



**HAL**  
open science

## Conversion sismo-acoustique au passage du fond océanique

Abel Balanche

► **To cite this version:**

Abel Balanche. Conversion sismo-acoustique au passage du fond océanique. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2009. Français. NNT : . tel-00453445

**HAL Id: tel-00453445**

**<https://theses.hal.science/tel-00453445>**

Submitted on 4 Feb 2010

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

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



**THESE / UNIVERSITE DE BREST**  
*sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne*

pour obtenir le titre de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE BREST**  
*Mention : Géosciences Marines*  
**Ecole Doctorale des Sciences de la Mer**

présentée par

**Abel BALANCHE**

Préparée à l'Unité Mixte de recherche 6538  
Domaines Océaniques  
Institut Universitaire Européen de la Mer

## «Conversion sismo-acoustique au passage du fond océanique»



**Thèse soutenue le 28 septembre 2009**

devant le jury composé de :

**Michel Dietrich**

DR CNRS, IFP Paris/ rapporteur

**Robert DZIAK**

Professeur, Oregon State University/ rapporteur

**Jean-Yves ROYER**

DR CNRS, IUEM Brest / rapporteur

**Édouard CANOT**

Chargé de Recherche CNRS Rennes/ rapporteur

**Jean GOSLIN**

DR CNRS, IUEM Brest/ encadrant

**Claude GUENNOU**

MC UBO, IUEM Brest/ encadrant

**Laurent GUILLO**

MC UBO, Ecole Navale Brest/ invité

**Del BOHNENSTIEHL**

Professeur, North Carolina State University/ invité







A mes parents, à Caroline ma chère femme  
et au petit bébé que l'on attend...

15 juillet 2009

merci,

Si je suis en train d'écrire cette page, c'est que mon  
manuscrit a fini par réussir à s'échapper de mon PC pour  
l'imprimante. Dans cette centaine de pages qui va sortir, va-t-on  
trouver les 4 ans d'aventure de thèse à Brest ? Pas sûr, donc  
par précaution je choisis de tout emporter à l'intérieur de moi  
avec vous tous pour la suite du chemin.

merci beaucoup Charles et Jean de m'avoir incassé.  
Vous vous complétez très bien, j'ai eu de la chance.

merci aux membres du jury d'avoir accepté d'évaluer  
cette thèse.

merci à toute l'équipe d'enseignants du département  
Sciences de la Terre de l'UBO. Tous mes collègues avec qui  
pendant 4 ans je me suis formé au métier de prof.

Yasmine, Vincent, Ivo, Hassan, Manu et tous les autres  
qui me se lient pas ici, c'est sûr de vous avoir rencontrés.  
Camille merci de tout ce que tu as fait pour moi et nous  
tous.

Christophe, remets-toi au plus vite, on pense à toi

Abel



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Sismicité des dorsales et hydroacoustique</b>	<b>11</b>
1.1 Sismicité des dorsales océaniques . . . . .	12
1.1.1 Historique et généralités sur les dorsales . . . . .	12
1.1.2 La sismicité : une manifestation des processus actifs à l’axe des dorsales lentes . . . . .	13
1.1.3 Observation sismique des dorsales . . . . .	15
1.2 Surveillance acoustique des dorsales . . . . .	19
1.2.1 Les ondes T . . . . .	19
1.2.2 Les campagnes de surveillance hydroacoustique . . . . .	22
1.2.3 Fonctionnement des hydrophones . . . . .	24
1.2.4 Traitement des données hydroacoustiques . . . . .	26
1.3 Résultats de la surveillance acoustique : MARCHE . . . . .	29
1.3.1 Catalogues d’événements . . . . .	29
1.3.2 Distribution spatiale de la sismicité . . . . .	29
1.3.3 Distribution temporelle de la sismicité . . . . .	30
<b>2 Production des ondes T et conversion sismo-acoustique</b>	<b>33</b>
2.1 Questions autour de la production des ondes T . . . . .	34
2.1.1 Résultats à partir de la forme d’onde . . . . .	34
2.1.2 Origine des différences entre l’onde sismique et l’onde T produite . . . . .	39
2.2 Modèles existants de la production des ondes T . . . . .	42
2.2.1 Modèle géométrique de production des ondes T . . . . .	43
2.2.2 Le paradoxe des ondes T abyssales . . . . .	45
2.2.3 Modèle physique de production des ondes T . . . . .	46
<b>3 Modélisation de la conversion sismo-acoustique</b>	<b>55</b>
3.1 Le code FLUSOL . . . . .	56
3.1.1 Pourquoi FLUSOL? . . . . .	56
3.1.2 Origine et historique du code FLUSOL . . . . .	56
3.1.3 Diagnostic de départ et objectifs pour le code FLUSOL . . . . .	58



3.2	Théorie et architecture de FLUSOL . . . . .	60
3.2.1	Théorie de la mécanique utilisée par FLUSOL . . . . .	60
3.2.2	Théorie numérique utilisée par FLUSOL . . . . .	73
3.2.3	Architecture du code FLUSOL . . . . .	77
3.3	Modifications apportées : de FLUSOL à SOLFLU . . . . .	79
3.3.1	Paramétrisation du domaine solide . . . . .	79
3.3.2	Le modèle de la source sismique . . . . .	83
3.3.3	Traitement des sorties du code . . . . .	90
3.3.4	Optimisation de la résolution du code . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Modélisation de la conversion sismo-acoustique : résultats</b>	<b>101</b>
4.1	Production des ondes T en fonction du type d'onde sismique . . . . .	102
4.1.1	Développement des résultats et discussion . . . . .	108
4.2	Perspectives de la modélisation sismo-acoustique . . . . .	115
4.2.1	Conversion au passage d'une interface non plane et horizontale . . .	115

