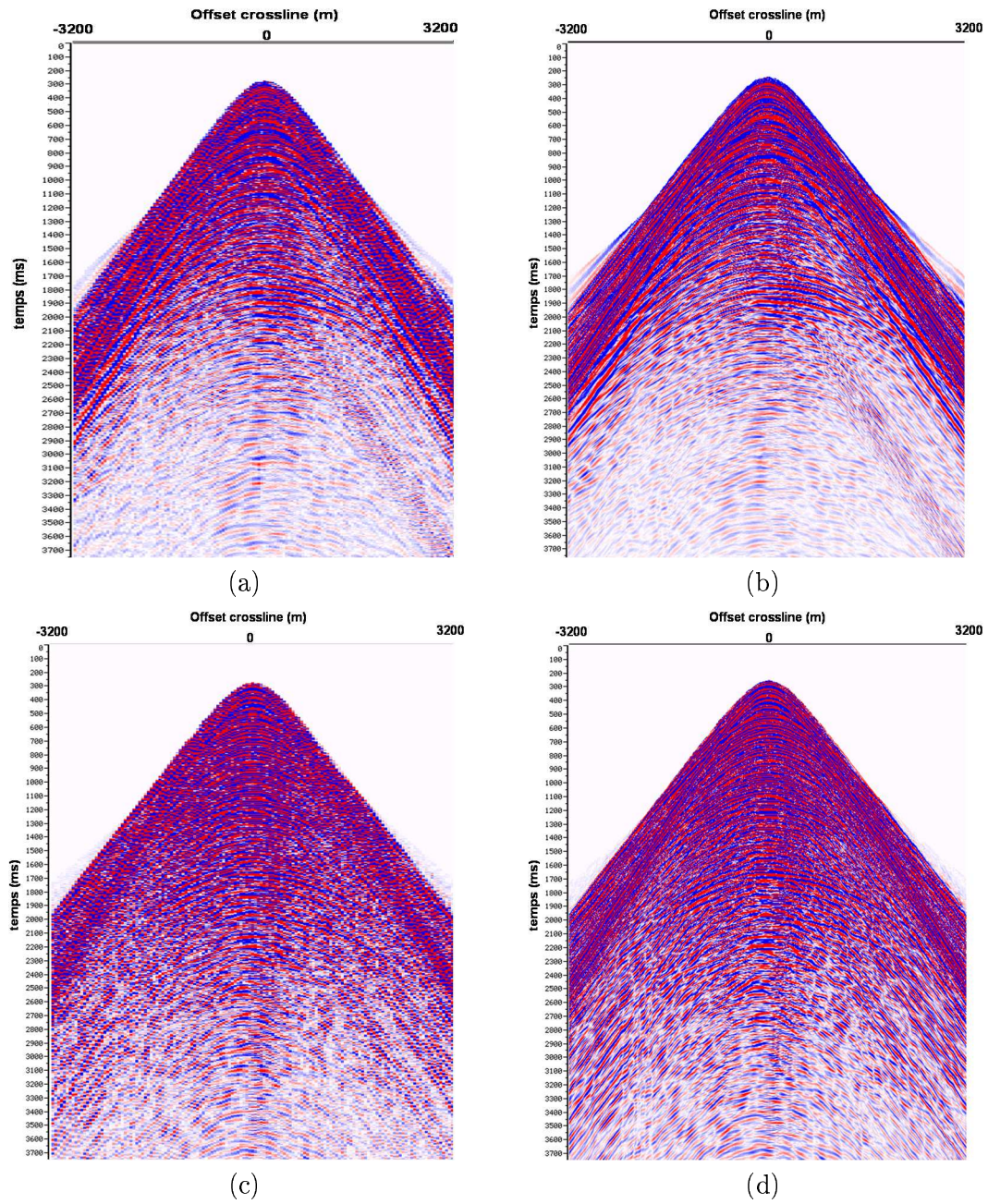


FIG. 5.12. Comparaison des données avant et après interpolation sur des sections inline. Les données avant interpolation ont été filtrées des bruits incohérents (a) Hydrophone (50m × 50m). (b) Hydrophone (12.5m × 12.5m). (c) Géophone vertical (50m × 50m). (d) Géophone vertical (12.5m × 12.5m).

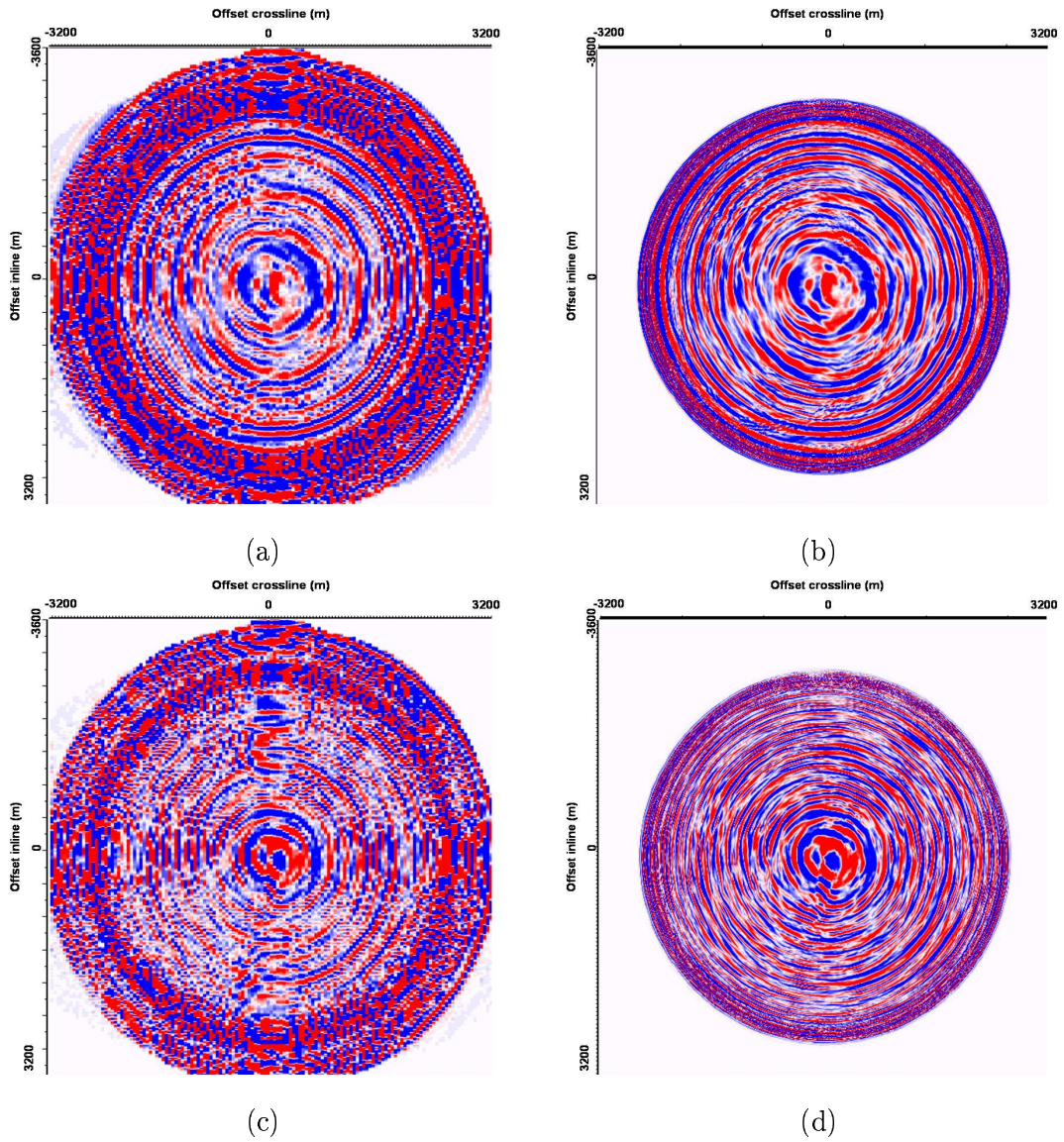


FIG. 5.13. Comparaison des données avant et après interpolation sur des sections à temps constant (2s) Les données avant interpolation ont été filtrées des bruits incohérents (a) Hydrophone ( $50m \times 50m$ ). (b) Hydrophone ( $12.5m \times 12.5m$ ). (c) Géophone vertical ( $50m \times 50m$ ). (d) Géophone vertical ( $12.5m \times 12.5m$ ).



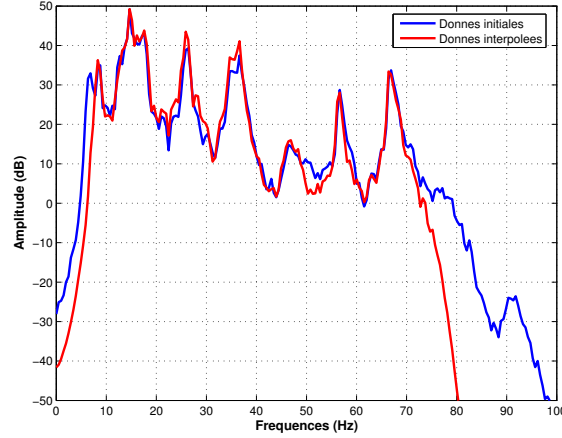


FIG. 5.14. Comparaison des spectres des données avant et après interpolation.

$p_x$  et  $p_y$  sont les lenteurs horizontales selon les deux axes horizontaux et  $\tau$  l'intercept. Cette transformation s'écrit dans le système des coordonnées cylindrique sous la forme :

$$d(\tau, p, \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} d(\tau - pr, \phi) r dr \quad (5.8)$$

où  $\phi$  est l'azimut et  $p$  la lenteur radiale horizontale avec :

$$\begin{aligned} p_x &= p \cos(\phi) \\ p_y &= p \sin(\phi) \end{aligned} \quad (5.9)$$

La décomposition en ondes planes consiste à sommer les données le long de plans en 3D d'intercept  $\tau$ , de pente  $p$  et d'azimut  $\phi$ . Les équations (5.7) et (5.8) sont deux manières possibles de voir la transformation. Lorsqu'il s'agit de l'implémentation de l'algorithme, il est plus facile de manipuler les données dans les coordonnées cartésiennes car l'acquisition est effectuée suivant ce référentiel. Lorsqu'il s'agit de traitement, il est plus intéressant de penser à la transformation dans le système des coordonnées cylindriques car ce dernier est plus physique. On parlera alors de traitement azimutal des données.

Dans la suite, la décomposition en ondes planes est obtenue en appliquant un algorithme itératif dans lequel la transformation dans le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$  est calculée par inversion [Hugonnet98]. L'idée principale de cet algorithme itératif est d'obtenir les données dans le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$  qui expliquent au mieux les données initiales. A chaque itération, on cherche à minimiser l'erreur entre les données originales et les données synthétisées depuis le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$ . Ceci a pour conséquences de minimiser les bruits dus aux effets de bord causés par la limitation de l'acquisition en offset.

La visualisation des données dans le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$  est similaire à celle du domaine  $(x, y, t)$  : on effectue des coupes dans le cube des données à  $p_x$  ou  $p_y$  constant ou encore à temps constant.

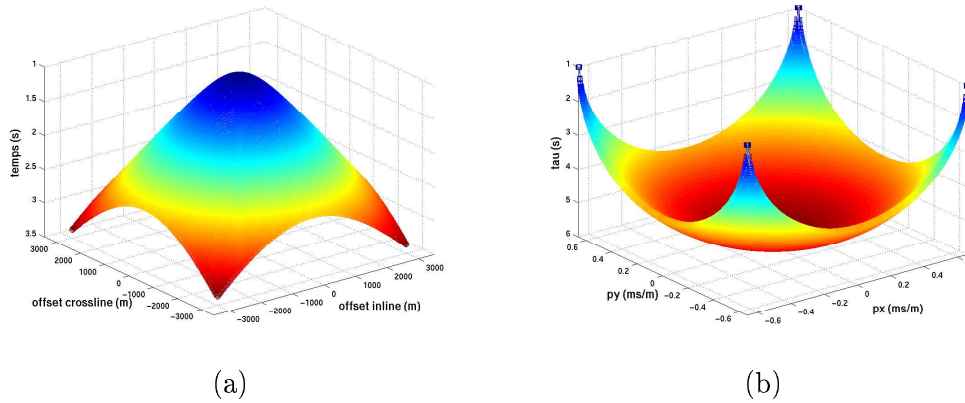


FIG. 5.15. Allure cinématique d'une arrivée sismique en 3D. (a) Dans le domaine  $(x, y, t)$ . (b) Dans le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$ .

A ce niveau du traitement, la transformation  $(\tau, p_x, p_y)$  peut être exploitée pour contrôler les étapes d'interpolation et de transformation  $(\tau, p)3D$ . Pour cela, on applique une transformation directe sur les données interpolées dans la grille  $(12.5m \times 12.5m)$ . Puis, on fait la synthèse des données dans le domaine  $(x, y, t)$  selon la grille initiale de  $(50m \times 50m)$ . En calculant la différence entre les données initiales et les données synthétisées, on arrive à contrôler les étapes de l'interpolation et de décomposition en ondes planes.

Les étapes de ce contrôle sont montrées dans la figure (5.16). Les sections de différence montrent que les arrivées sismiques les plus lentes sont détériorées. Ceci est dû au fait que ces arrivées sont toujours aliasées. On constate aussi une différence dans les composantes basses fréquences. Ceci est directement lié au problème de l'interpolation des basses fréquences présenté dans la section (5.6) et les spectres de la figure (5.14). En filtrant ces basses fréquences (figure (5.16-d)) on constate que les différences sur les autres fréquences sont très faibles.

Cette méthode de contrôle permet de valider la phase d'interpolation et de transformation dans le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$ . L'impact de l'hypothèse portant sur la régularité de l'échantillonnage spatial des tirs n'est pas important car les arrivées sismiques intéressantes pour l'imagerie du sous-sol ne sont pas détériorées.

## 5.8. Sommation PZ 3D

La méthode de sommation *PZ* des données OBC présentée dans le chapitre 3 est écrite dans le domaine des ondes planes harmoniques. Il est donc naturel de prolonger cette méthode dans le cas des données 3D tant que cette décomposition est possible. On généralise les trois étapes de traitement afin d'atténuer les effets de la colonne d'eau : la calibration des données, l'atténuation des multiples fantômes puis l'atténuation des multiples peg-legs.

Une des principales difficultés en 3D est le fait que la complexité de l'algorithme est en  $N^2$ . Il est évident que l'on ne peut plus se permettre d'effectuer un traitement trace à trace où les opérateurs sont estimés individuellement pour chaque valeur du couple  $(p_x, p_y)$ . Ceci conduirait

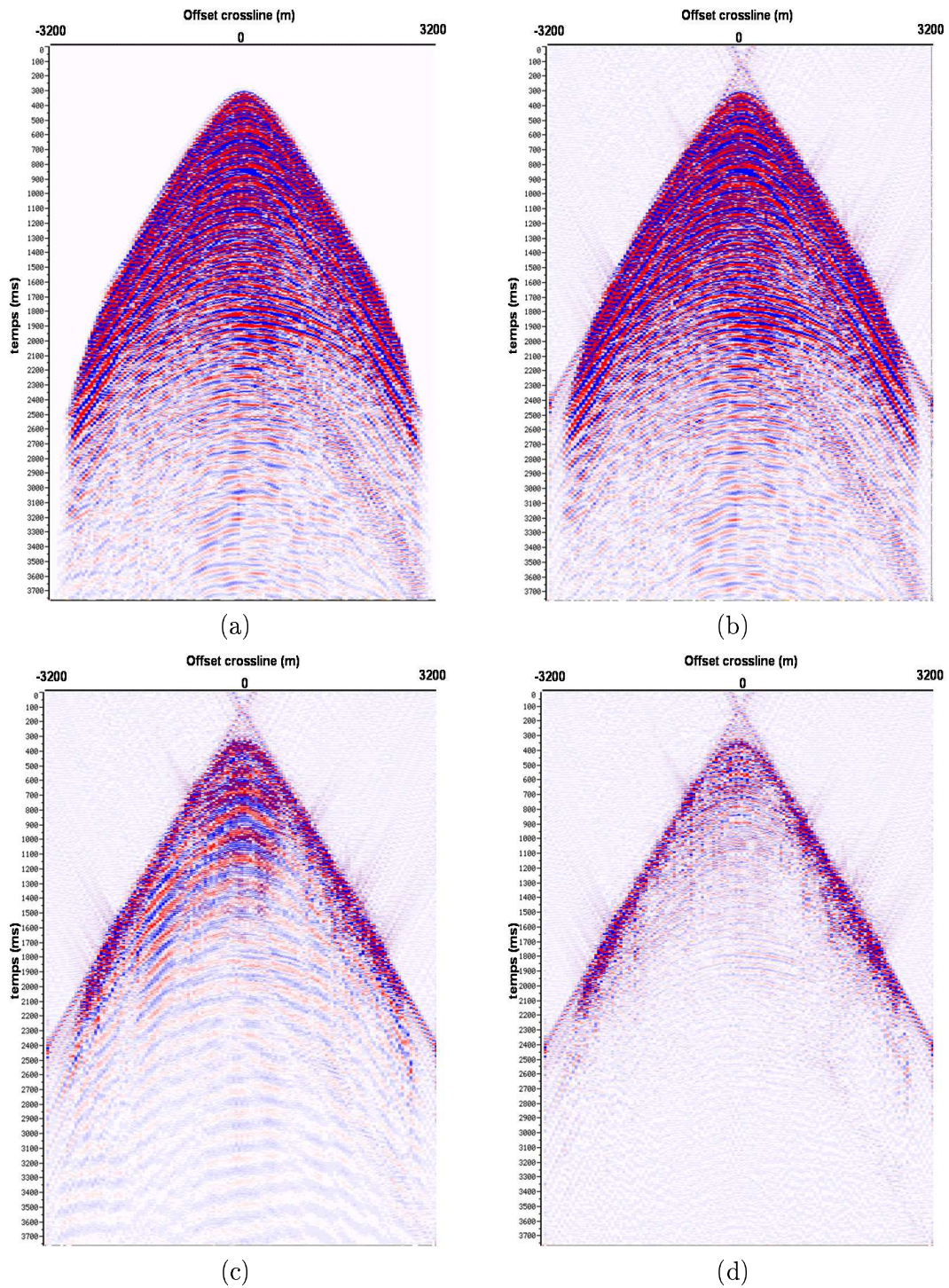


FIG. 5.16. Comparaison des données initiales avant interpolation et des données reconstruites après interpolation et transformation  $(\tau, p_x, p_y)$  sur une section inline de l'hydrophone. (a) Données initiales avant interpolation. (b) Données reconstruites. (c) Différence. (d) Différence filtrée dans la bande passante  $10 - 65 Hz$ .

à la résolution du problème en minimisant une fonction coût par trace indépendamment des traces voisines. Cela aurait pour effet d'augmenter d'une manière significative et inutile le nombre de degrés de liberté car on n'exploiterait pas la redondance de l'information dans le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$ .

### 5.8.1. Modification des fonctions "coût" dans le cas 3D

Afin de réduire le nombre de degrés de liberté du problème de l'estimation des opérateurs de calibration et de réflectivité, on cherche à étendre l'approche globale développée dans le chapitre 3 au cas des données 3D. On cherche à réduire le nombre de degrés de liberté en estimant uniquement un certain nombre d'opérateurs, les opérateurs manquant sont ensuite interpolés. On exploite la redondance de l'information en définissant une seule fonction coût globale pour tout le récepteur commun 3D.

En s'inspirant de la mécanique, l'estimation des opérateurs dans la sommation  $PZ$  peut être formulée comme un problème de modélisation par éléments finis. Il s'agit de définir un maillage en espace sur le cube de données, chaque maille contient un certain nombre de traces. Elle est définie par quatre noeuds. Chaque noeud correspond aux positions de référence auxquelles il faudra estimer les opérateurs. L'expression des valeurs à l'intérieur de la maille en fonction des valeurs aux noeuds s'exprime selon la **fonction forme**  $\varphi$  suivante :

$$\varphi(x, y) = -x - y + xy + 1 \quad (5.10)$$

Cette fonction exprime dans le référentiel ramené à une maille élémentaire, la contribution de la valeur du noeud à la position  $(0, 0)$  dans le remplissage de l'élément. La valeur de cette contribution est égale à 1 à la position du noeud et vaut 0 dans les positions des huit noeuds voisins. La figure (5.17) illustre l'allure de la **fonction de base** qui exprime la contribution d'un noeud à l'expression des valeurs à l'intérieur des mailles de la grille. On note  $\phi_{k,l}(p_x, p_y)$  cette **fonction de base** liée au noeud  $(k, l)$ .  $(k, l)$  sont les index des noeuds dans la grille définie sur les données.

En notant par  $s_1$  et  $s_2$  les signaux intervenant dans le calcul des filtres  $g$  dans une fenêtre en temps, l'expression de la fonction coût globale s'écrit sous la forme :

$$cout_{3D} = \sum_{p_x} \sum_{p_y} \|s_2(p_x, p_y) - g(p_x, p_y) \star s_1(p_x, p_y)\|^2 \quad (5.11)$$

En introduisant la formulation par éléments finis, la fonction coût devient :

$$cout_{3D} = \sum_{p_x, p_y} \left\| s_2(p_x, p_y) - \sum_{M,N} \phi_{M,N}(p_x, p_y) g_{M,N} \star s_1(p_x, p_y) \right\|^2 \quad (5.12)$$

La minimisation de la fonction coût revient à annuler sa dérivée pour chaque valeur de  $g_{I,J}$ . Afin d'alléger les calculs,  $g_{I,J}$  sont ici des scalaires. Les détails du calcul vectoriel sont exposés dans l'annexe 6. Dans ce cas, la minimisation de la fonction coût prend la forme :

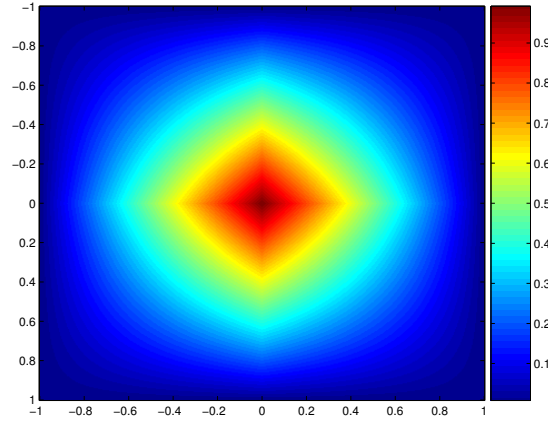


FIG. 5.17. Fonction de base dans le remplissage des mailles en fonction de la valeur du noeud à la position  $(0, 0)$ .

$$\frac{\partial \text{cout}_{3D}}{\partial g_{I,J}} = \sum_{p_x, p_y} \left( s_2(p_x, p_y) - \sum_{M,N} \phi_{M,N}(p_x, p_y) g_{M,N} s_1(p_x, p_y) \right) \phi_{I,J}(p_x, p_y) s_1(p_x, p_y) \quad (5.13)$$

En regroupant des termes, cette dernière équation s'écrit :

$$\frac{\partial \text{cout}_{3D}}{\partial g_{I,J}} = \sum_{p_x, p_y} \left( s_2(p_x, p_y) s_1(p_x, p_y) - \sum_{M,N} \phi_{M,N}(p_x, p_y) \phi_{I,J}(p_x, p_y) g_{M,N} s_1^2(p_x, p_y) \right) \quad (5.14)$$

Le produit  $\phi_{M,N}(p_x, p_y) \phi_{I,J}(p_x, p_y)$  est nul partout sauf pour les quatre mailles ayant en commun le noeud  $(I, J)$ . Ceci implique que tous les noeuds directement voisins de  $(I, J)$  interviennent dans l'estimation de la valeur à ce noeud. La minimisation de la fonction coût fait apparaître l'inversion d'une matrice creuse comprenant différentes diagonales correspondant aux huit noeuds voisins intervenant dans la résolution du système linéaire (annexe 6).

### 5.8.2. Calibration du géophone vertical

Nous avons vu dans le chapitre 3 que la calibration du géophone vertical est basée sur l'estimation du terme de source. Pour cela, il est nécessaire de connaître la période de battement pour chaque trace dans le domaine  $(\tau, p)$  afin d'estimer les signaux cross-ghost de l'hydrophone et du géophone vertical. Ceci est rendu possible grâce à la relation suivante qui lie cette période à la lenteur horizontale :

$$\Delta T_{(\tau,p)}(p) = \frac{H \sqrt{1 - V_w^2 p^2}}{V_w} \quad (5.15)$$

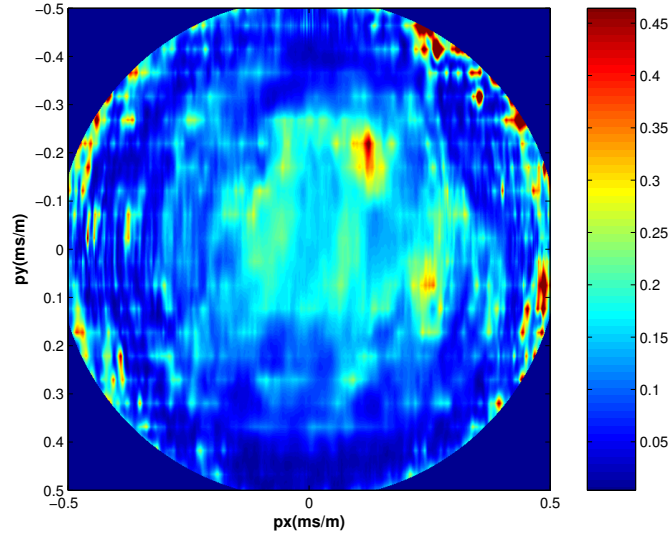


FIG. 5.18. Variation de la variance des opérateurs de calibration en fonction de la lenteur radiale et de l'azimut.

Où  $H$  est la profondeur d'eau et  $V_w$  la vitesse de propagation des ondes de compression dans l'eau. Dans le cas 3D, la lenteur horizontale  $p$  est la lenteur radiale qui s'exprime aussi sous la forme  $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ . La généralisation des termes de cross-ghosting au cas 3D est donc immédiate.

La calibration du géophone vertical est effectuée en calculant les opérateurs selon l'approche globale définie en (5.8.1). Cependant, le maillage du cube de données n'est pas effectué selon des mailles rectangulaires mais linéaires.

Dans le cas où les conditions d'enregistrement sont parfaites, la variance des opérateurs varie en  $\left(\frac{\rho_w}{q_w}\right)^2$  et ne dépend pas de l'azimut. Cependant, d'après la figure (5.18), on constate une dépendance azimutale de cette variance. Ceci s'explique par le fait que les conditions de couplage des géophones au sol marin dépendent non seulement de l'angle d'incidence mais aussi de l'azimut des arrivées sismiques aux récepteurs. Ceci confirme l'importance du traitement azimutal dans la phase de calibration.

D'après l'analyse du coefficient de corrélation de la figure (5.19), celui-ci est supérieur à 0.60 pour les lenteurs inférieures à  $0.3\text{ms}/m$ . Cependant, il se dégrade pour les grandes valeurs de  $p$ . Ceci est dû aux bruits de la décomposition  $(\tau, p)3D$  et à la décroissance de la taille de la fenêtre de calcul des opérateurs en fonction de  $p$ . On dispose de moins en moins de signal utile pour la calibration pour les grandes valeurs de  $p$  dans la fenêtre de minimisation du terme de source.

La figure (5.20) compare les données initiales de l'hydrophone et du géophone vertical au terme source et au géophone calibré. On constate que l'énergie du terme source est faible confirmant une bonne calibration des données.



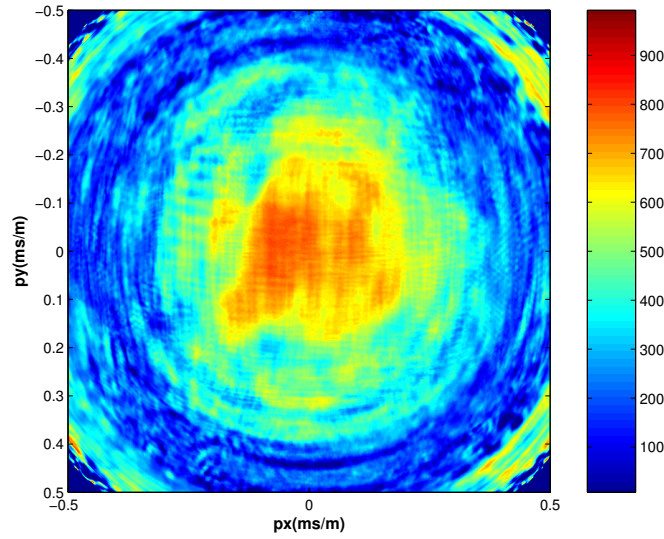


FIG. 5.19. Coefficient de calibration du géophone vertical pour la section en  $(\tau, p)3D$ .

### 5.8.3. Atténuation des multiples fantômes

Les données de l'hydrophone et du géophone vertical calibré sont ensuite combinées pour chaque valeur du couple  $(p_x, p_y)$ . Cette combinaison permet de séparer les données en champ montant et descendant. La figure (5.21) montre l'efficacité de cette séparation. On peut observer sur cette figure qu'une arrivée dans le champ descendant est une version décalée d'un temps de battement dans l'eau du champ montant. On constate aussi que grâce à cette combinaison, le bruit lié à l'aliasing spatial introduit par l'hydrophone est atténué.

### 5.8.4. Atténuation des multiples peg-legs

La généralisation de la soustraction adaptative du champ montant par le champ descendant développée dans le chapitre 3 est directe grâce à la décomposition des données en ondes planes par la transformation  $(\tau, p)3D$ . Cependant, il est nécessaire d'estimer l'opérateur de réflectivité à partir des données. Cette estimation est effectuée selon l'approche globale définie en (5.8.1). Comme dans le cas de la calibration, on définit des mailles linéaires pour le calcul du filtre de réflectivité. La figure (5.22) montre la variance de l'opérateur de réflectivité en fonction de l'azimut. On constate une dépendance azimutale de la réflectivité pouvant être liée à des hétérogénéités du fond marin.

Les figures (5.23) et (5.24) comparent les données initiales de l'hydrophone et du géophone vertical aux résultats après atténuation des multiples fantômes et peg-legs pour différentes valeurs de  $p_y$ . Les flèches noires pointent des multiples. On constate l'efficacité de ce traitement azimutal à atténuer les deux types de réverbérations dans la colonne d'eau.

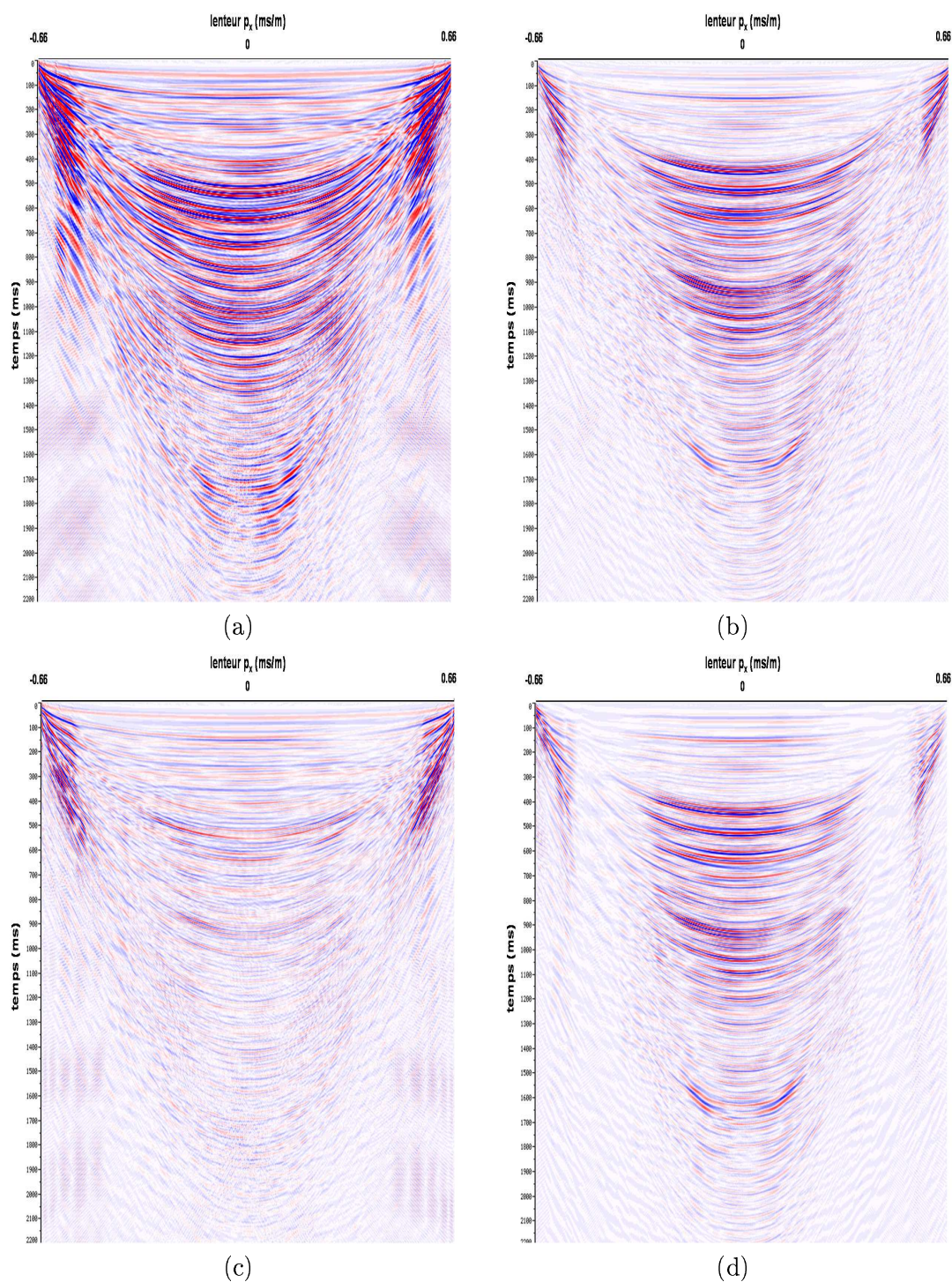


FIG. 5.20. Comparaison des données initiales avec le terme de source et le géophone vertical calibré pour  $p_y = 0$ . (a) Hydrophone initial. (b) Géophone vertical initial. (c) Terme de source. (d) Géophone vertical calibré.



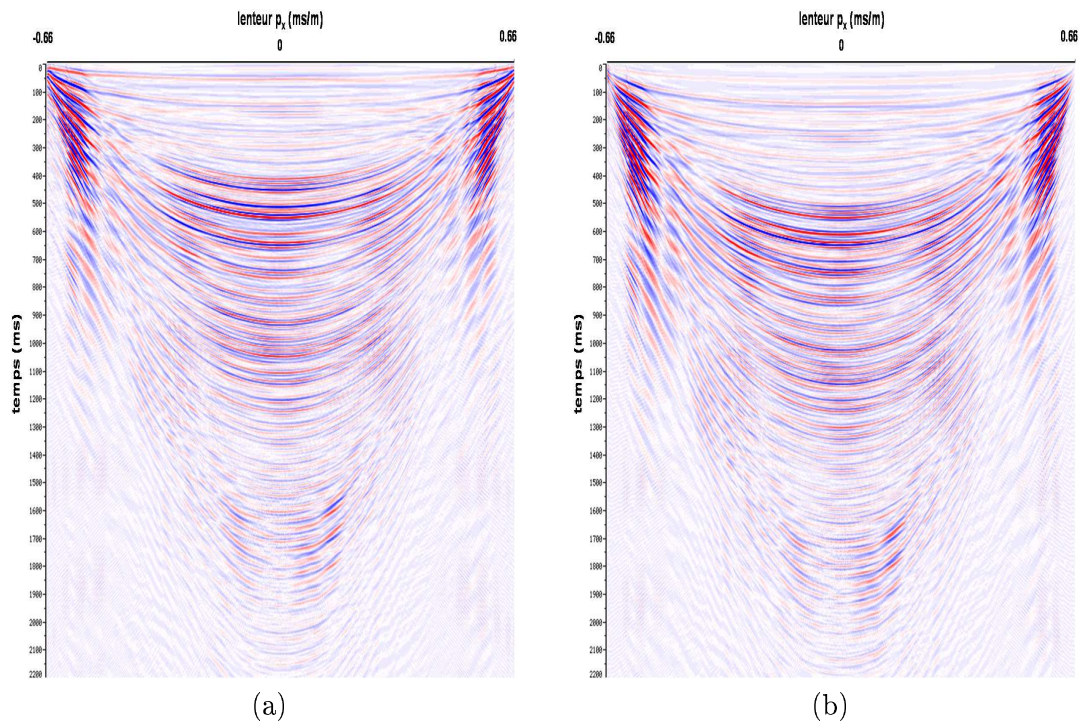


FIG. 5.21. Séparation des données 3D en champ montant (a) et champ descendant (b) pour  $p_y = 0$ .