# Introduction

## L'hydroacoustique : les océans sous écoute

Depuis plus de 15 ans, des hydrophones mouillés dans le canal SOFAR<sup>1</sup> permettent de détecter et de localiser des séismes sous-marins sur l'ensemble des océans du globe. Ce canal à faible vitesse est situé à 1000 m de profondeur aux latitudes tempérées, il agit comme un guide d'onde naturel pour les signaux acoustiques se propageant dans l'océan. Certains de ces signaux résultent de la conversion de l'onde sismique en onde acoustique au passage du plancher océanique. Ces ondes acoustiques ont été baptisées **ondes T**, comme "Tertiary wave", en référence à leur enregistrement comme la troisième onde arrivée qui suit la détection des ondes P et S en sismologie. Ainsi, en pointant les temps d'arrivée des ondes T enregistrées par les hydrophones, il est possible de détecter et de localiser des séismes sous-marins.

L'utilisation d'un réseau d'hydrophones pour détecter ces séismes vient du fait que les ondes sismiques sont rapidement atténuées dans leur trajet dans la croûte océanique et dans le manteau supérieur, ce qui rend difficilement détectables les séismes de petite magnitude par les réseaux de stations sismiques à terre. A l'inverse, les ondes acoustiques se propagent avec une faible atténuation grâce aux propriétés du SOFAR, et peuvent être enregistrées à une grande distance des épicentres. Il est ainsi possible de surveiller une vaste portion d'aire océanique à l'aide d'un réseau d'hydrophones composé d'un faible nombre d'instruments. A titre d'exemple, depuis une dizaine d'années, des segments de la dorsale médio-Atlantique font l'objet principal des efforts de recherche menés par l'équipe hydroacoustique de Brest au sein de l'UMR 6538<sup>2</sup>. Cette surveillance a permis avec succès de détecter et de localiser 30 à 50 fois plus d'événements le long de la dorsale que les réseaux de stations sismiques à terre durant la même période. A partir des données hydroacoustiques, la compilation de catalogues d'événements a permis une étude spatio-temporelle de la sismicité, amenant une meilleure connaissance des processus d'accrétion le long de la dorsale médio-Atlantique.

## Le paradoxe des ondes T

Cependant, il apparaît que les amplitudes et les formes d'onde des signaux hydroacoustiques dépendent de manière critique du phénomène de conversion sismo-acoustique au passage du fond océanique. Tous les modèles proposés jusqu'ici pour expliquer qu'une onde T puisse être produite et se propager dans le SOFAR sont basés sur l'un des deux mécanismes suivants, tous deux dépendants des caractéristiques topographiques du fond océanique :

1. La conversion sur un fond en pente, capable de produire une onde T avec un angle

---

<sup>1</sup>SOund Fixing And Ranging

<sup>2</sup>Unité Mixte de Recherche "Domaines Océaniques", CNRS/Université de Bretagne Occidentale

d'incidence adéquat permettant son guidage par le SOFAR.

2. La diffusion par un fond océanique rugueux, également capable de produire une onde T pouvant être piégée dans le SOFAR.

Pourtant, des ondes T ont été localisées au niveau des plaines abyssales, où les fonds océaniques sont plats et ne présentent pas de rugosités. Résoudre ce paradoxe des ondes T abyssales fut la motivation initiale pour débiter ce travail.

## Une modélisation originale de la production des ondes T

Ce travail de thèse propose une modélisation originale de la conversion sismo-acoustique à l'aide d'un code utilisant les équations de la mécanique des milieux continus. L'objectif est de déterminer s'il est possible de résoudre le paradoxe des ondes T par un calcul numérique direct de la production d'une onde T à partir d'une source sismique dans la croûte océanique. Dans un premier temps, à l'aide d'un modèle n'impliquant pas a priori les hypothèses initiales d'une interface pentée ou rugueuse, on souhaite pouvoir répondre à deux questions :

1. Comment des ondes T peuvent-elle être produites au passage du fond océanique avec un angle suffisant pour pénétrer dans le SOFAR ?
2. Quelle est l'efficacité du processus de conversion au passage du plancher océanique en fonction du type d'onde sismique incidente ?

## Plan de la thèse

Ce travail de thèse est composé de quatre parties :

La première partie expose les généralités sur la surveillance hydroacoustique grâce à laquelle les signaux peuvent être enregistrés. Elle souligne l'apport crucial de cette méthode dans l'étude des processus actifs à l'axe des dorsales océaniques. Cette surveillance est illustrée à travers l'expérience MARCHE, qui a permis de réaliser une surveillance de la dorsale médio-Atlantique au sud des Açores sur une période continue de trois ans. J'ai pu y participer en 2007, en embarquant pour une campagne de déploiement et récupération d'hydrophones à bord du navire *le Suroît*.