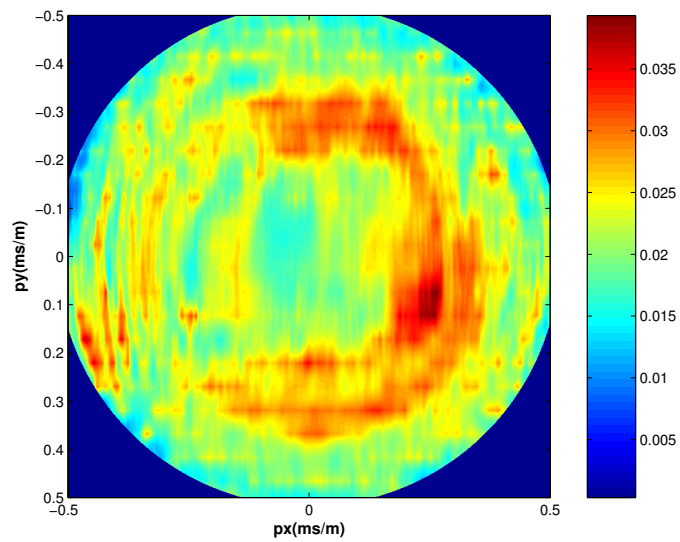


FIG. 5.22. Variation de la variance des opérateurs de réflectivité en fonction de la lentueur radiale et de l'azimut.

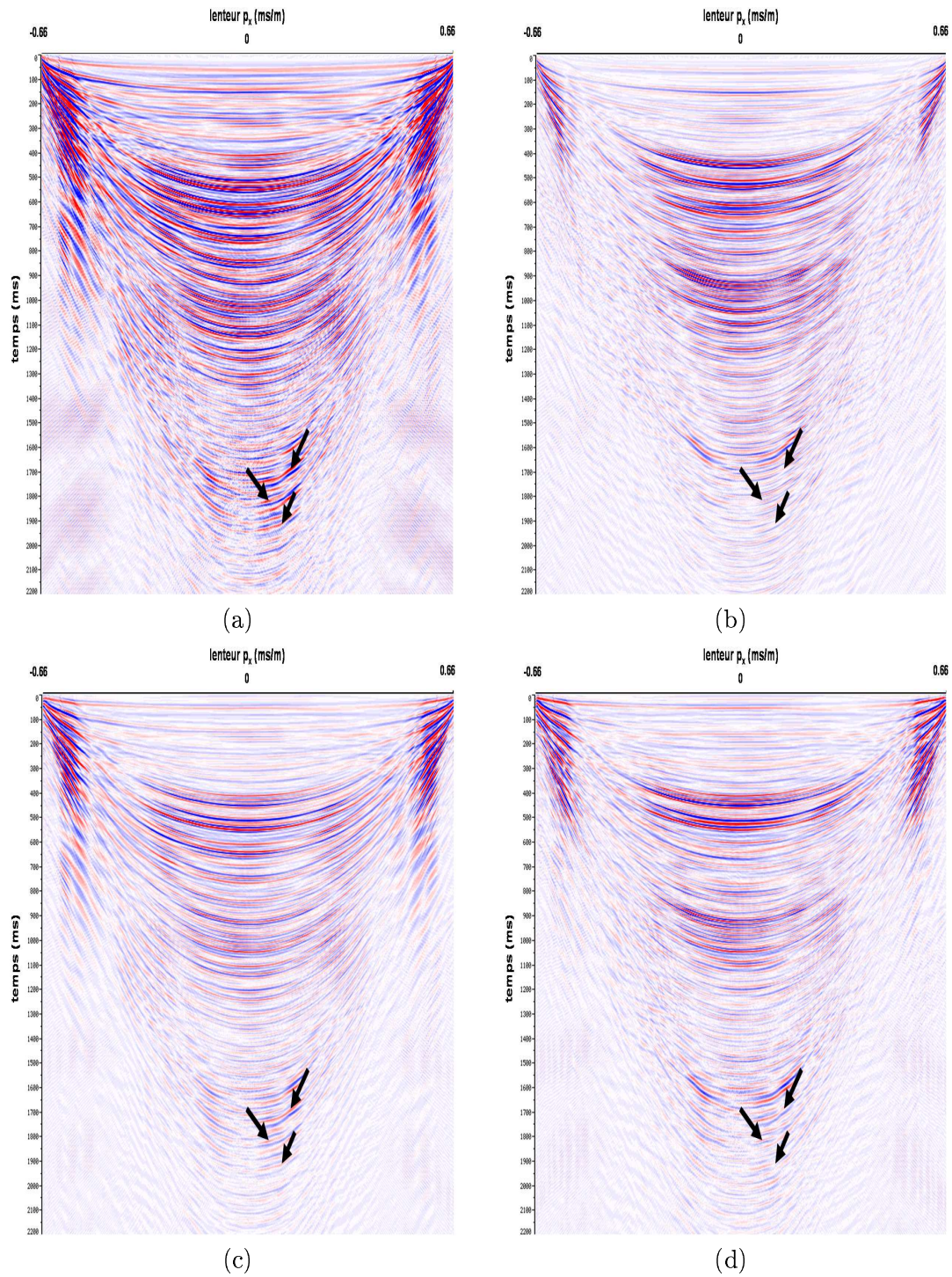


FIG. 5.23. Comparaison des données à travers différentes étapes de traitement pour  $p_y = 0\text{ms/m}$ . Les flèches pointent des multiples. (a) Hydrophone initial. (b) Géophone vertical initial. (c) Données PZ après atténuation des multiples fantômes. (d) Données PZ après atténuation des multiples peg-legs.



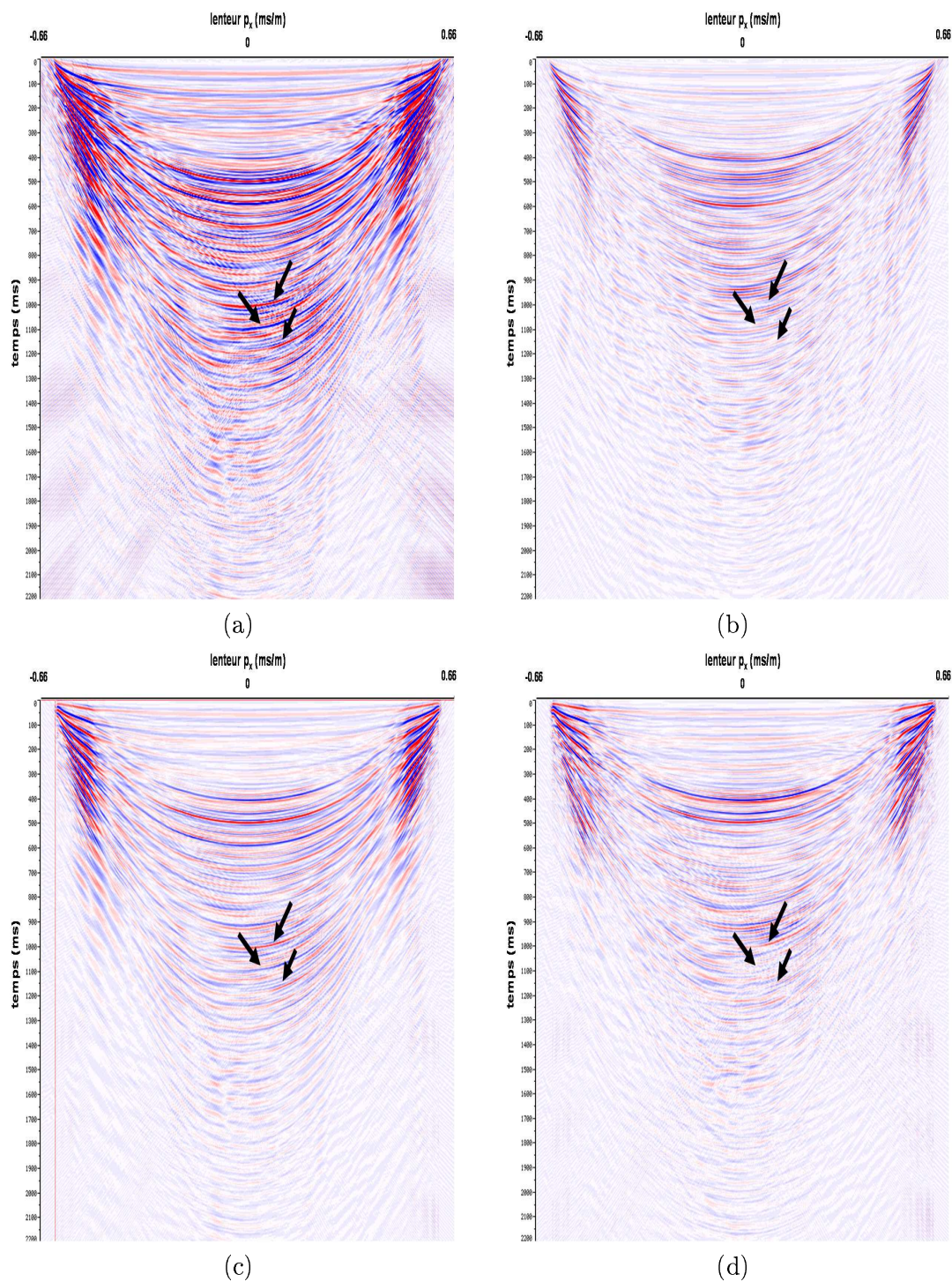


FIG. 5.24. Comparaison des données à travers différentes étapes de traitement pour  $p_y = 0.25 \text{ ms/m}$ . Les flèches pointent des multiples. (a) Hydrophone initial. (b) Géophone vertical initial. (c) Données PZ après atténuation des multiples fantômes. (d) Données PZ après atténuation des multiples peg-legs.

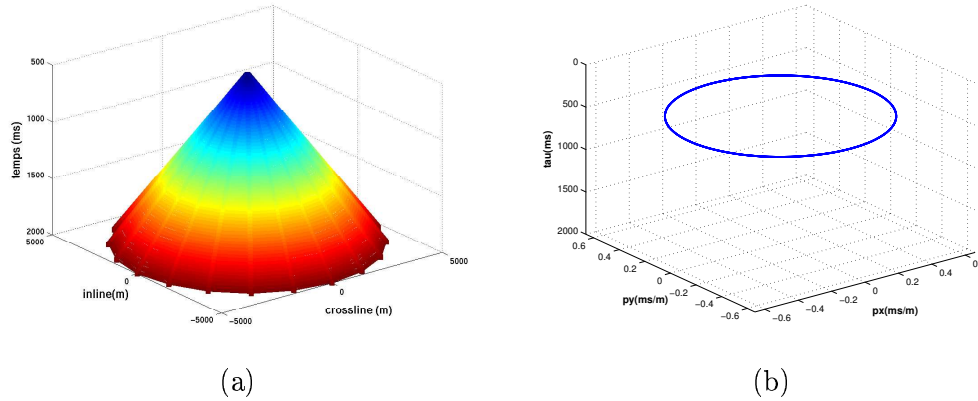


FIG. 5.25. Transformée  $(\tau, p)3D$  d'un cône (a) Cône dans le domaine  $(x, y, t)$ . (b) transformée  $(\tau, p)3D$  du cône donne un cercle dans le domaine  $(\tau, p_x, p_y)$ .

En plus des étapes d'atténuation des multiples de la colonne d'eau décrites précédemment, il est possible d'appliquer d'autres types d'anti-multiples tel que la déconvolution prédictive en 3D. Du point de vue théorique, la déconvolution ne pose pas de problème. Cependant, la difficulté est liée à la complexité de l'algorithme en  $N^2$  et à la quantité d'opérateurs à estimer lors de la déconvolution. L'approche globale développée pour l'estimation des opérateurs de calibration et de réflectivité peut être appliquée au cas de l'estimation des opérateurs de déconvolution. On réduit ainsi les degrés de liberté du problème.

## 5.9. Atténuation des bruits linéaires 3D

Comme dans le cas 2D, on constate des bruits sur la composante verticale du géophone dans le domaine  $(x, y, t)$ . Ces bruits paraissent linéaires sur les lignes passant à l'aplomb du récepteur et hyperboliques sur les lignes déportées. Ces événements peuvent être modélisés par des cônes dont le sommet est à l'offset nul et dont la pente dépend de la vitesse des événements.

La transformée  $(\tau, p)3D$  d'un cône vertical dont le sommet est au temps  $T$  est un cercle dont le centre est au temps  $T$  et à l'entente nulle. Le rayon du cercle dans le domaine  $(\tau, p)3D$  est égal à la l'entente radiale de l'événement conique (figure (5.25)). Dans le cas des données réelles, les bruits sont caractérisés par une vitesse lente de l'ordre de  $1500 - 1800m/s$ . Le rayon des cercles dans le domaine  $(\tau, p)3D$  est grand et est de l'ordre de  $0.5 - 0.66ms/m$ . La figure (5.26) montre sur une section à temps constant dans le domaine  $(\tau, p)3D$  de l'hydrophone et du géophone vertical à  $2s$ . Les données et les bruits linéaires sont circulaires mais l'ordre de grandeur des rayons est différent. La l'entente maximale des ondes  $PP$  décroît avec le temps. Ces arrivées sont présentes sur les deux composantes. Cependant, on observe sur le géophone vertical de l'énergie sur les grandes valeurs de  $p$  (flèches noires). Cette énergie n'est pas présente sur l'hydrophone. Elle correspond aux bruits coniques.

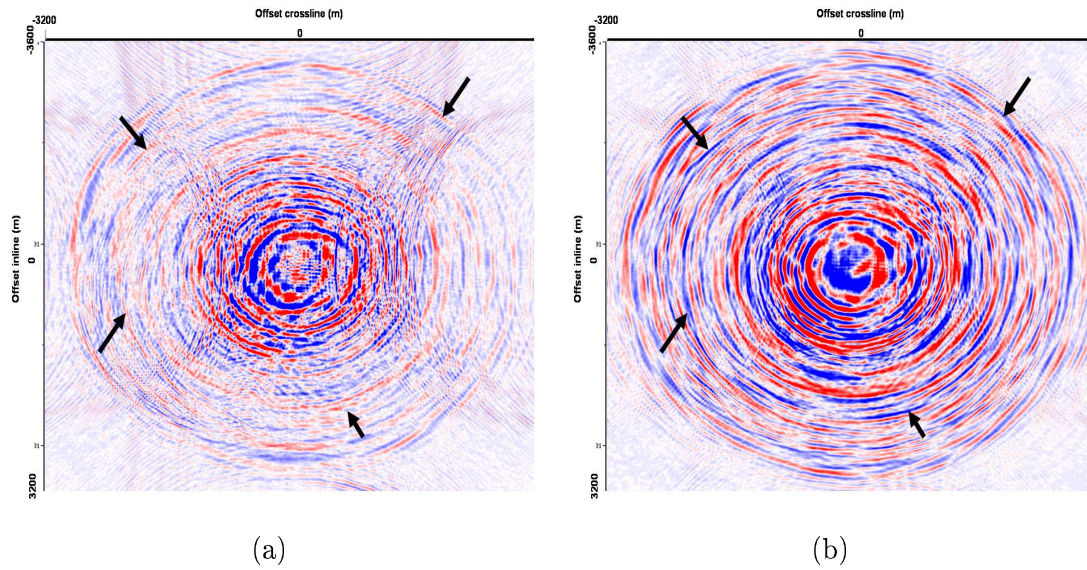


FIG. 5.26. Analyse des bruits coniques sur une section à temps constant (2s) dans le domaine  $(\tau, p)3D$ . (a) Hydrophone initial. (b) Géophone vertical initial.

Les bruits coniques sont introduits par le géophone vertical lors de la décomposition en champ montant et descendant des données. Le filtrage de ces bruits se fait en définissant une loi de mise à zéro (mute) en 3D en fonction de la lenteur. Cette loi rejette le bruit tout en gardant le signal utile correspondant aux arrivées sismiques des ondes  $PP$ .

### 5.10. Synthèse des résultats dans le domaine $(x, y, t)$

La synthèse des résultats dans le domaine  $(x, y, t)$  est effectuée en retournant à la grille initiale avant interpolation de  $(50m \times 50m)$ . On a montré en (5.6) que les très basses et les hautes fréquences sont altérées par l'étape de l'interpolation. Les sections sont filtrées dans la bande passante  $10 - 70Hz$  afin de comparer les données avant et après traitement.

Les figures (5.27) et (5.28) comparent les résultats de l'atténuation des multiples fantômes puis peg-legs aux données initiales. Ces comparaisons sont effectuées sur une ligne passant par la verticale du récepteur puis sur une ligne déportée de  $1500m$ . Les flèches pointent des multiples de la colonne d'eau. La méthode développée en 3D permet une bonne atténuation de ces multiples.

Les figures (5.29, 5.30) montrent l'impact de l'atténuation des bruits coniques sur les données après sommation  $PZ$ . On constate que le filtrage améliore significativement la qualité du résultat. On constate aussi sur la figure (5.30-c) que ces bruits deviennent hyperboliques sur des sections déportées. La distinction entre les arrivées  $PP$  et ces bruits grâce uniquement aux courbures est impossible.



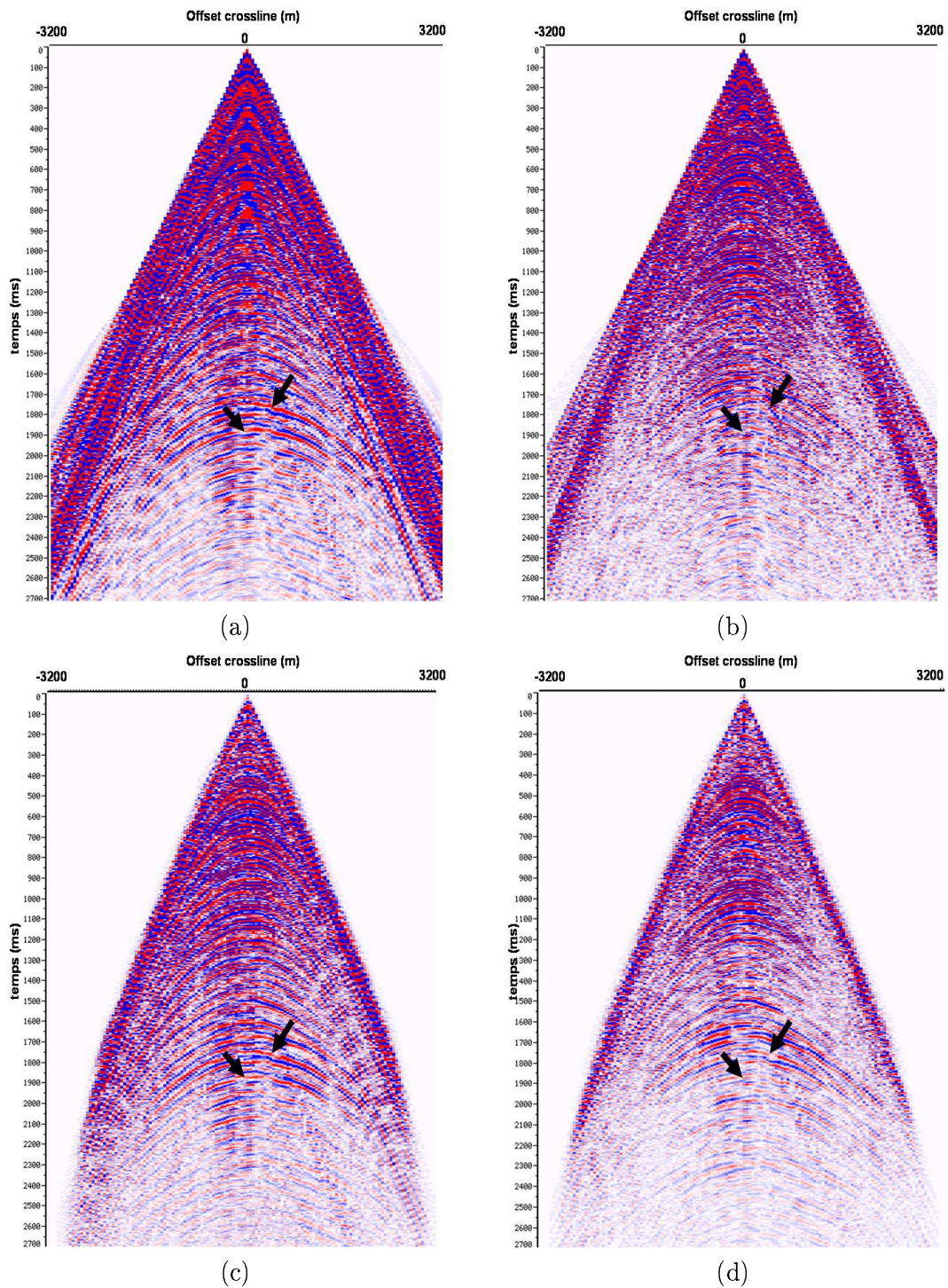


FIG. 5.27. Comparaison des résultats de l'atténuation des multiples aux données initiales pour une crossline juste au dessus du récepteur. Les flèches pointent des multiples. (a) Hydrophone initial. (b) Géophone vertical initial. (c) Données *PZ* après atténuation des multiples fantômes. (d) Données *PZ* après atténuation des multiples peg-legs.

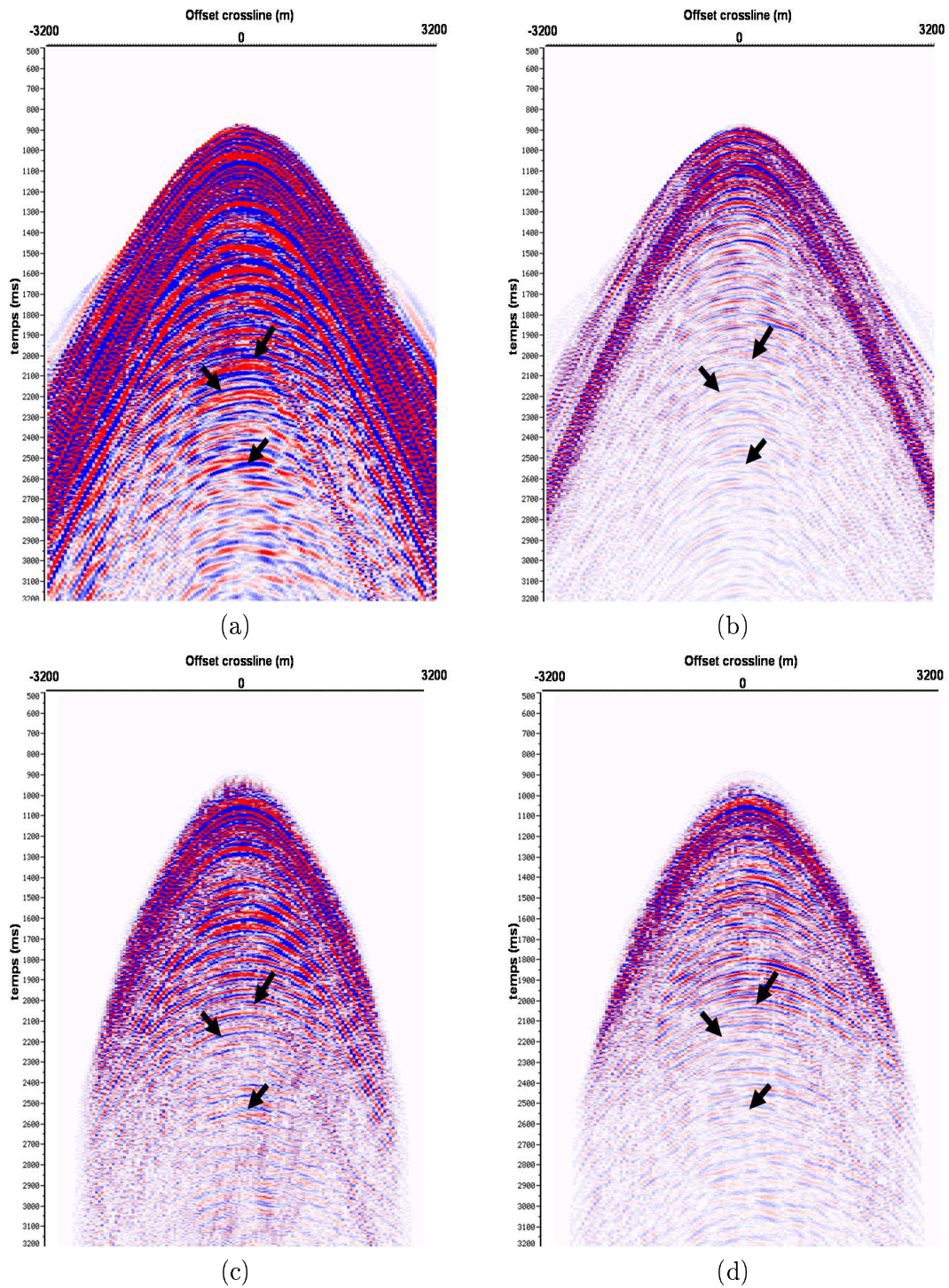


FIG. 5.28. Comparaison des résultats de l'atténuation des multiples aux données initiales pour une crossline déportée de 1500m. Les flèches pointent des multiples. (a) Hydrophone initial. (b) Géophone vertical initial. (c) Données *PZ* après atténuation des multiples fantômes. (d) Données *PZ* après atténuation des multiples peg-legs.



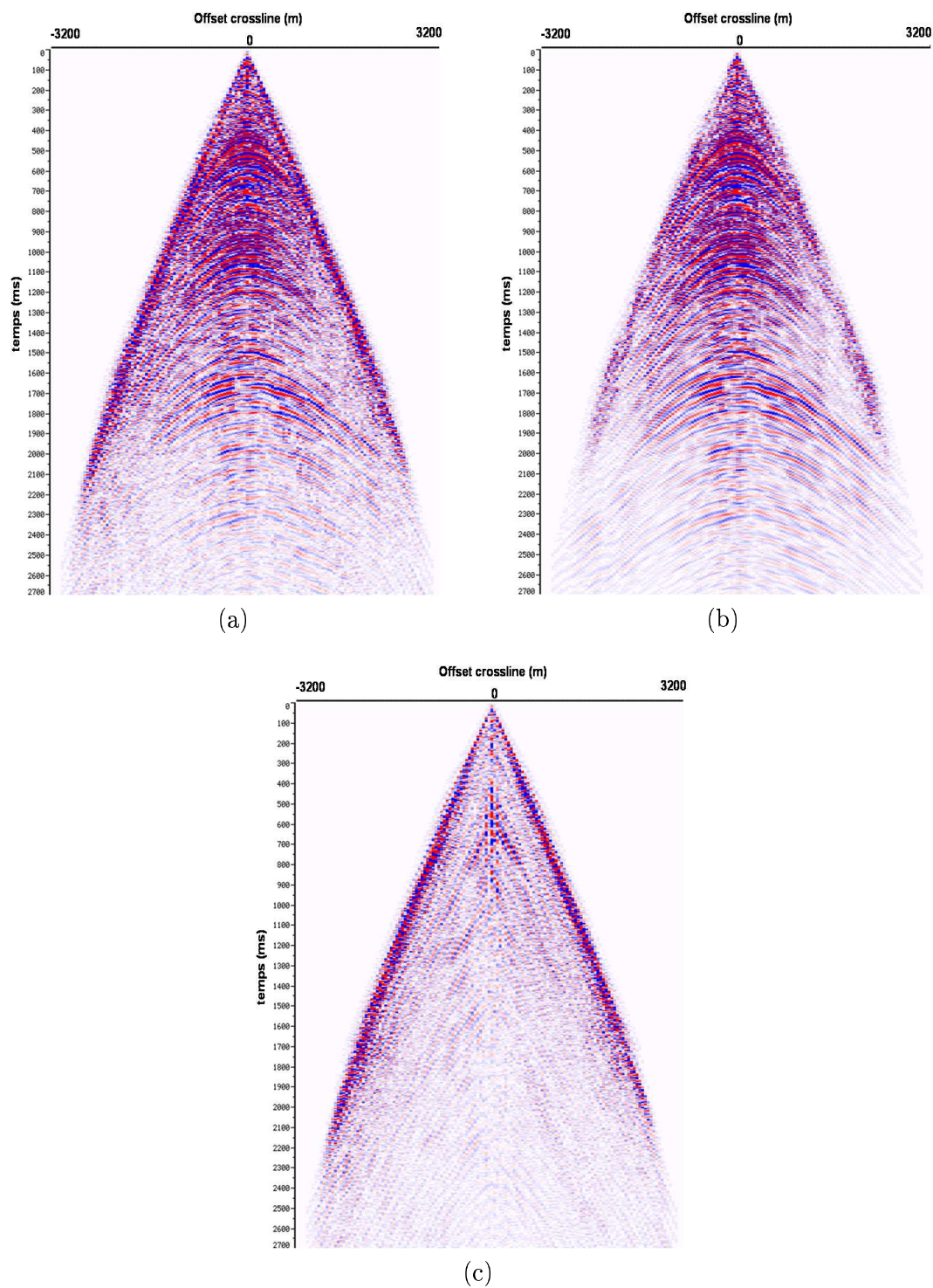


FIG. 5.29. Filtrage des bruits coniques sur les données  $PZ$  atténuées des multiples peg-legs pour un déport nul. (a) Avant filtrage des bruit ( $y = 0m$ ). (b) Après filtrage des bruits ( $y = 0m$ ). (c) Bruits atténués ( $y = 0m$ ).



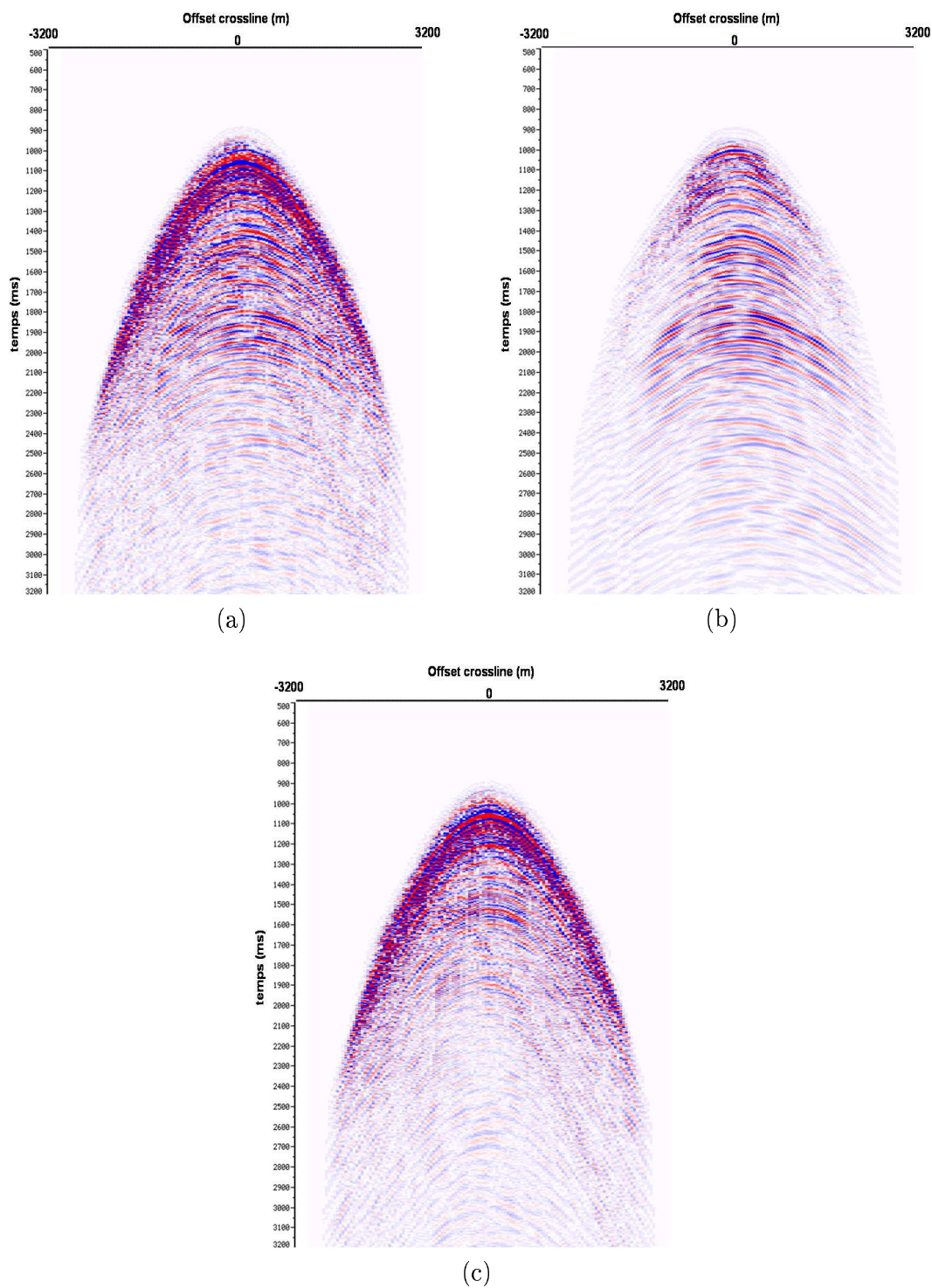


FIG. 5.30. Filtrage des bruits coniques sur les données  $PZ$  atténuées des multiples peg-legs pour un déport de  $1500m$ . (a) Avant filtrage des bruit ( $y = 1500m$ ). (b) Après filtrage des bruits ( $y = 1500m$ ). (c) Bruits atténués ( $y = 1500m$ ).

### 5.11. Comparaison des nouvelles techniques 3D avec des traitements industriels standards multi-2D

La méthodologie de traitement des données OBC 3D décrite précédemment est une approche complètement nouvelle. Il s'agit maintenant de la comparer avec une séquence de traitement industrielle standard afin de quantifier la valeur ajoutée de ce type de techniques 3D.

Les séquences industrielles de pré-traitement des données azimutales ne sont pas 3D mais multi-2D. Généralement, les lignes sont traitées individuellement afin de permettre l'application des algorithmes 2D de traitement. Ceci revient à négliger une des deux variables spatiales (généralement le déport).

La figure (5.31) compare une séquence de traitement industrielle classique [Boelle06] à la nouvelle méthodologie 3D. La principale étape de la séquence industrielle est la sommation  $PZ$ . Pour cela, un stack en récepteur commun est calculé afin d'estimer les opérateurs de calibration et de réflectivité (le stack améliore le rapport signal sur bruit). Une fois ces opérateurs estimés sur des données 1D, ils sont appliqués à la totalité des données 3D introduisant ainsi un biais sur les amplitudes. Ensuite, les bruits aléatoires sont traités uniquement ligne par ligne sans exploiter la direction perpendiculaire risquant ainsi l'atténuation uniquement d'une partie de ces bruits. Finalement, l'atténuation des bruits coniques est effectuée ici par transformation de Radon linéaire appliquée ligne par ligne après correction de vitesses. Cette transformation ne tient pas compte du déport des lignes. On applique un mute en 2D afin de rejeter les événements les plus lents. Cependant, nous avons vu précédemment que les bruits coniques n'apparaissent comme linéaires que sur la ligne au dessus du récepteur. Elles sont hyperboliques sur les lignes déportées si bien qu'il est difficile de distinguer les bruits coniques des arrivées  $PP$  (figure (5.30)).