La seconde partie aborde la question de la production des ondes T. En réalisant une synthèse des résultats obtenus à partir de l'interprétation empirique des formes d'ondes hydroacoustiques et des modèles existants sur le mode de production des ondes T, elle montre que le processus physique de conversion n'est pas encore totalement compris.

La troisième partie présente le code sismo-acoustique utilisé pour modéliser la conversion des ondes sismiques en ondes T lors de ce travail de thèse. Après une explication théorique sur les fondements mécaniques et la discrétisation numérique des équations utilisées par ce modèle, nous détaillerons les étapes successives du travail qui ont permis de transformer ce code "FLUSOL" en "SOLFLU" pour modéliser notre problème de conversion sismo-acoustique.

Enfin la quatrième et dernière partie discute les résultats obtenus par le code SOLFLU ainsi que les perspectives offertes par la modélisation de la conversion sismo-acoustique.

# Chapitre 1

## Sismicité des dorsales et hydroacoustique

### Introduction

Ce premier chapitre a pour objectif de situer le contexte de ce travail de thèse. La première partie souligne l'importance de la surveillance sismique pour l'étude des processus actifs en zone de dorsale océanique et l'apport crucial que représente l'hydroacoustique. Dans un deuxième temps, on présente l'historique de la surveillance hydroacoustique avec un rappel sur les notions d'acoustique sous-marine nécessaires pour comprendre cette méthode. Cette partie sera suivie d'un bref résumé de campagne hydroacoustique à travers l'expérience MARCHE qui a permis d'assurer la surveillance de la dorsale médio-Atlantique au sud des Açores entre juillet 2005 et août 2008. Enfin, nous présenterons le type de résultats que fournit l'hydroacoustique tout en montrant les limites de cette méthode, pour conclure sur le besoin d'une modélisation directe du problème de la conversion sismo-acoustique.

### 1.1 Sismicité des dorsales océaniques

#### 1.1.1 Historique et généralités sur les dorsales

##### Rappel sur la tectonique des plaques

Il y a quarante ans naissait la théorie de la tectonique des plaques. Les premiers concepts, balbutiés dès le XVIIIe siècle, ont été formulés en 1912 par le climatologue allemand Alfred Wegener à partir de considérations cartographiques, structurales, paléontologiques et paléoclimatiques. Plus tard, cette théorie de la dérive des continents évoluera vers la tectonique des plaques. Celles-ci forment un puzzle mouvant porté par les mouvements du manteau asthénosphérique sous-jacent ou mis en mouvement par la traction des plaques plongeantes au niveau des fosses. Ce puzzle se recombine sans cesse sous trois types d'interactions principales :

1. **divergence** : mouvement éloignant deux plaques l'une de l'autre avec remontée de manteau entre elles. Les frontières divergentes correspondent aux rides océaniques ou dorsales actives, lieux de création de lithosphère océanique et théâtres de volcanisme intense.
2. **convergence** : mouvement rapprochant deux plaques l'une de l'autre, compensant ainsi l'expansion océanique en d'autres zones du globe. Trois types de frontière de plaques convergentes accommodent le rapprochement : la subduction, la collision ou l'obduction.
3. **coulissage** : glissement horizontal de deux plaques, sans création ni disparition de surface.

##### Anatomie des dorsales océaniques

Les dorsales océaniques sont des chaînes de montagnes sous-marines. Elles sont présentes dans tous les bassins océaniques et forment une chaîne de reliefs continue au fond des océans. C'est même la plus longue chaîne existante sur la Terre : environ 60 000 km. Ces chaînes linéaires présentent fréquemment des discontinuités à l'échelle de la centaine de kilomètres, formant ainsi les failles transformantes. Malgré ces dimensions, la présence des dorsales n'a été pressentie qu'à la fin du XIXème siècle. Et il faudra attendre 1961 pour en avoir la première carte complète. C'est l'oeuvre de Marie Tharp et Bruce Heezen du Lamont Geological Observatory (Etats-Unis) (fig 1.1).

Il y a un lien entre la vitesse d'écartement des plaques et le mode de fonctionnement de la dorsale qui les sépare. Il y a également une relation entre la vitesse d'écartement et la quantité de magma basaltique issu de la fusion partielle du manteau. On définit ainsi deux grands types de dorsales : rapide et lente. Pour une dorsale rapide, l'apport important et continu de magma à l'axe (10 à 14 cm par an : exemple de la dorsale Est Pacifique) se traduit par la présence d'une chambre magmatique permanente qui aboutit à la mise en place d'une couche continue de gabbros (fig. 1.2) au dessus du Moho. Cette couche de gabbros est surmontée d'un complexe filonien formant lui aussi une couche continue. A l'inverse, au niveau d'une dorsale lente (1 à 2 cm par an : comme la dorsale médio-Atlantique) l'apport de magma n'est pas suffisant pour entretenir une chambre magmatique continue. Les gabbros forment des masses discontinues, de même que le complexe filonien et les laves sous marines (voir fig. 1.2<sup>1</sup>). Dans ce cas, le sommet de la dorsale est souvent entaillé d'une

---

<sup>1</sup>Tirée du site du laboratoire de Tectonophysique de Montpellier (Emanuelle Ball)



FIG. 1.1: Première carte complète de la dorsale océanique, (Tharp, 1961)

vallée axiale : le rift, dont la profondeur peut aller jusqu'à 1 800 m. Pour la suite de ce chapitre, on se limitera au cas de la dorsale médio-Atlantique (Mid-Atlantic Ridge, MAR) qui se caractérise par des processus actifs plus variés par rapport à des dorsales de type rapide.

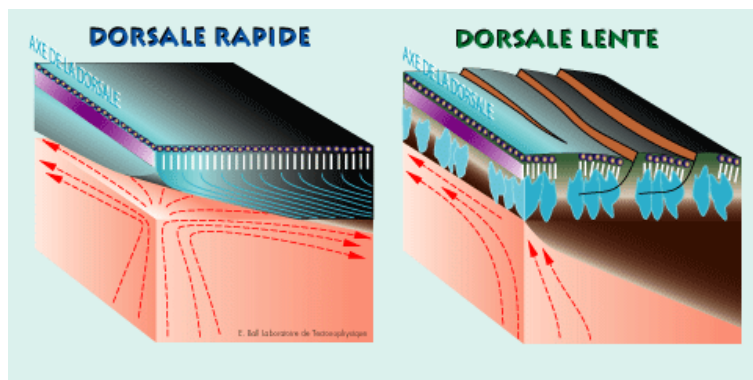


FIG. 1.2: Dorsale rapide vs dorsale lente (Emanuelle Ball)

### 1.1.2 La sismicité : une manifestation des processus actifs à l'axe des dorsales lentes

Plusieurs méthodes géophysiques sont utilisées pour observer et étudier les dorsales, citons principalement :

1. magnétisme : anomalie symétrique de part et d'autre de l'axe de la dorsale, très utile pour faire des reconstructions cinématiques et ainsi quantifier la divergence dans le temps.
2. sismique : les anomalies de vitesses dans l'asthénosphère font clairement apparaître des zones plus lentes, donc moins denses et plus chaudes, sous les dorsales rapides, alors que ces anomalies sont moins marquées et plus localisées sous les dorsales lentes.

3. modélisation thermique : les valeurs du flux géothermique mesurées sont un très bon indicateur des vitesses d'expansion, et du type de géologie sous-jacente à la dorsale observée et modélisée.

Dans le cas de MAR, l'image qui fait consensus est celle d'une dorsale segmentée. Cette segmentation est associée à un régime thermique des segments qui influe directement sur la rhéologie de la croûte et donc sur la sismicité observée. **La sismicité apparaît donc comme une des rares méthodes d'observation directe des processus actifs à l'axe des dorsales lentes et du régime thermique actuel de leur domaine axial.** Les prochaines sections détaillent le lien entre la sismicité et le contexte structural d'une zone de dorsale lente.

### Structure thermique et lithologique

En zone d'accrétion, la croûte océanique formée est d'épaisseur moyenne 6 km, elle surmonte du manteau appauvri à l'aplomb de l'axe de la dorsale. L'apport de matière à l'axe est lié à des remontées adiabatiques de diapirs mantelliques. Cette migration verticale du magma chaud puis son refroidissement conductif et convectif est à l'origine de la structure thermique de la lithosphère océanique (e.g. [Parson and Sclater, 1977](#); [Gac et al., 2003](#)). La frontière entre la lithosphère et l'asthénosphère correspond à l'isotherme 1200° du point de vue thermique. Dans la lithosphère, la chaleur se propage principalement par conduction, alors que dans l'asthénosphère la chaleur est transmise par conduction mais aussi par convection. D'un point de vue rhéologique, la limite entre un milieu fragile et ductile correspond à l'isotherme 750°. En conséquence directe, la profondeur maximale d'un séisme est estimée à environ 10 km.

### Segmentations et zones transformantes

Le long de leur axe, les dorsales lentes sont structurées sous forme de segments qui font apparaître plusieurs longueurs d'ondes. Par exemple sur une coupe longitudinale de la dorsale médio-Atlantique, on retrouve :

1. des grandes ondulations (>1000 km), du type bombements des Açores et de l'Islande.
2. une segmentation de courte longueur d'onde (typiquement 50 km), signature des failles transformantes et des discontinuités non-transformantes.

Ces zones de fracture sont le résultat de structures décrochantes qui accommodent les différents mouvements des plaques mis en jeu dans le processus d'extension. Les zones de fractures et les discontinuités inter-segments peuvent être considérées comme froides par rapport aux segments et se caractérisent par une activité sismique intense ([Rowlett, 1981](#)). Considérant l'échelle du segment lui-même, le long de son axe du centre vers les extrémités, la croûte va devenir de plus en plus mince, froide et cassante par rapport à son centre chaud et ductile. Cette différence de comportement mécanique se traduit directement par des différences de magnitude et de nombre d'événements aux centres et aux extrémités de segments.

### Mécanismes tectoniques vs magmatiques

Les séismes le long des dorsales ont d'abord été attribués à des mécanismes tectoniques, les failles normales et transformantes étant considérées comme unique source de sismicité.