Les figures(5.32) et (5.33) comparent les résultats finaux du traitement dans le domaine  $(x, y, t)$  sur une ligne inline et une autre crossline juste au dessus du récepteur. Les améliorations sur la qualité des données est importante en particulier dans la direction perpendiculaire. Ce type de traitement a réellement le potentiel d'améliorer non seulement la qualité des images structurales, mais aussi de fournir des données d'une meilleure qualité pour les études lithologiques.

### 5.12. Conclusions

Nous avons développé dans ce chapitre une nouvelle approche de pré-traitement des données OBC 3D. Le principal objectif de cette méthode est l'atténuation des multiples liés à la colonne d'eau tout en améliorant la qualité des données. Nous avons ainsi réussi à généraliser les techniques de traitements développées dans les chapitres 3 et 4. Cependant, nous avons vu que certains problèmes sont propres au cas 3D tel que les bruits incohérents, l'échantillonnage spatial des données ou encore l'allure des bruits organisés affectant le géophone vertical.

Afin de répondre à ces différents problèmes, nous proposons une méthodologie de traitement où la décomposition des données en ondes planes est la pièce maîtresse. Nous proposons

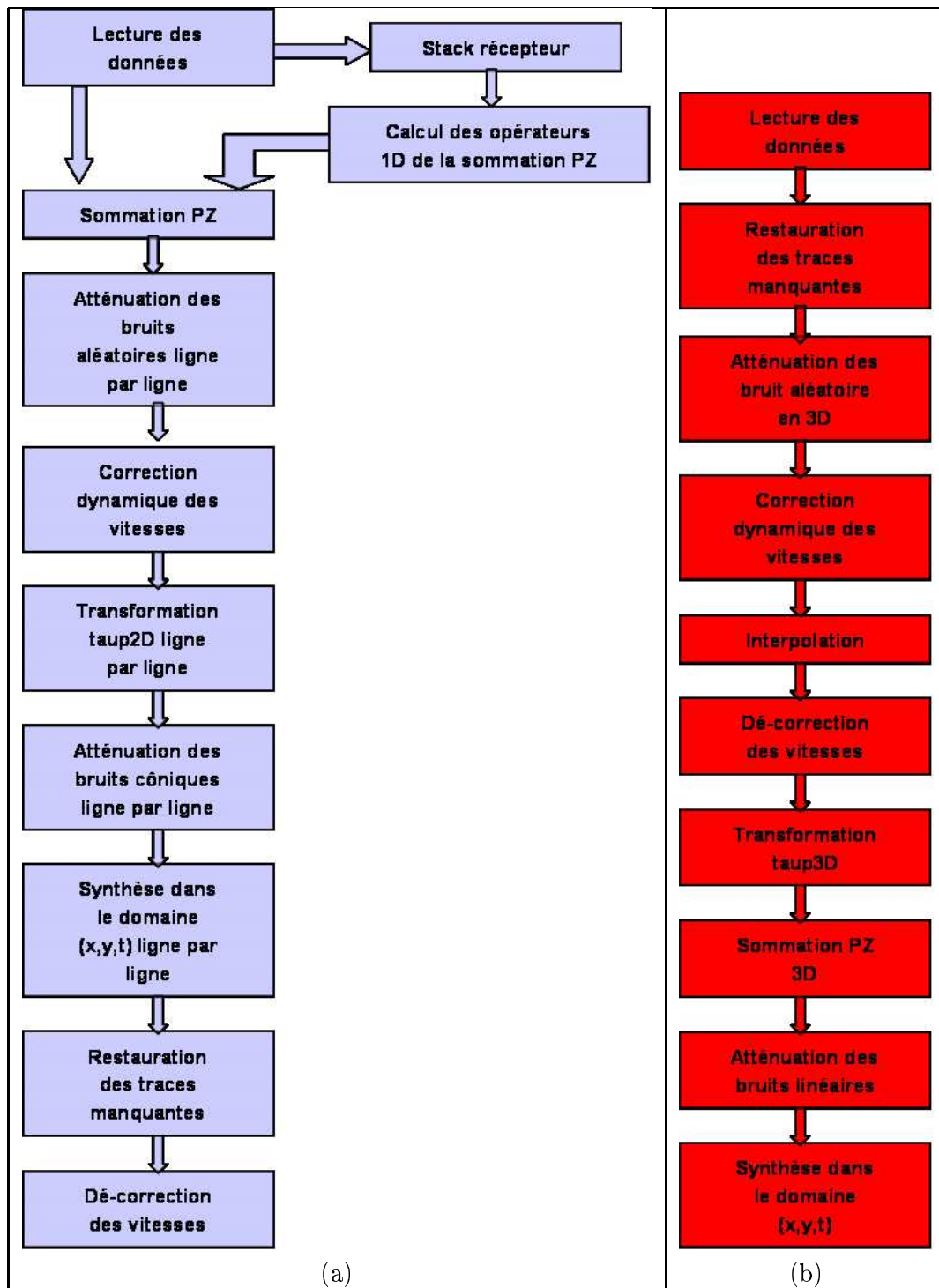


FIG. 5.31. Comparaison des séquences de traitement. (a) Séquence multi 2D. (b) Séquence 3D.

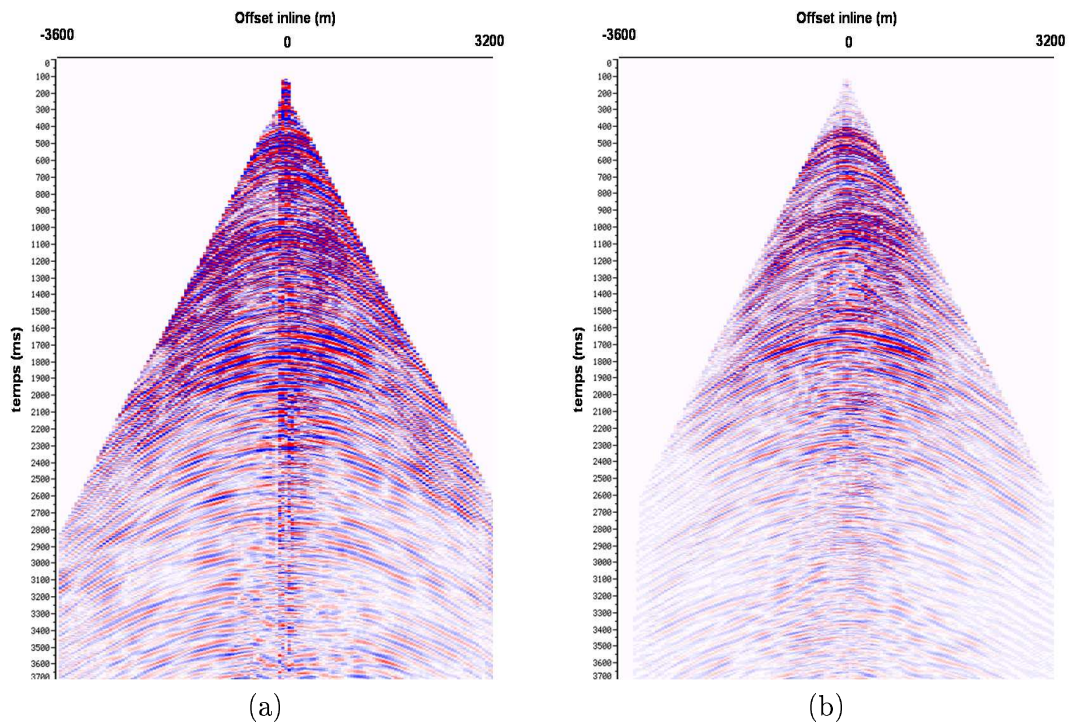


FIG. 5.32. Comparaison du traitement 3D et du traitement multi-2D sur une section inline à déport nul. (a) Traitement multi-2D. (b) Traitement 3D.

d'exploiter des méthodes 3D de filtrage des bruits incohérents afin de réduire les bruits dans le domaine transformée. Une autre source de bruit dans le nouveau domaine reste le repliement spectral dû à un échantillonnage spatial insuffisant des tirs. L'interpolation devient, dans ce cas, une étape primordiale dans la séquence de traitement. Nous proposons ici une méthode inspirée des techniques 2D mais appliquée dans un contexte 3D afin de densifier la grille des tirs. Il est possible ensuite de décomposer les données en ondes planes à travers la transformation  $(\tau, p)_{3D}$ .

Une fois arrivé dans ce domaine, nous avons généralisé les techniques d'atténuation des multiples de la colonne d'eau. La principale difficulté dans cette nouvelle approche est le nombre de degrés de liberté et la complexité des algorithmes. Afin de résoudre ces problèmes, nous nous sommes inspirés de la mécanique et de la modélisation par éléments finis afin de formaliser le problème de l'estimation des opérateurs de calibration et de réflectivité. L'atténuation des bruits coniques est appliquée dans le domaine des ondes planes en annulant la partie des données qui ne correspond pas à la propagation des ondes  $P$ .

La comparaison des résultats obtenus avec la nouvelle méthodologie avec une séquence de traitement classique montre une nette amélioration des résultats en particulier dans la direction crossline.



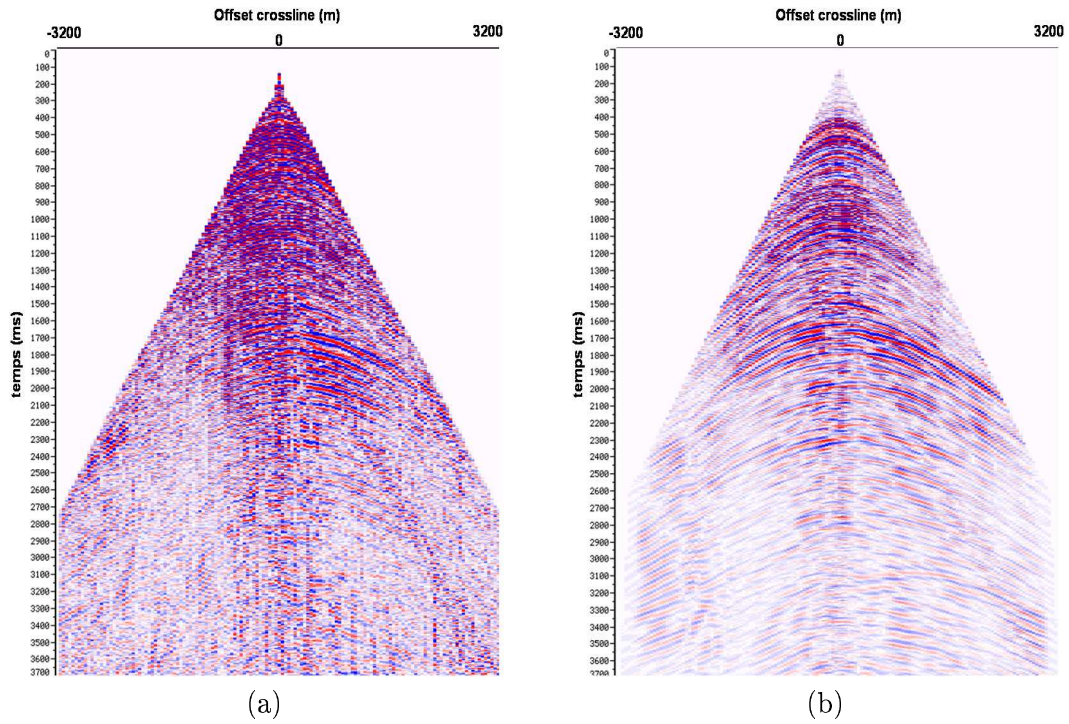


FIG. 5.33. Comparaison du traitement 3D et du traitement multi-2D sur une section crossline à déport nul. (a) Traitement multi-2D. (b) Traitement 3D.

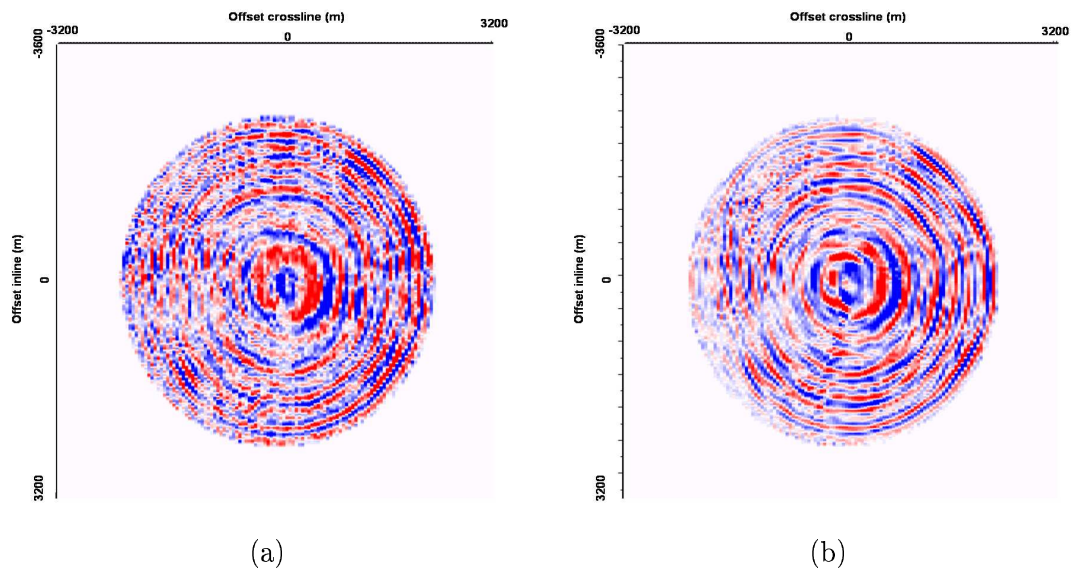


FIG. 5.34. Comparaison du traitement 3D et du traitement multi-2D sur une section crossline à déport nul. (a) Traitement multi-2D. (b) Traitement 3D.

## Conclusions et perspectives

Nous avons présenté dans ce document, des nouvelles techniques d'atténuation des multiples de la colonne d'eau sur les données OBC (Ocean Bottom Cable) dans le domaine  $(\tau, p)$ . Ces techniques trouvent leurs origines dans la physique de la propagation des ondes dans les milieux stratifiés. Dans le chapitre 2, nous sommes revenus sur la théorie de propagation afin de modéliser le champ d'onde dans le cas des acquisitions marines. Nous avons exprimé, grâce au formalisme de Kennett, le champ au niveau des capteurs dans le domaine des ondes planes harmoniques. Nous avons montré que dans le cas où les récepteurs sont placés dans un milieu liquide, les champs montants et descendants s'expriment en fonction de la réflectivité du sous-sol et des propriétés de réflexion au niveau du sol marin. Ces champs s'expriment aussi, grâce à la linéarisation de la série de réverbération dans la tranche d'eau, en fonction des multiples fantômes et peg-legs.

Dans le cas où l'enregistrement s'effectue dans le sédiment (en OBC), nous avons montré que la complexité de l'expression des composantes verticales et radiales dépend de la vitesse des ondes  $S$  dans le sédiment. Dans le cas où cette vitesse est faible (inférieure à  $600m/s$ ), les ondes de cisaillement se retrouvent essentiellement sur la composante horizontale. La composante verticale ne contient quasiment pas dans ces conditions d'arrivées  $S$ . Le traitement des ondes de compression  $P$  s'effectue alors en s'intéressant uniquement au déplacement vertical et à la pression. De plus, grâce à la continuité de ces grandeurs à l'interface eau-sédiment, nous avons pu exploiter la modélisation de l'expression de l'hydrophone et du géophone vertical dans le milieu liquide. Cette modélisation est plus simple et met en avant les problèmes des multiples de la tranche d'eau.

En s'intéressant de plus près aux expressions des enregistrements de l'hydrophone et du géophone vertical dans le domaine des ondes planes, nous avons vu dans le chapitre 3 que les multiples fantômes causent l'annulation de certaines fréquences de la bande passante dès lors que la profondeur des câbles est supérieure à  $15m$ . Dans ce cas, l'atténuation des multiples de la tranche d'eau par sommation  $PZ$  devient une étape indispensable dans le traitement. Les méthodes classiques de sommation  $PZ$  font généralement l'hypothèse réductrice que la propagation est verticale. Du point de vue théorique, cette hypothèse n'est pas satisfaisante car la calibration des données et la réflectivité du fond marin sont des paramètres 2D. Ils dépendent de l'angle d'incidence des arrivées. Nous avons alors proposé une nouvelle méthode de sommation  $PZ$  en trois étapes. Cette méthode est la généralisation en 2D de la méthode 1D de Soubaras. Cet algorithme est appliqué sur les données après transformation dans le domaine  $(\tau, p)$  afin de prendre en compte les aspects 2D de la propagation. Cette méthode en trois étapes permet :

- L'estimation robuste d'un filtre de calibration et non plus d'un scalaire. Ceci permet une dépendance fréquentielle de l'opérateur de calibration pour compenser les effets du

couplage du géophone vertical et la différence entre les réponses impulsionnelles des capteurs.

- L’atténuation des multiples fantômes tout en améliorant le rapport signal sur bruit.
- L’estimation robuste du filtre de réflectivité du fond de la mer au lieu d’un scalaire afin de moyenniser l’effet des couches très superficielles.
- L’atténuation des multiples *peg-legs* du premier ordre.

Le nombre important d’inconnues dans l’estimation des filtres de calibration et de réflectivité et les instabilités dans le calcul de ces opérateurs en fonction de la lenteur nous a poussé à proposer une nouvelle approche globale d’estimation des paramètres. Cette méthode nous a permis de réduire le nombre de degrés de liberté dans l’estimation des filtres tout en stabilisant ces derniers.

Cette nouvelle approche de sommation *PZ* a été testée dans le chapitre 4 sur des données réelles issues d’une acquisition OBC 2D. Nous ne nous sommes pas contenté d’appliquer l’algorithme de sommation seul mais nous avons décrit une séquence de traitement dans le domaine  $(\tau, p)$  : restauration des traces manquantes, transformation  $(\tau, p)$ , sommation *PZ*, atténuation des bruits cohérents et synthèse dans le domaine initial. L’analyse des opérateurs de calibration a montré que cette nouvelle approche est stable d’un récepteur à l’autre. Nous avons aussi mis en évidence une corrélation entre la phase de l’opérateur de réflectivité et la stratification au voisinage du fond de l’eau. La comparaison des résultats ainsi obtenus avec une séquence de traitement industrielle a montré que l’amélioration des résultats ne concerne pas uniquement les arrivées multiples mais permet d’obtenir une meilleure continuité des réflecteurs primaires.

La nouvelle méthode de traitement des données OBC a été généralisée au cas des acquisitions 3D. Nous avons vu que ce passage en 3D exacerbe certains problèmes : l’échantillonnage trop lâche en tirs, les bruits coniques et les bruits incohérents. Ces problèmes génèrent des artefacts lors de la transformation des données dans le domaine  $(\tau, p)3D$ . Nous avons proposé, ici aussi, une séquence de traitement qui tient compte de la qualité des données et de la géométrie de la grille des tirs. Un des problèmes les plus importants est la densification des tirs pour l’atténuation des effets de l’aliasing spatial. Nous avons proposé une approche basée sur l’estimation des filtres de prédiction dans chaque direction de l’acquisition pour l’interpolation des tirs. La transformation des données en  $(\tau, p)3D$  et l’application de la nouvelle sommation *PZ* ont montré que les opérateurs de calibration dépendent non seulement de la lenteur mais aussi de l’azimut. La comparaison de ce nouveau traitement 3D avec une séquence industrielle a montré une importante amélioration des résultats.

Les perspectives à donner à ce travail de thèse sont de deux natures : améliorations algorithmiques et améliorations méthodologiques.

Du point de vue algorithmique, des améliorations peuvent être apportées aux méthodes d’estimation des opérateurs de calibration en particulier en 3D : les acquisitions 3D comportent un très grand nombre de données. Il faudra optimiser les algorithmes afin que le temps de calcul puisse être raisonnable. Ceci permettra aussi de continuer les étapes de traitement jusqu’au *stack* afin d’évaluer la valeur ajoutée de ce nouveau type de traitement. De plus, des étapes



supplémentaires peuvent être rajoutées, si nécessaire, dans l'algorithme de sommation. Nous pensons notamment à la déconvolution dans le domaine  $(\tau, p)$ , en particulier en 3D.

Un certain nombre d'améliorations peut être apporté aux séquences de traitement. L'objectif des étapes en amont de la transformation  $(\tau, p)$  est de réduire les artefacts lors de la décomposition en ondes planes. Nous avons observé lors du traitement des données réelles que l'arrivée directe est la principale cause de l'aliasing spatiale même après l'interpolation des données. Cette arrivée ne comporte aucun intérêt du point de vue du traitement. Il s'agira de développer une méthode qui annule cette arrivée tout en préservant les autres arrivées primaires qui interfèrent avec elle.

Les algorithmes d'atténuation des bruits incohérent et d'interpolation supposent que les données sont, au préalable, régulièrement échantillonnées en espace. Cette hypothèse est rarement vérifiée. Il n'existe pas aujourd'hui de méthodes efficaces de régularisation permettant de préserver l'amplitude des données.

La méthode d'interpolation des données que nous avons présentée donne de bons résultats. Cependant, elle demeure 2D. Cette étape de la méthodologie de traitement est primordiale pour transformer les données dans le domaine  $(\tau, p)$ . Lors du traitement, différentes méthodes d'interpolation 3D ont été testées. Elles n'ont pas donné de résultats satisfaisants. Un axe de recherche à explorer pour ce problème est celui de la théorie du signal non régulièrement échantillonné appliquée à la sismique.

Les acquisitions OBC à couverture azimutale complète sont récentes. Le traitement de ce type de données OBC 3D est un nouveau domaine de recherche. Plusieurs étapes peuvent être généralisées en 3D telles que les analyses de vitesses afin d'identifier les variations azimutales de celles-ci.

Enfin, les différents tests menés dans le cadre de ces travaux de recherche concernent les données OBC où la profondeur d'eau est de l'ordre de  $100m$ . Il serait intéressant de tester ces nouvelles techniques de traitement sur des données par grand fond ( $1000 - 2000m$ ).

## Annexes

## Annexe 1

### Lien entre la transformation de Fourier 2D et la transformation de Hankel

Soit  $s(t, x, y)$  un signal qui dépend du temps  $t$  et des variables spatiales horizontales  $(x, y)$  dans un système cartésien. L'expression de ce signal en fréquence s'écrit selon la convention suivante :

$$S(\omega, x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t, x, y) \exp(-i\omega t) dt$$

On s'intéresse dans la suite au signal  $S(x, y) = S(\omega, x, y)$ . La double transformation de Fourier de ce signal par rapport aux variables spatiales donne :

$$S(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, y) \exp(-ik_x x) \exp(-ik_y y) dx dy$$

Le passage dans les coordonnées polaires s'effectue selon le changement de variable suivant :

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta$$

$$k_x = k \cos \varphi, \quad k_y = k \sin \varphi$$

où  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  et  $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ . La double transformation de Fourier spatiale devient avec les nouvelles variables :

$$S(k_x, k_y) = S(k, \varphi) = \int_0^{+\infty} \int_{-\pi}^{+\pi} S(r, \theta) \exp(-ikr \cos(\varphi - \theta)) r dr d\theta$$

Cette dernière équation est périodique par rapport à la variable  $\varphi$ . Elle est donc décomposable en série de Fourier :

$$S(k, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} S_m(k) \exp(-im\varphi)$$

avec :

$$S_m(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_0^{+\infty} S(r, \theta) \exp[-ikr \cos(\varphi - \theta) - im\varphi] r dr d\theta d\varphi$$

Ou encore :

$$S_m(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_0^{+\infty} S(r, \theta) \left[ \int_{-\pi}^{+\pi} \exp[-ikr \cos(\varphi - \theta) - im\varphi] d\varphi \right] r dr d\theta$$

En faisant le changement de variable  $(\varphi - \theta) \rightarrow \varphi$  sur la fonction la plus interne on trouve :

$$S_m(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_0^{+\infty} S(r, \theta) \left[ \int_{-\pi}^{+\pi} \exp[-ikr \cos \varphi - im\varphi] d\varphi \right] \exp(-im\theta) r dr d\theta$$

La fonction interne s'écrit aussi sous la forme :

$$\int_{-\pi}^{+\pi} \exp[-ikr \cos \varphi - im\varphi] d\varphi = 2 \int_0^{\pi} \exp[-ikr \cos \varphi] \cos(m\varphi) d\varphi$$

En utilisant l'identité suivante [Abramovitz72] :

$$J_m(z) = \frac{i^{-m}}{\pi} \int_0^{+\pi} \exp(iz \cos \varphi) \cos(m\varphi) d\varphi$$

et :

$$J_m(-z) = (-1)^m J_m(z)$$

on arrive à la relation :

$$i^m S_m(k) = \int_{-\pi}^{+\pi} \int_0^{+\infty} S(r, \theta) J_m(kr) \exp(-im\theta) r dr d\theta$$

Dans ces équation,  $J_m$  est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $m$ . En reprenant les notations du chapitre 2, cette dernière équation est :

$$i^m S_m(k) = \widehat{S}(k, m)$$

où  $\widehat{S}(k, m)$  est la transformation de Hankel d'ordre azimutal  $m$  de la fonction  $S$ . La relation entre la transformation de Fourier 2D et la transformation de Hankel s'écrit :

$$S(k_x, k_y) = S(k, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} i^{-m} \widehat{S}(k, m) \exp(-im\varphi)$$

De manière complètement similaire, on arrive à la relation entre la transformé de Hankel et les données initiales dans le système de coordonnées polaires :

$$S(r, \theta) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \widehat{S}(k, m) J_m(kr) \exp(im\theta) k dk$$

### Cas particulier d'une fonction invariante par rapport à l'azimut

On se place maintenant dans le cas particulier où la fonction  $S$  est invariante par rapport à l'azimut  $\theta$ , la transformation de Hankel d'ordre azimutal  $m$  s'écrit dans ce cas :

$$i^m S_m(k) = \widehat{S}(k, m) = \int_0^{+\infty} S(r) J_m(kr) \left[ \int_{-\pi}^{+\pi} \exp(-im\theta) d\theta \right] r dr$$

La transformation de Hankel est donc nulle sauf pour l'ordre azimutal  $m = 0$ . Dans ce cas, la relation entre la transformation de Fourier  $2D$  et la transformation de Hankel devient :

$$S(k_x, k_y) = S(k) = \widehat{S}(k, 0) = \int_0^{+\infty} S(r) J_0(kr) r dr$$

Dans le cas particulier où une fonction est invariante par rapport à l'azimut, sa transformation de Fourier  $2D$  est strictement équivalente à sa transformation de Hankel d'ordre azimutal zéro.

## Annexe 2

### Algorithmes de transformation $(\tau, p)$ des profils sismiques $2D$

On se place ici dans le cas des signaux sismiques  $2D$ . On a dans ce cas l'information uniquement selon l'axe des abscisses  $Ox$ . On cherche à décomposer les données dans le domaine  $(\tau, p)$ . En fonction des hypothèses initiales que l'on prend, deux approches de décomposition sont possibles : décomposition par transformation de Hankel et décomposition par "slant stack".

#### Transformation de Hankel

On a vu dans l'annexe précédent la relation entre la transformation de Fourier  $2D$  et la transformation de Hankel. Ces relations supposaient que l'on dispose de l'information selon les deux directions  $x$  et  $y$ . Cependant, dans le cas présent, on ne détient l'information que selon un seul axe. On fait alors l'hypothèse que le milieu est invariant par rotation autour de l'axe vertical, c'est-à-dire par rapport à l'azimut. On a vu que dans ce cas, la transformation de Fourier  $2D$ , et donc la décomposition en ondes planes, est directement liée à la transformation de Hankel d'ordre azimutal nul. On rappelle que cette relation s'écrit :

$$\widehat{S}(k) = \int_0^{+\infty} S(r) J_0(kr) r dr$$

où  $k$  est le vecteur d'onde horizontal,  $r$  la distance source-récepteur et  $J_0$  la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro. On rappelle que les signaux  $S$  sont exprimés ici en fréquence. En introduisant la lenteur horizontale  $p$  par le changement de variable  $k = \omega p$  et en appliquant la transformation de Fourier inverse par rapport au temps, la fonction  $\widehat{S}(k)$  devient :

$$s(\tau, p) = \frac{1}{p} \int_0^{+\infty} s(\tau, r) \star \widetilde{J}_0\left(\frac{\tau}{pr}\right) dr$$

tel que  $s$  est le signal en temps,  $\widetilde{J}_0$  est la transformée de Fourier inverse en temps de la fonction de Bessel et  $\star$  est le produit de convolution (On exploite ici le fait qu'une multiplication en fréquence est un produit de convolution en temps).

La fonction de Bessel en temps  $\widetilde{J}_0$  s'exprime en fonction de l'échelon de Heaviside  $H$  tel que :

$$\widetilde{J}_0(t) = \frac{H(t+1) - H(t-1)}{\pi\sqrt{1-t^2}}$$

ou encore :

$$\widetilde{J}_0(t) = \frac{H(t+1) - H(t)}{\pi\sqrt{1-t^2}} - \frac{H(t-1) - H(t)}{\pi\sqrt{1-t^2}}$$

En injectant cette dernière relation dans l'expression de  $s(\tau, p)$  on trouve :

$$u(\tau, p) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \left[ \int_{\tau-px}^{\tau} \frac{s(r, t)}{\sqrt{p^2 r^2 - (t-\tau)^2}} dt + \int_{\tau}^{\tau+px} \frac{s(r, t)}{\sqrt{p^2 r^2 - (t-\tau)^2}} dt \right] r dr$$

En appliquant le changement de variable  $q = \pm \frac{t-\tau}{r}$  on obtient la décomposition  $u$  dans le domaine  $(\tau, p)$  du signal  $s$  par transformation de Hankel :

$$\begin{aligned} u(\tau, p) &= \frac{1}{\pi} \int_0^p \frac{y(\tau, q)}{\sqrt{p^2 - q^2}} dq \\ y(\tau, q) &= \int_0^{+\infty} [s(\tau - qr, r) + s(\tau + qr, r)] r dr \end{aligned}$$

Il est intéressant de remarquer que la fonction  $y(\tau, q)$  est obtenue en sommant le signal  $s$  (pondéré par  $r$ ) le long de droites d'intercept  $\tau$  et de pente  $p$ .

La synthèse dans le domaine  $(x, t)$  se fait de manière similaire en partant de la transformation de Fourier 2D et en appliquant le changement de variable  $k = \omega p$ . Au final on obtient :

$$\begin{aligned} s(\tau, p) &= \frac{1}{4\pi^3} F^{-1} \{ \omega^2 \} \star \int_0^r \frac{f(t, l)}{\sqrt{r^2 - l^2}} dl \\ f(t, l) &= \int_0^{+\infty} [u(t - pl, p) + s(t + pl, p)] p dp \end{aligned}$$

où  $F^{-1} \{ \omega^2 \}$  est la transformation de Fourier inverse de la fonction  $\omega^2$ . Ce filtre est appelé dans la littérature "filtre  $\rho$ ". On constate ici aussi que la fonction  $f$  est obtenue en sommant le signal  $u$  dans le domaine  $(\tau, p)$  (pondéré par  $p$ ) le long de droites d'intercept  $t$  et de pente  $r$ . On comprend dès lors l'intérêt du "filtre  $\rho$ " qui, d'après le théorème de la phase stationnaire, compense les distorsions du signal en amplitude et en phase introduites par les sommations le long des droites (fonctions  $y$  et  $f$  dans les développements précédents).

### Transformation par "slant stack"

Les données sont toujours considérées ici 2D, c'est-à-dire dans le domaine  $(x, t)$ . Afin de compenser le manque de données dans la direction  $y$ , on suppose que le milieu est invariant par translation selon l'axe  $y$ . Ceci signifie que le signal  $s$  ne dépend pas de la variable  $y$  et



s'exprime uniquement en fonction du temps  $t$  et de l'abscisse  $x$ . La transformée de Fourier en temps et en espace de  $s$  donne :

$$S(k, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, t) \exp(-i\omega t - ikx) dx dt = \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, \omega) \exp(-ikx) dx$$

En introduisant la lenteur horizontale par le changement de variable  $k = \omega p$ , l'expression précédente devient :

$$U(\omega, p) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, \omega) \exp(-i\omega px) dx$$

En appliquant la transformation de Fourier inverse par rapport au temps, on aboutit à l'expression :

$$u(\tau, p) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, \tau + px) dx = \int_0^{+\infty} [s(x, \tau + px) + s(x, \tau - px)] dx$$

Cette dernière expression montre que la décomposition dans le domaine  $(\tau, p)$  d'une fonction invariante par rapport à la variable spatiale  $y$  s'obtient en sommant cette fonction le long de droite d'intercept  $\tau$  et de pente  $p$ .

La transformation inverse s'obtient d'une manière similaire et se met sous la forme :

$$s(t, x) = \frac{1}{2\pi} F^{-1} \{|\omega|\} \star \int_{-\infty}^{+\infty} u(p, t + px) dp$$

où  $F^{-1} \{|\omega|\}$  est la transformation de Fourier inverse de la fonction  $|\omega|$ . Elle est aussi appelée "filtre  $\rho$ " et compense les distorsions du signal introduites par les sommations le long de droites.

## Annexe 3

### Algorithmes de transformation $(\tau, p)$ des profils sismiques 3D

On suppose ici que le signal sismique  $s$  est 3D, c'est-à-dire qu'ils dépend des variables spatiales  $x$  et  $y$ . La transformation de Fourier des données selon la variable temporelle  $t$  et les variables spatiales  $x$  et  $y$  donne :

$$\begin{aligned} S(k_x, k_y, \omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, y, t) \exp(-i\omega t - ik_x x - ik_y y) dt dx dy \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, y, \omega) \exp(-ik_x x - ik_y y) dx dy \end{aligned}$$

En introduisant les lenteurs horizontales selon les deux directions  $x$  et  $y$ ,  $k_x = \omega p_x$  et  $k_y = \omega p_y$ , cette dernière équation devient :

$$U(\omega, p_x, p_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, y, \omega) \exp(-i\omega p_x x - i\omega p_y y) dx dy$$

La transformée de Fourier inverse par rapport au temps permet d'obtenir :

$$u(\tau, p_x, p_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau - p_x x - p_y y, x, y) dx dy$$

La transformation  $(\tau, p_x, p_y)$  des données 3D s'obtient donc en sommant les données de  $s$  le long de droites définies par leurs intercepts  $\tau$  et leurs pentes  $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ .

La transformation inverse s'obtient selon des développements similaires qui permettent d'aboutir à l'équation :

$$s(x, y, t) = F^{-1} \{ \omega^2 \} \star \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(p, t - px - py) dp_x dp_y$$

où  $F^{-1} \{ \omega^2 \}$  est le "filtre  $\rho$ ".

## Annexe 4

### Coefficients de réflexion et de transmission entre deux interfaces

#### Interface solide-solide

La matrice de propriété  $D$  d'un milieu homogène et isotrope définie en (2.25) s'écrit sous la forme :

$$D = \begin{bmatrix} -iq_p & p & iq_p & p \\ p & -iq_s & p & iq_s \\ 2\mu p^2 - \rho & -2i\mu p q_s & 2\mu p^2 - \rho & 2i\mu p q_s \\ -2i\mu p q_p & 2\mu p^2 - \rho & 2i\mu p q_p & 2\mu p^2 - \rho \end{bmatrix} \quad (5.16)$$

Sa matrice inverse se met sous la forme :

$$D^{-1} = \frac{1}{2\rho} \text{diag} \left( \frac{1}{q_p}, \frac{1}{q_s}, \frac{1}{q_p}, \frac{1}{q_s} \right) \begin{bmatrix} -i(2\mu p^2 - \rho) & 2\mu p q_p & -q_p & ip \\ 2\mu p q_s & -i(2\mu p^2 - \rho) & ip & -q_s \\ i(2\mu p^2 - \rho) & 2\mu p q_p & -q_p & -ip \\ 2\mu p q_s & i(2\mu p^2 - \rho) & -ip & -q_s \end{bmatrix}$$

ou encore :

$$D^{-1} = \frac{1}{2\rho} \text{diag} \left( \frac{1}{q_p}, \frac{1}{q_s}, \frac{1}{q_p}, \frac{1}{q_s} \right) M$$

où  $\text{diag}$  est la matrice diagonale.