Dans son étude de la sismicité de l'Atlantique Nord, [Einarsson \(1979\)](#) a observé des mécanismes aux foyers non extensifs le long de l'axe. Il a interprété ces séismes comme étant dus à la modification locale des contraintes dans la croûte liée à l'injection de matériel magmatique. D'autres auteurs ([Bergman and Salomon, 1990](#)) ont proposé la magnitude comme critère de différenciation. Ils ont proposé que les événements de magnitude  $M_w > 4,5$  sont d'origine tectonique alors que ceux de magnitudes plus faibles seraient d'origine volcanique. Cependant des études ont montré que la distinction entre ces deux types de mécanisme restait difficile à faire d'après les observations de microsismicité ([Wolfe et al., 1995](#)) (voir paragraphe suivant, 1.1.3). Ainsi on distingue les séismes le long des dorsales en deux grands ensembles :

1. tectoniques : observés le long des zones transformantes (failles de coulissage), et en contexte d'extension (failles normales).
2. magmatiques : liés à l'injection de magma dans la croûte, qui entraîne une dilatation thermique et volumique du matériel environnant.

### 1.1.3 Observation sismique des dorsales

#### Observation et résultats à partir de stations à terre

Depuis les années 1970, de nombreuses études sur la sismicité des dorsales ont pu être menées grâce aux enregistrements par des stations à terre. Les catalogues réalisés à partir de ces enregistrements peuvent être obtenus en ligne sur les sites du NEIC (National Earthquake Information Center) ou de l'ISC (International Seismological Centre), par exemple. Les séismes observés par les réseaux terrestres le long des dorsales médio-océaniques ont des magnitudes typiquement  $> 5.0$ . Des mécanismes au foyer ont pu être calculés pour une partie de ces événements. La figure (1.3) issue du catalogue sismique du NEIC nous montre par exemple les épacentres localisés dans l'Atlantique Nord par les réseaux à terre entre 1975 et 1995.

#### Observation et résultats à partir des sismographes "fond de mer" (OBS)

##### Rappel sur les OBS

Depuis les années 1980, des études de sismicité locale et de microsismicité ont pu être développées à l'aide de réseaux temporaires d'instruments "fond de mer" : les "Ocean Bottom Seismometers" ou OBS. Ces instruments sont similaires aux sismographes terrestres, mais enfermés dans un conteneur étanche (une sphère en verre hautement résistant) ce qui permet de les déployer par très grande profondeur, jusqu'à 6000 mètres, sur les fonds océaniques. Immédiatement avant la mise à l'eau, la sphère en verre étanche, contenant l'électronique et les capteurs, est fixée sur un châssis métallique qui sert de lest et assure le couplage avec le sous-sol marin (voir fig 1.4).

##### Résultats de la surveillance par OBS

Des segments de MAR ont ainsi été étudiés par le déploiement de réseaux d'OBS, par exemple au sud des Açores dans le projet MOMAR (Monitoring the Mid-Atlantic-Ridge) ou au niveau de la dorsale de Reykjanes au sud-ouest de l'Islande ([Mochizuki and Brandstottir, 2000](#)). La figure (1.5) est tirée de cette dernière étude. Ce réseau temporaire déployé pendant 1 mois en 1994 a permis de détecter 1700 événements pour la plupart liés à une microsismicité. Il a été possible de reconstruire le mécanisme au foyer pour 18 d'entre eux.





FIG. 1.3: Sismicité de l'Atlantique Nord enregistrée par les réseaux à terre entre 1975 et 1995 (carte issue du NEIC)