En reprenant les équations (2.35) liant le champ d'onde au niveau d'une interface entre deux milieux homogènes et isotropes, la matrice  $Q$  s'exprime sous la forme :

$$Q = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{bmatrix} = D_0^1 D_1 = \frac{1}{2\rho_1} \text{diag} \left( \frac{1}{q_{p1}}, \frac{1}{q_{s1}}, \frac{1}{q_{p1}}, \frac{1}{q_{s1}} \right) M_1 D_2$$

tel que  $D_1$  est la matrice de propriété du milieu au-dessus et  $D_2$  la matrice de propriété du milieu au-dessous. Notons :

$$N = M_1 D_2$$

Cette nouvelle matrice de taille  $4 \times 4$  s'exprime à son tour en fonction des sous matrices  $L_{ij}$  de taille  $2 \times 2$  tel que :

$$N = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{bmatrix}$$

En définissant les grandeurs suivantes comme suit :

$$\begin{aligned} l_{13} &= 2p^2 \Delta\mu(q_{p1} - q_{p2}) - (\rho_1 q_{p2} - \rho_2 q_{p1}) \\ l_{14} &= ip [2\Delta\mu(q_{p1} q_{s2} - p^2) + \Delta\rho] \\ l_{23} &= ip [2\Delta\mu(q_{s1} q_{p2} - p^2) + \Delta\rho] \\ l_{24} &= 2p^2 \Delta\mu(q_{s1} + q_{s2}) - (\rho_1 q_{s2} - \rho_2 q_{s1}) \\ l_{33} &= 2p^2 \Delta\mu(q_{p1} - q_{p2}) + (\rho_1 q_{p2} + \rho_2 q_{p1}) \\ l_{34} &= ip [2\Delta\mu(q_{p1} q_{s2} + p^2) - \Delta\rho] \\ l_{43} &= ip [2\Delta\mu(q_{s1} q_{p2} + p^2) - \Delta\rho] \\ l_{44} &= 2p^2 \Delta\mu(q_{s1} - q_{s2}) + (\rho_1 q_{s2} + \rho_2 q_{s1}) \end{aligned}$$

avec :

$$\Delta\mu = \mu_1 - \mu_2, \quad \Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$$

Les matrices  $L_{ij}$  deviennent :

$$L_{11} = \begin{bmatrix} l_{33} & -l_{34} \\ -l_{43} & l_{44} \end{bmatrix} \quad L_{12} = \begin{bmatrix} l_{13} & l_{14} \\ l_{23} & l_{24} \end{bmatrix}$$

$$L_{12} = \begin{bmatrix} l_{13} & -l_{14} \\ -l_{23} & l_{24} \end{bmatrix} \quad L_{11} = \begin{bmatrix} l_{33} & l_{34} \\ l_{43} & l_{44} \end{bmatrix}$$

On considère une onde descendante  $V_D(z^-)$ , celle-ci peut soit se réfléchir soit se transmettre. On obtient :

$$\begin{aligned} V_U(z^-) &= Q_{12} V_D(z^+) \\ V_D(z^-) &= Q_{22} V_D(z^+) \end{aligned}$$

et :

$$\begin{aligned} V_U(z^-) &= R_D^{12} V_D(z^+) \\ V_D(z^+) &= T_D^{12} V_D(z^-) \end{aligned}$$

D'où :

$$\begin{aligned} R_D^{12} &= Q_{12}Q_{22}^{-1} \\ T_D^{12} &= Q_{22}^{-1} \end{aligned}$$

soit :

$$\begin{aligned} R_D^{12} &= \frac{1}{2q_{p1}q_{s1}} \begin{bmatrix} q_{s1} & 0 \\ 0 & q_{p1} \end{bmatrix} L_{12}L_{22}^{-1} \begin{bmatrix} q_{p1} & 0 \\ 0 & q_{s1} \end{bmatrix} \\ T_D^{12} &= L_{22}^{-1} \begin{bmatrix} 2\rho_1q_{p1} & 0 \\ 0 & 2\rho_1q_{s1} \end{bmatrix} \end{aligned}$$

En posant :

$$R_D^{12} = \begin{bmatrix} R_D^{12PP} & R_D^{12PS} \\ R_D^{12SP} & R_D^{12SS} \end{bmatrix}$$

et de même pour  $T_D^{12}$ , on arrive aux expressions scalaires des coefficients de réflexion et de transmission pour le champ  $P$  ou  $S$  descendant avec :

$$\begin{aligned} R_D^{12PP} &= \frac{l_{13}l_{44} - l_{14}l_{43}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_D^{12PP} &= 2\rho_1q_{p1} \frac{l_{44}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \\ R_D^{12SP} &= \frac{q_{p1} l_{23}l_{44} - l_{24}l_{43}}{q_{s1} l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_D^{12SP} &= 2\rho_1q_{p1} \frac{-l_{43}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \\ R_D^{12PS} &= \frac{q_{s1} l_{14}l_{33} - l_{13}l_{34}}{q_{p1} l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_D^{12PS} &= 2\rho_1q_{s1} \frac{-l_{34}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \\ R_D^{12SS} &= \frac{l_{24}l_{33} - l_{23}l_{34}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_D^{12SS} &= 2\rho_1q_{s1} \frac{l_{33}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \end{aligned}$$

On considère maintenant un champ montant  $V_U(z^+)$ . Si on permute les indices 1 et 2 des milieux et si on inverse la convention du champ montant et descendant (Ceci revient donc à "tourner la tête" de  $180^\circ$ ), on retombe exactement dans le même cas que pour une onde descendante  $V_D(z^-)$  développé précédemment. On obtient :

$$\begin{aligned} R_U^{12PP} &= \frac{-(l_{13}l_{44} + l_{34}l_{23})}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_U^{12PP} &= 2\rho_2q_{p2} \frac{l_{44}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \\ R_U^{12SP} &= \frac{q_{p2} l_{13}l_{44} + l_{24}l_{34}}{q_{s2} l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_U^{12SP} &= 2\rho_2q_{p2} \frac{-l_{34}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \\ R_U^{12PS} &= \frac{q_{s2} l_{13}l_{43} + l_{23}l_{33}}{q_{p2} l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_U^{12PS} &= 2\rho_2q_{s2} \frac{-l_{43}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \\ R_U^{12SS} &= \frac{-(l_{14}l_{43} + l_{24}l_{33})}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} & T_U^{12SS} &= 2\rho_2q_{s2} \frac{l_{33}}{l_{33}l_{44} - l_{43}l_{34}} \end{aligned}$$

### Interface liquide-solide

On suppose maintenant que le milieu 1 est liquide (noté  $w$ ). Le milieu 2 est toujours solide. Dans ce cas,  $\mu_1 = 0$  et il n'y a pas de propagation d'ondes de cisaillement. On cherche à assurer la continuité de la vitesse de déplacement vertical et de la pression au niveau de l'interface. Cette continuité s'exprime sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} -iq_{pw} & iq_{pw} \\ -\rho & -\rho \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_U^P(z^-) \\ V_D^P(z^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} iq_{p2} & p & iq_{p2} & p \\ 2\mu p^2 - \rho & -2i\mu p q_{s2} & 2\mu p^2 - \rho & 2i\mu p q_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_U^P(z^+) \\ V_U^S(z^+) \\ V_D^P(z^+) \\ V_D^S(z^+) \end{bmatrix}$$

Dans ce cas, matrice  $Q$  devient :

$$Q = \begin{bmatrix} -iq_{pw} & iq_{pw} \\ -\rho & -\rho \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} iq_{p2} & p & iq_{p2} & p \\ 2\mu p^2 - \rho & -2i\mu p q_{s2} & 2\mu p^2 - \rho & 2i\mu p q_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{bmatrix}$$

où  $Q_{ij}$  sont maintenant des vecteurs de dimension  $1 \times 2$ . En faisant des développements similaires à ceux du paragraphe précédent et en reprenant les notations du chapitre 2, on obtient les coefficients de réflexion et de transmission au niveau du fond de la mer :

$$\begin{aligned} r_D^{PP} &= \frac{4\mu_2^2 p^2 q_{pw} q_{p2} q_{s2} + q_{pw} (2\mu_2 p^2 - \rho_2)^2 - \rho_w \rho_2 q_{pw}}{D} \\ t_D^{PP} &= \frac{-2q_{pw} \rho_w (2\mu_2 p^2 - \rho_2)}{D} \\ t_D^{SP} &= \frac{4i\mu_2 p q_{pw} q_{p2} \rho_w}{D} \\ t_U^{PP} &= \frac{-2q_{p2} \rho_2 (2\mu_2 p^2 - \rho_2)}{D} \\ r_U^{PP} &= \frac{4\mu_2^2 p^2 q_{pw} q_{p2} q_{s2} - q_{pw} (2\mu_2 p^2 - \rho_w)^2 + \rho_w \rho_2 q_{pw}}{D} \\ r_U^{SP} &= \frac{4i\mu_2 p q_{pw} q_{p2} (2\mu_2 p^2 - \rho_2)}{D} \\ t_U^{PS} &= \frac{4i\mu_2 p q_{s2} q_{p2} \rho_2}{D} \\ r_U^{PS} &= \frac{4i\mu_2 p q_{pw} q_{s2} (2\mu_2 p^2 - \rho_2)}{D} \\ r_U^{SS} &= \frac{4\mu_2^2 p^2 q_{pw} q_{p2} q_{s2} - q_{pw} (2\mu_2 p^2 - \rho_2)^2 - \rho_w \rho_2 q_{pw}}{D} \end{aligned}$$

avec :

$$D = \left[ 4\mu_2^2 p^2 q_{pw} q_{p2} q_{s2} + q_{pw} (2\mu_2 p^2 - \rho_2)^2 + \rho_w \rho_2 q_{pw} \right]$$

Les matrices de réflexion-transmission au fond de la mer s'exprime alors sous la forme :

$$\begin{aligned} r_U &= \begin{bmatrix} r_U^{PP} & r_U^{PS} \\ r_U^{SP} & r_U^{SS} \end{bmatrix} & t_U &= \begin{bmatrix} t_U^{PP} & t_U^{PS} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \\ r_D &= \begin{bmatrix} r_D^{PP} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} & t_D &= \begin{bmatrix} t_D^{PP} & 0 \\ t_D^{SP} & 0 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Les coefficients nuls des matrices sont liés au fait que les ondes de cisaillement ne se propage pas dans le milieu liquide.

## Annexe 5

### Méthode de Barr et Sanders

On reprend ici les notations du chapitre 3. On cherche à montrer que la méthode de Barr et Sanders parvient à éliminer complètement les effets de la tranche d'eau dans le cas où les multiples *peg-legs* du côté des récepteurs sont négligés. L'opérateur *peg-leg*, dans ce cas, devient du premier ordre. Les expressions de la mesure de la pression et de la vitesse de déplacement vertical deviennent :

$$U(z_R^-) \simeq -iq_{Pw} \left[ \frac{r-1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} (1 + \exp(2i\omega q_w z_R)) \right] So \quad (5.17)$$

$$P(z_R^-) \simeq -\rho_w \left[ \frac{r+1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + \frac{R'}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} (1 - \exp(2i\omega q_w z_R)) \right] So \quad (5.18)$$

Les deuxièmes termes de la sommation peuvent se simplifier grâce l'expression suivante :

$$\begin{aligned} R' \frac{(1 + \exp(2i\omega q_w z_R))}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} &= R' \frac{(1 + \exp(2i\omega q_w z_R) + r \exp(2i\omega q_w z_R) - r \exp(2i\omega q_w z_R))}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} \\ &= R' \left[ 1 + \frac{(1-r) \exp(2i\omega q_w z_R)}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} \right] \end{aligned} \quad (5.19)$$

de même on trouve que :

$$R' \frac{(1 - \exp(2i\omega q_w z_R))}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} = R' \left[ 1 - \frac{(1+r) \exp(2i\omega q_w z_R)}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} \right] \quad (5.20)$$

Les équations de la mesure deviennent :

$$U(z_R^-) = -iq_{Pw} \left[ \frac{r-1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + R' \left[ 1 + \frac{(1-r) \exp(2i\omega q_w z_R)}{(1 + r \exp(2i\omega q_w z_R))} \right] \right] So \quad (5.21)$$



$$P(z_R^-) = -\rho_w \left[ \frac{r+1}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} + R' \left[ 1 - \frac{(1+r) \exp(2i\omega q_w z_R)}{(1+r \exp(2i\omega q_w z_R))} \right] \right] S_0 \quad (5.22)$$

L'atténuation des multiples fantômes et peg-legs s'obtient en combinant les données de l'hydrophone et du géophone vertical comme suit :

$$PZ_{BS}(z_R^-) = P(z_R^-) + \frac{\rho_w}{iq_{Pw}} \frac{1+r}{1-r} U(z_R^-) = \frac{2\rho_w}{1-r} R' \quad (5.23)$$

D'après cette dernière équation, on constate que l'on réussit à éliminer complètement l'effet de la tranche d'eau.

## Annexe 6

### Estimation des opérateurs

On dispose ici de deux signaux ( $2D$  ou  $3D$ )  $d$  et  $m$  que l'on suppose dans le domaine  $(\tau, p)$ . On cherche à estimer les filtres  $g$  qui permettent de minimiser l'énergie de la différence entre les deux signaux sur une fenêtre donnée. On définit la fonction coût suivante :

$$Cout = \|d - g \star m\|^2$$

Plusieurs stratégies sont possible pour estimer les filtres  $g$ . On peut adopter une approche trace à trace, c'est-à-dire que l'on minimise la fonction coût pour chaque lenteur  $p$ . On peut aussi calculer les filtres en définissant une seule fonction coût pour toute la section ( $2D$  ou  $3D$ ).

### Approche trace à trace

Une fonction coût est définie ici pour chaque valeur de  $p$  que l'on cherche à minimiser sur une fenêtre donnée. La fonction coût s'écrit :

$$Cout_p = \|d_p(\tau) - g_p(\tau) \star m_p(\tau)\|^2 = \sum_k \left( d_p(k) - \sum_{l=-N}^N g_p(l) m_p(k-l) \right)^2$$

L'indice  $k$  est celui des échantillons en temps des signaux et l'indice  $l$  celui des filtre de taille  $2N + 1$  que l'on cherche à estimer. Minimiser la fonction coût revient à estimer les zéros de sa dérivées par rapport aux inconnues qui sont ici les coefficients du filtre  $g$ . On obtient :

$$\frac{\partial Cout}{\partial g(n)} = -2 \sum_k \left( d_p(k) - \sum_{l=-N}^N g_p(l) m_p(k-l) \right) m_p(k-n) = 0 \quad n \in [-N, N]$$

En écrivant cette dernière équation en fonction des signaux d'autocorrélation  $\Gamma_p^m$  et des signaux de cross-corrélation  $\Phi_p^{dm}$  on obtient :

$$\sum_{l=-N}^N g_p(l) \Gamma_p^m(n-l) = \Phi_p^{dm}(n)$$

Cette dernière relation peut se mettre sous la forme matricielle :

$$T_p^m g_p = \Phi_p^{dm}$$

où  $T_p^m$  est la matrice de Toeplitz correspondant au vecteur d'autocorrélation  $\Gamma_p^m$ ,  $g_p = [g_p(-N), \dots, g_p(N)]^T$  le vecteur de coefficients du filtre et  $\Phi_p^{dm} = [\Phi_p^{dm}(-N), \dots, \Phi_p^{dm}(N)]^T$  le vecteur de cross-corrélation. L'estimation du filtre  $g$  revient donc à résoudre un système linéaire.

Le calcul des filtres est effectué ici en définissant une fonction coût par trace sans chercher à exploiter les traces voisines. L'idée est d'exploiter la redondance de l'information en définissant une seule fonction coût pour toute la section ( $2D$  ou  $3D$ ). La première idée est de définir la fonction suivante :

$$Cost_p = \sum_p \|d_p(\tau) - g_p(\tau) \star m_p(\tau)\|^2 = \sum_p \sum_k \left( d_p(k) - \sum_{l=-N}^N g_p(l) m_p(k-l) \right)^2$$

Cependant, en faisant le développement comme précédemment, on aboutit à la résolution d'un système linéaire dans lequel l'estimation de l'opérateur de chaque trace est découplée de celle des autres traces. Ceci est donc strictement équivalent à la solution trace à trace.

### Approche globale d'estimation des opérateurs

On se place dans le cas général des sections  $3D$ , on verra que l'estimation globale des filtres en  $2D$  est simplement un cas particulier. Les données  $3D$  sont divisées selon une maille rectangulaire (figure (5.35)). Chaque maille ou élément est déterminé par quatre noeuds. Les opérateurs seront calculés uniquement aux positions des noeuds. Les opérateurs à l'intérieur des mailles seront exprimés en fonction des opérateurs des quatre noeuds définissant cet élément tel que :

$$g_{ij} = \sum_{n=1,4} \alpha_{ij}^n g_{ij}^n$$

où  $g_{ij}^n$  sont les opérateurs de longueur  $2l+1$  définis aux sommets de l'élément auquel appartient la trace en  $ij$  (figure (5.36)),  $\alpha_{ij}^n$  sont des poids calculés à partir de la position de la trace dans l'élément.

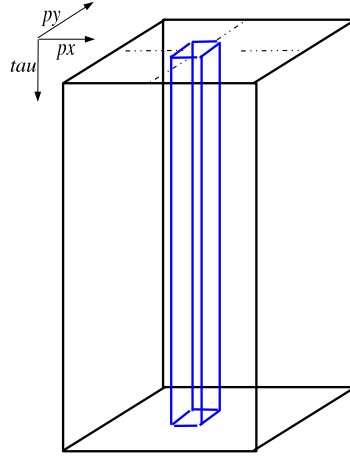


FIG. 5.35. Séparation des données en différents blocs.