FIG. 1.4: Mise à l'eau d'une station d'OBS

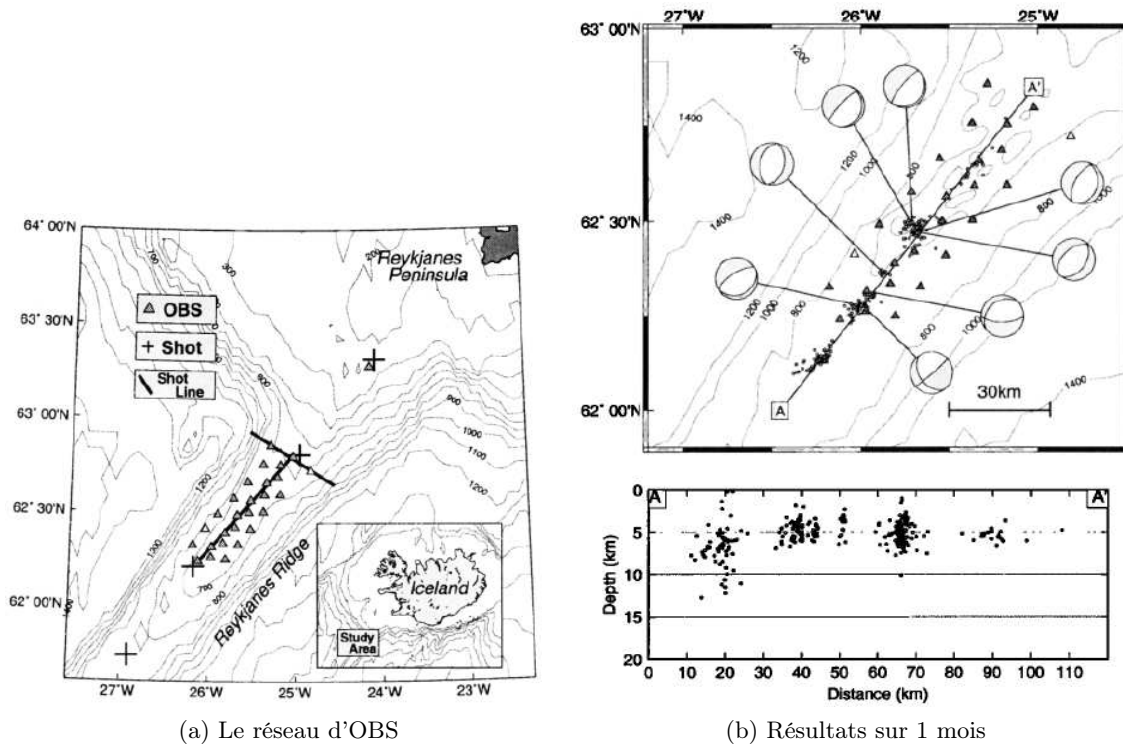


FIG. 1.5: Sismicité observée par un réseau d'OBS, (Mochizuki and Brandsdottir, 2000). A gauche, la figure (1.5a) montre une carte du réseau d'OBS symbolisés par des triangles dans la zone d'étude. A droite, la figure (1.5b) présente les résultats obtenus. Sur la partie du haut, la carte présente la localisation des OBS (triangles) et les épicentres localisés (cercles) avec principaux mécanismes aux foyers enregistrés. Sur la partie du bas, les hypocentres sont projetés sur la section A-A', les profondeurs focales sont comprises entre 3 km et 7 km.

Cette étude conclut que la sismicité se répartit majoritairement en essaims de séismes et serait due aux processus volcaniques actifs sous l'axe de la dorsale. Les séismes dont on a pu déterminer le mécanisme au foyer sont de type faille normale et sont localisés le long de l'axe actif de la dorsale. Ainsi, ces réseaux temporaires permettent une étude de la microsismicité sur une zone de quelques dizaines de kilomètres d'extension.

### Limites de la surveillance par les réseaux terrestres et par les OBS

Malgré leurs apports à l'étude de la sismicité des dorsales, ces deux techniques de surveillance sismique souffrent de deux principales limitations :

1. Dans le cas de l'enregistrement par les réseaux à terre, les ondes vont parcourir de longues distances entre l'épicentre et les stations. Elles subiront une forte atténuation élastique le long de leurs trajets. Il en résulte que les séismes ne seront détectés qu'à partir d'une magnitude  $M_w > 5$ . Dans le cas d'une dorsale lente, la majeure partie des événements sismiques ont des magnitudes largement inférieures à ce seuil (la loi de Gutenberg-Richter indique en effet que le logarithme du nombre cumulé de séismes de magnitude inférieure à une magnitude donnée est inversement proportionnel à cette magnitude.)

2. Un réseau d'OBS permet la surveillance d'une zone de quelques dizaines de kilomètres d'extension, alors que la dorsale médio-Atlantique s'étend sur environ 15 000 km. Un grand nombre de réseaux d'OBS serait donc nécessaire pour réaliser une étude globale de la sismicité de la dorsale ...

Ces deux limitations rendent difficile, voire impossible, à l'aide de ces deux techniques, l'étude du fonctionnement d'une dorsale lente à toutes les échelles pertinentes, par exemple à celle d'un segment. Ce constat a été la principale motivation du déploiement de réseaux d'hydrophones autonomes, technique que nous allons détailler dans la prochaine section.

## 1.2 Surveillance acoustique des dorsales

Dans la plupart des océans, la présence d'une couche à faible vitesse dans la colonne d'eau a pour conséquence la présence d'un guide d'onde naturel appelé "canal SOFAR" (SOund Fixing And Ranging). Grâce à ce guide d'onde, une onde acoustique peut être enregistrée par des hydrophones à une grande distance de sa source en ayant subi peu d'atténuation. L'utilisation de ce guide d'onde naturel pour la détection et la surveillance des sons dans l'océan est longtemps restée confinée au domaine militaire dans le cadre du repérage de sous-marins et surtout de la détection d'explosions nucléaires (Milne, 1959). C'est seulement à partir du début des années 1990 que le réseau militaire d'hydrophones SOSUS (SOund SURveillance System), actif dans le Pacifique Nord, a été mis à profit pour écouter la sismicité sous-marine de faible magnitude. Plus tard, les données hydroacoustiques provenant des stations installées dans le cadre du CTBT<sup>2</sup> (Comprehensive nuclear-Test-Ban Treaty) ont également été utilisées pour étudier la sismicité des domaines océaniques. Depuis, ce type de surveillance a reçu d'autres applications océanographiques, comme l'écoute des grands mammifères marins (Stafford and Fox, 1998), la chute d'icebergs (Talandier and Hyvernaud, 2002), la mise en évidence du réchauffement des océans (Munk and Spindel, 1994). Les prochains paragraphes rappellent des notions d'acoustique sous-marine et l'historique des premiers enregistrements auxquels est liée la définition des ondes T. Nous présenterons ensuite le fonctionnement des hydrophones, puis un exemple de surveillance acoustique de la dorsale médio-Atlantique à travers l'expérience MARCHE (Mid Atlantic Ridge Comprehensive Hydrophone Experiment). Cette expérience, à laquelle j'ai pu participer dans le cadre de mon travail de thèse, a été conduite par l'équipe hydroacoustique de l'UMR 6538 *Domaines Océaniques* de Brest.

### 1.2.1 Les ondes T

#### Le canal SOFAR

Historiquement, les variations de la vitesse du son avec la profondeur dans la colonne d'eau furent étudiées pour convertir précisément les mesures acoustiques en profondeur (Kuwahara, 1939). Schématiquement, la vitesse du son ( $c_e$ ) dans l'océan dépend de 3 variables qui sont la salinité, la pression et la température. Dans des conditions standard, on obtient ces taux de variations, (Sverdrup et al., 1942) :

1.  $c_e$  augmente avec la pression hydrostatique ( $Tx_1 = 1.810^{-6} m.s^{-1}/Pa$ ) qui augmente elle-même linéairement avec la profondeur
2.  $c_e$  augmente avec la température ( $Tx_2 = 2.1 m.s^{-1}/K$ )
3.  $c_e$  augmente avec la salinité ( $Tx_3 = 1.310^{-6} m.s^{-1}$  pour une partie par millième supplémentaire, la salinité standard se situant à 35/1000).

Au final, c'est l'effet de température qui prévaut sur les autres. Le problème est complexe du fait que selon la saison et l'endroit du globe considéré, il y a une grande variabilité des profils de température. D'une manière générale, la température diminue depuis la surface jusqu'à la thermocline. Ainsi, il existe un minimum de vitesse aux environs de -1000 m (voir fig 1.6). Cette couche à faible vitesse ou guide d'onde a été identifiée tôt par Swainson (1936), et les expérimentations ont été menées pendant la deuxième guerre mondiale. Par la suite, Ewing and Woollard (1948) ont synthétisé ces études et rebaptisé cette couche

<sup>2</sup>adopté par l'assemblée des Nations Unies en 1996 et ratifié par 144 états depuis. Ce projet vise à contrôler le respect du traité d'interdiction des essais nucléaires.

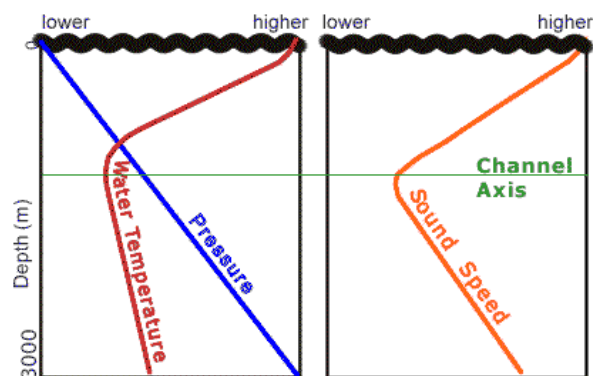


FIG. 1.6: Principe de la zone de faible vitesse

de l'acronyme SOFAR (SOund Fixing And Ranging). Comme le montre la figure suivante (fig. 1.7, (Williams et al., 2006)), sur le schéma de gauche l'axe du SOFAR coïncide avec le minimum de vitesse. Le schéma de droite résume le fonctionnement du guide d'onde, deux cas se présentent :

1. En rouge pointillé : un rai sismique (converti en onde acoustique) qui émerge avec un faible angle d'incidence (mesuré par rapport à la verticale) va se réfléchir successivement sur la surface et sur le fond de l'océan puis s'atténuer progressivement. Tous les rais partant sous cette profondeur critique (ligne rouge) vont subir le même sort.
2. A l'inverse, à partir d'un certain angle, variable selon la différence de vitesse entre la profondeur considérée et le minimum de vitesse du SOFAR, l'onde va être totalement piégée par réfraction dans le canal SOFAR. Cette onde va ensuite se propager sur de longues distances car l'atténuation élastique est quasi-négligeable dans la colonne d'eau.

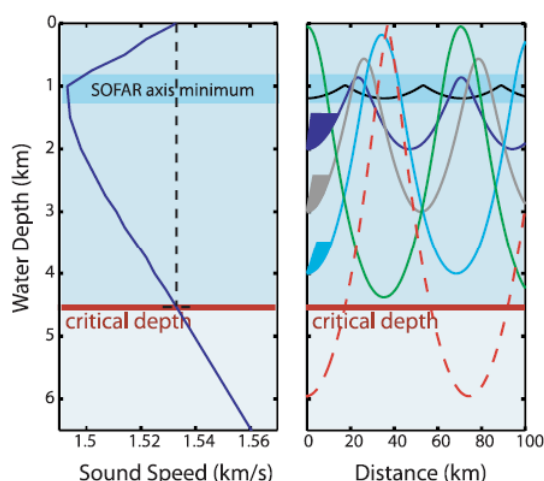


FIG. 1.7: Principe du piégeage d'une onde acoustique dans le SOFAR (Williams et al., 2006)



## Onde T : historique et définition

La première trace connue montrant un train d'onde T remonte à 1930 (Jaggard, 1930). Il s'agit de l'enregistrement d'une station sismique du HVO (Hawaiï Volcano Observatory). Sur le sismogramme (voir fig 1.8, (Okal, 2008)) on remarque la présence d'oscillations hautes fréquences dans la coda. Cet événement provient d'un télé-séisme datant du 24 octobre 1927 sur la faille Fairweather sur les rivages ouest du Canada. Initialement, ce phénomène fut interprété comme l'effet de la résonance du volcan suite à l'impact majeur d'une onde sismique, faute d'avoir compris le principe de l'onde T. C'est seulement quelques années plus tard que Linehan (1940) fit une interprétation du phénomène sur un autre enregistrement par le "Seismological Bulletin of Harvard Observatory" du séisme des Caraïbes du 15 septembre 1935 (Collins, 1936). La figure (fig 1.9, (Okal, 2008)) nous montre la première interprétation correcte, à savoir : *la présence d'une troisième arrivée suivant l'onde P et S*. Cependant, il fallut attendre après la deuxième guerre mondiale pour avoir une définition claire des ondes T (Tolstoy and Ewing, 1950) : l'onde T ou "tertiary wave" correspond à l'onde convertie en onde acoustique à partir d'un séisme sous-marin, propagée ensuite dans le SOFAR avant de se reconvertir en frappant le plateau continental au voisinage de la station sismique terrestre où elle est enregistrée. Dans le SOFAR, l'onde T se propage à 1500 m/s, alors que les ondes P et S se propagent dans la croûte océanique avec des vitesses respectivement voisines de 5000 m/s et 3700 m/s. L'idée d'une surveillance hydroacoustique s'est alors imposée. Le principe consiste à immerger un hydrophone dans le canal SOFAR pour enregistrer directement les ondes T avant qu'elles ne se re-convertissent en ondes sismiques.