La contribution de la trace en  $ij$  à la fonction coût s'écrit :

$$Cout_{ij} = \sum_k \left( d_{ij}(k) - \sum_{l=-N}^N \sum_{n=1}^4 \alpha_{ij}^n g_{ij}^n(l) m_{ij}(k-l) \right)^2$$

La fonction coût globale s'écrit sous la forme :

$$Cout = \sum_{ij} cout_{ij}$$

La contribution de la trace  $ij$  au gradient de la fonction coût globale est donné par :

$$\frac{\partial cout_{ij}}{\partial g_{ij}^v(r)} = -2 \sum_k \left( d_{ij}(k) - \sum_{l=-N}^N \sum_{n=1}^4 \alpha_{ij}^n g_{ij}^n(l) m_{ij}(k-l) \right) \alpha_{ij}^v m_{ij}(k-r)$$

En utilisant les fonction d'autocorrélation  $\Gamma_{ij}^m$  et de cross-corrélation  $\Phi_{ij}^{dm}$  dans l'expression du gradient, ce dernier devient :

$$\frac{\partial cout_{ij}}{\partial g_{ij}^v(r)} = -2 \left( \alpha_{ij}^v \Phi_{ij}^{dm} - \alpha_{ij}^v \sum_{n=1}^4 \alpha_{ij}^n \sum_{l=-N}^N g_{ij}^n(l) \Gamma_{ij}^m(r-m) \right)$$

Le gradient de la fonction coût globale est donc un vecteur de dimension  $(2N+1)F$  tel que  $F$  est le nombre de noeuds définissant le domaine. La minimisation de la fonction coût globale qui conduit à l'estimation de tous les opérateurs revient d'après la dernière équation à résoudre un système linéaire de la forme :



## Bibliographie

- [Abma05] R. Abma and N. Kabir. Comparisons of interpolation methods. *The Leading Edge*, October :984-989, 2005.
- [Abramovitz72] M. S. Abramovitz. *Handbook of mathematical functions*. Dover Publications, New York,.
- [Aki02] K. Aki and P. G. Richards. *Quantitative seismology : second edition*. University Science Books, Sausalito 2002.
- [Amundsen94] L. Amundsen and A. Reitan. Transformation from 2-D to 3-D wave propagation for horizontally layered media. *Geophysics*, 59(12) :1920-1926, 1994.
- [Amundsen95-a] L. Amundsen and A. Reitan. Extraction of P and S waves from vertical component of the particle velocity at the sea floor. *Geophysics*, 60 :231-240, 1995.
- [Amundsen95-b] L. Amundsen and A. Reitan. Estimation of seafloor wave velocities and density from pressure and particle velocity by AVO analysis. *Geophysics*, 60(5) :1575-1578, 1995.
- [Amundsen95-c] L. Amundsen and A. Reitan. Decomposition of multicomponent sea-floor data into upgoing and downgoing P and S waves. *Geophysics*, 60(2) :563-572, 1995.
- [Backus59] M. M. Backus. Water reverberations their nature and elimination. *Geophysics*, 24 :233-261, 1959.
- [Bale98] R. Bale. Plane wave deghosting of hydrophone and geophone OBC data. In *68th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1998.
- [Bardan87] V. Bardan. Trace interpolation in seismic data processing. *Geophysical Prospecting*, 35 :343-358, 1987.
- [Barr89] F. J. Barr and J. I. Sanders. Attenuation of water-column reverberation using pressure and velocity detectors in a water-bottom cable. In *59th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1989.
- [Barr97-a] F. J. Barr, R. E. Chambers, W. Dragoset and J. Paffenholz. A comparison of methods for combining dual sensors ocean-bottom cable traces. In *67th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1997.
- [Barr97-b] F. J. Barr. Dual-sensor OBC technology. *The Leading Edge*, 16(01) :45-51. 1997.
- [Ben-Menahem00] A. Ben-Menahem and S. J. Singh. *Seismic waves and sources, 2nd edition*. Dover Publications, New York, 2000.
- [Boelle05] J.-L. Boelle, J. Suiter and P. Ricarte. Sparse receiver and multi-azimuthal simulation from a high fold OBC campaign in the UK North Sea. In *75th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2005.
- [Boelle06] J.-L. Boelle, A. Grandi and M. T. A. Soudani. Dedicated processing sequence for 4D signal estimation after receiver decimation of Valhall OBC data. In *76th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2006.
- [Bracewell99] R. Bracewell. *The Fourier transform and its applications, 3rd ed.* McGraw-Hill, New York, 1999.

- [Brittan03] J. Brittan and J. Starr. Applications of adaptive noise attenuation to dual sensor seismic data. In *73th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2003.
- [Brown99] R. J. Brown and Y. Yan. Suppression of water-column multiples in multicomponent seafloor data : Preliminary results and proposal. *Crews Research Report*, 11, 1999.
- [Brown01] R. J. Brown and Y. Yan. The suppression of water-column multiples by wavefield separation and cross-correlation. In *71st Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, San Antonio, 2001.
- [Brunelliere04] J. Brunellière, P. Caprioli, S. Grion, D. Tilling, L. Amundsen and H. Aronsen. Surface multiple attenuation by up-down wavefield deconvolution : an OBC case study. In *74th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2004.
- [Caldwell00] J. Caldwell. Marine multicomponent seismology. *The Leading Edge*. 18(11) :1274-1282. 1999.
- [Canales84] L. Canales. Random noise reduction. In *54th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1984.
- [Claerbout92] J. F. Claerbout. *Earth soundings analysis : Processing versus inversion*. Blackwell Scientific Publications, 1992.
- [Cordson02] A. Cordson and M. Galbraith. Narrow versus wide-azimuth land 3D seismic surveys. *The Leading Edge*. August :764-770, 2002.
- [Deffenbaugh05] M. Deffenbaugh and R. Neelamani. OBC multiple suppression with the Texas two-step. In *75th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2005.
- [Dellinger01] J. Dellinger. Horizontal vector infidelity correction by general linear transform. In *71th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2001.
- [Del-Molino04] G. Del Molino, B. Boiardi, E. Loinger and A. Mazzotti. Pre-stack de-ghosting with pressure and vertical acceleration components. In *66th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, Paris, 2004.
- [Dietrich90] M. Dietrich. *Modélisation, traitement et inversion de profils de sismique marine*. Thèse de doctorat d'état. Université de Bretagne Occidentale, Brest, 1990.
- [Dragoset94] B. Dragoset and F. J. Barr. Ocean-Bottom cable dual-sensor scaling. In *64th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1994.
- [Edme04] P. Edme, M. T. A. Soudani, J.-L. Boelle and S. Singh. Data-driven P-S separation in OBC data. In *Multicomponent seismic, past, present and futur, joint EAGE/SEG Research workshop*, Pau, 2005.
- [Edme06] P. Edme, M. T. A. Soudani, J.-L. Boelle and S. Singh. Data-driven P-S separation and multiple attenuation in OBC data. In *68th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, Vienna, 2006.
- [Gaiser98] J. E. Gaiser. Compensating data for variations in geophone coupling. In *68th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1998.
- [Granger05-a] P.-Y. Granger, M. Manin, J.-L. Boelle, E. Ceragioli, F. Lefevre and E. Crouzy. Autonomous 4C nodes used in infill areas to complement streamer data, deep water case study. In *75th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2005.
- [Granger05-b] P.-Y. Granger, M. Manin, A. Rollet, J.-L. Boelle, E. Ceragioli, F. Lefevre and E. Crouzy. Trials of autonomous 4C nodes in deep waters. In *Multicomponent seismic, past, present and futur, joint EAGE/SEG Research workshop*, Pau, 2005.
- [Gratacos02] B. Gratacos, W. Haggard. P.-Y. Granger. Calibration of horizontal sensors in the presence of azimuthal anisotropy. In *72nd Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, Utah, 2002.



- [Gratacos04] B. Gratacos and P.-Y Granger. Calibration of multicomponent sensors. In *66th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, Paris, 2004.
- [Gulunay03] N. Gulunay. Seismic trace interpolation in the Fourier transform domain. *Geophysics*, 68 :355-369, 2003.
- [Haskell53] Haskell, N. A., 1953. The dispersion of surface waves from point sources in a multilayered media, *Bull. seism. Soc. Am.*, 43,17-34.
- [Hoïcht03] G. Höcht, E. Landa and R. Baïna. Seismic data interpolation using local wavefield characteristics. In *66th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, Paris, 2004.
- [Hugonnet98] P. Hugonnet. *La transformation de Radon généralisée et ses applications à la sismique*. PhD thesis, University of Pau, Pau, 1998.
- [Johnston04] R. Johnston, J. Bouska, J. Lyon, A. Ashby, A. Walters, P. Whitefield, P. Crompton, D. Ebrom, M. Mueller and L. Thomsen. Azeri 4C : Processing the first 3D OBS survey in the Caspian sea. In *74th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2004.
- [Kennet83] B. L. N. Kennett. *Seismic wave propagation in stratified media*. Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [Lokshantov00] D. Lokshantov. Suppression of free-surface effects from multicomponent sea-floor data. In *67th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, 2000.
- [Lokshantov05] D. Lokshantov. Suppression of free-surface effects from multicomponent sea-floor data. In *Multicomponent seismic, past, present and futur, joint EAGE/SEG Research workshop*, Pau, 2005.
- [Mari01] J.-L. Mari, F. Glangeaud, and F. Coppens. *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens : techniques de base*. Editions Technip, Paris, 2001.
- [Muijs04] R. Muijs and K. Hollinger. Data-driven adaptive decomposition of multicomponent seabed recording. In *74th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2004.
- [Newman73] P. Newman. Divergence effects in a layered earth. *Geophysics*, 38(3) :481-488, 1973.
- [Osen99] A. Osen, L. Amundsen and A. Reitan. Removal of water-layer multiples from multicomponent sea-bottom data. *Geophysics*, 64(3) :838-851, 1999.
- [Paffenholz95] J. Paffenholz and F. J. Barr. An improved method for deriving water-bottom reflectivities for processing dual-sensor ocean-bottom cable data. In *65th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1995.
- [Paffenholz05] J. Paffenholz, R. Shurtleff, D. Hays and P. Docherty. Evolution of a multicomponent autonomous OBS : the role of geophysics. In *Multicomponent seismic, past, present and futur, joint EAGE/SEG Research workshop*, Pau, 2005.
- [Porsani99] M. J. Porsani. Seismic trace interpolation using half-step prediction filters. *Geophysics*, 64(5) :1461-1467, 1999.
- [Ray04] A. Ray, B. Nolte and D. Herron. First nodal OBS acquisition from the Thunder Horse field in the deep water of the Gulf of Mexico. In *74th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, Denver, 2004.
- [Rekdal06] T. Rekdal and A. Long. Recent advances in marine seismic acquisition and processing technology. *CSEG Recorder*. Special edition, 2006.
- [Robein03] E. Robein. *Velocities, Time-imaging and depth-imaging in reflection seismic. Principles and methods*. EAGE Publications, Houten, 2003.
- [Robinson67] E. A. Robinson. *Statistical communication and detection*. Hafner Publication, New York, 1967.

- [Ronen03] S. Ronen, A. Ratcliffe, P. Nicholls, K. Mills, R. Leggott, K. Hawkins and L. Scott. Combined ocean bottom stations and surface -towed seismic streamer. In *65th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, Stavenger, 2003.
- [Schalkwijk01] K. Schalkwijk. *Decomposition of multicomponent ocean-bottom data into P- and S- waves*. PhD thesis, University of Delft, Delft, 2001.
- [Sheriff91] R. E. Sheriff. *Encyclopedic Dictionary of Exploration Geophysics*. Society of Exploration Geophysicist, Tulsa, U.S., 1991.
- [Soubaras94] R. Soubaras. Signal-preserving random noise attenuation by the f-x projection. In *64th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1994.
- [Soubaras95-a] R. Soubaras. Prestack random and impulsive noise attenuation by F-X projection filtering. In *65th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1995.
- [Soubaras95-b] R. Soubaras. Deterministical and statistical projection filtering for signal-preserving noise attenuation. In *57th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, 1995.
- [Soubaras96-a] R. Soubaras. Calibration and deghosting of ocean bottom hydrophone and geophone measurements. In *58th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, 1996.
- [Soubaras96-b] R. Soubaras. Ocean Bottom hydrophone and geophone processing. In *66th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1996.
- [Soubaras97] R. Soubaras. Spatial interpolation of aliased seismic data. In *67th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1997.
- [Soubaras98] R. Soubaras. Multiple attenuation and P-S decomposition of multicomponent ocean-bottom data. In *68th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 1998.
- [Soubaras99] R. Soubaras. Multiple attenuation of multicomponent ocean-bottom data according to an elastic model. In *61th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, 1999.
- [Soubaras00] R. Soubaras. 3D projection filtering for noise attenuation and interpolation. In *70th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2000.
- [Soudani05-a] M. T. A. Soudani, J.-L. Boelle and J. Mars. New methodology for water layer multiple attenuation in OBC data. In *67th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, Madrid, 2005.
- [Soudani05-b] M. T. A. Soudani, J.-L. Boelle and P. Ricarte. Milestones in OBC data processing. In *1st International Petroleum Technology Conference*, Doha, 2005.
- [Soudani06] M. T. A. Soudani, J.-L. Boelle, P. Hugonnet and A. Grandi. 3D methodology for water-layer multiple attenuation and linear noise removal in OBC data. In *68th Mtg : Eur. Ass. of Expl. Geophys.*, Vienna, 2006.
- [Spitz91] S. Spitz. Seismic trace interpolation in the f-x domain. *Geophysics*, 56(6) :785-794, 1991.
- [Stewart04] J. Stewart, A. Shatilo, C. Jing, T. Rape, R. Duren, K. Lewallen and G. Szurek. A comparison of streamer and OBC seismic data at Beryl Alpha field, UK North Sea. In *74th Ann. Internat. Mtg : Soc. of Expl. Geophys.*, 2004.
- [Tessman03] D. J. Tessman and P. Maxwell. Full-wave digital seismic recording and the impact of vector fidelity on improved P-wave data. *Recorder*. 22(10) : 22-24. 2003.
- [Tour04] X. Boy de la Tour. *Le pétrole. Au-delà du mythe*. Editions Technip, Paris, 2004.
- [Treitel80] S. Treitel, P. R. Gutowski and D. E. Wagner. Plane wave decomposition of seismograms. *Geophysics*, 47(10) :1375-1401, 1980.
- [Turner90] G. Turner. Aliasing in the tau-p transform and the removal of spatially aliased coherent noise. *Geophysics*, 55(11) :1496-1503, 1990.

- 
- [Van der Baan04] M. Van der Baan. Processing of anisotropic data in the  $\tau - p$  domain : Geometric spreading and moveout corrections. *Geophysics*, 69(3) :719-730, 2004.
- [Wang97] Y. Wang and G. A. Houseman. Point source  $\tau - p$  transform : A review and comparison of computational methods. *Geophysics*, 62(1) :325-334, 1997.
- [Wang02] Y. Wang. Seismic trace interpolation in the f-x-y domain. *Geophysics*, 67(4) :1232-1239, 2002.
- [Wapenaar92] C. P. A. Wapenaar. D. J. Verschuur and P. Herrmann. Amplitude preprocessing of single and multicomponent seismic data. *Geophysics*, 57(9) :1178-1188, 1992.
- [Xu05] S. Xu, Y. Zhang, D. Pham and G. Lambaré. Antileakage Fourier transform for seismic data regularization. *Geophysics*, 70(4) :V87-V95, 2005.
- [Yilmaz87] O. Yilmaz. *Seismic data processing*. Society of Exploration Geophysicist, Tulsa, U.S., 1987.
- [Zhou94] B. Zhou and S. A. Greenhalgh. Linear and parabolic  $\tau - p$  transforms revisited. *Geophysics*, 59(7) :1133-1149, 1994.



---

## Résumé

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire est dédié au filtrage des multiples de la tranche d'eau sur les données sismiques OBC (Ocean Bottom Cable). Ces multiples générés par les réflexions successives entre la surface de l'eau et le fond marin détériorent considérablement la qualité des images sismiques. Nous proposons dans ce document une méthode robuste de filtrage de ces multiples par "sommation PZ" dans le domaine  $(\tau, p)$ . Nous commençons par modéliser les enregistrements de l'hydrophone et du géophone en OBC dans le domaine des ondes planes harmoniques. Nous montrons que ces modèles s'expriment en fonction des arrivées primaires et des multiples de la colonne d'eau. Cette modélisation nous permet de proposer un algorithme de filtrage des multiples qui tient compte non seulement de la physique de propagation des ondes mais aussi des caractéristiques de l'acquisition : couplage et orientation des géophones, réponses impulsionnelles des capteurs, bruits.

Après la validation sur des données synthétiques, la nouvelle approche est appliquée sur des données réelles 2D dans le cadre d'une séquence de traitement. Nous montrons que cette approche est robuste en présence de bruit et donne de meilleurs résultats en comparaison avec des séquences standards.

Nous généralisons à la fin de ce document la séquence de traitement au cas des acquisitions OBC 3D grâce à la transformation  $(\tau, p)3D$ . Cette généralisation n'est pas immédiate et nécessite des étapes supplémentaires dans la séquence de traitement tel que l'interpolation des données en 3D. La comparaison de la séquence 3D aux séquences standards révèle que la nouvelle approche améliore significativement les résultats.

---

## Abstract

The following PhD thesis deals with methods of water-layer multiple attenuation in OBC (Ocean Bottom Cable) data. These multiples are created by the reverberation of primary arrivals in the water column. The multiples have a strong negative impact on the final structural image obtained from OBC processing. In this document, we propose a new methodology for multiple attenuation by developing a new PZ summation algorithm in the  $(\tau, p)$  domain. We start by expressing the hydrophone and geophone measurements in the plane wave domain. We show that these measurements can be expressed in terms of primary and water-layer multiple arrivals. These expressions allow us to establish a new algorithm based on the physics of wave propagation in elastic media. The new algorithm also takes into account the properties of OBC acquisitions such as geophone coupling and orientation, impulse response of the sensors and noise characteristics.

The new algorithm was first validated on synthetic data and then applied on a real 2D dataset as one step of a processing workflow. This processing sequence results in attenuation of water-layer multiples and noise, thus improving image quality in comparison with standard processing approaches.

Finally, we extend the processing methodology to 3D datasets through the  $3D(\tau, p)$  transform. This application is not straightforward and necessitates additional steps in the workflow because, in this context, 3D data interpolation becomes crucial. The final results of the 3D methodology show an important improvement of data quality in comparison with the standard processing sequences.