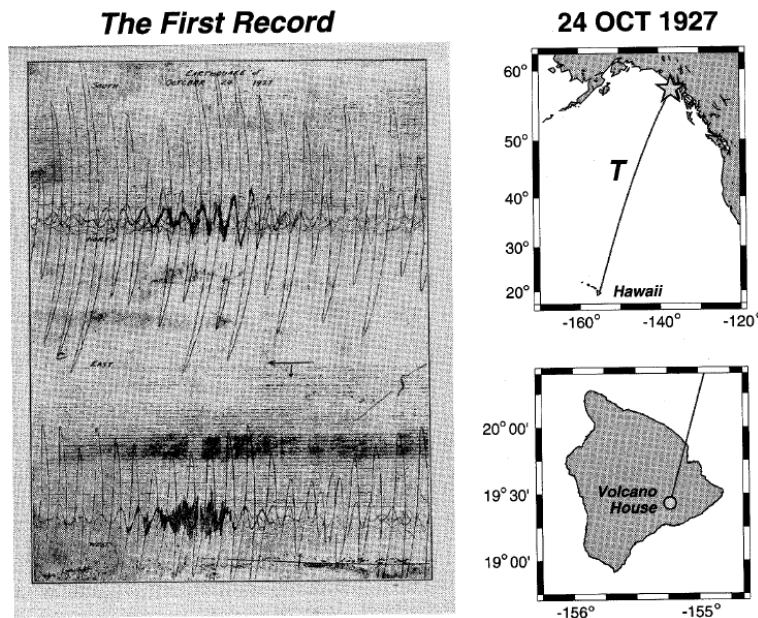


FIG. 1.8: Premier enregistrement historique d'une onde T à Hawaï en 1927

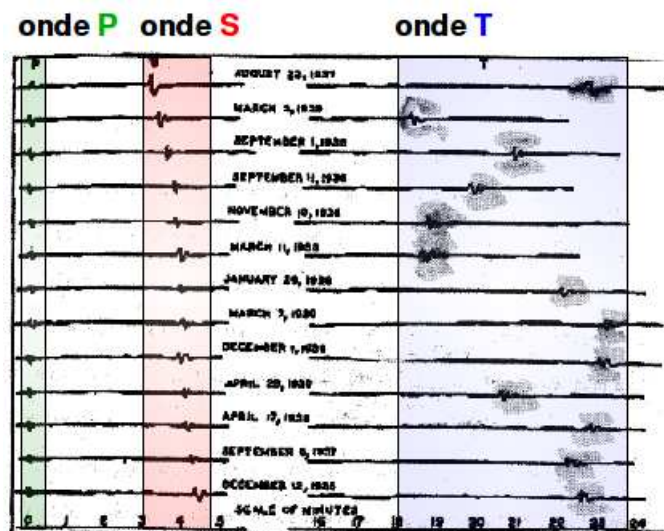


FIG. 1.9: Premier pointé d'une onde T sur le séisme des Caraïbes, 15 septembre 1935, adapté de (Collins, 1936)

## 1.2.2 Les campagnes de surveillance hydroacoustique

### Historique de la surveillance hydroacoustique

Les premiers hydrophones utilisés pour détecter des séismes sous-marins appartenaient au réseau SOSUS. Ce réseau, installé en 1950, était une composante fixe du réseau de l'US Navy IUSS (Integrated Undersea Surveillance Systems), utilisé pour la détection des sous-marins durant la guerre froide. Ce réseau était composé d'hydrophones câblés entre eux et reliés à des stations terrestres pour une surveillance en temps réel. C'est en 1990 que la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) eut l'autorisation d'utiliser ces données, pour mener à bien une première surveillance sismique de la dorsale Juan de Fuca (Fox et al., 1994). Après cette première utilisation avec succès de SOSUS pour la surveillance de la sismicité de faible magnitude, le PMEL (Pacific Marine Environment Laboratory) a développé des hydrophones autonomes. Une ligne de mouillage comprend (voir fig 1.10) :

1. Un lest perdu en maillons de chaîne pour fixé l'instrument en un point fixe au fond de l'océan ;
2. Un largueur acoustique qui permettra de libérer l'hydrophone du lest et de remonter la ligne de mouillage lors de la récupération de l'instrument ;
3. Une bouée au-dessus de l'hydrophone permettant de maintenir le mouillage vertical en flottaison au niveau du canal SOFAR et d'assurer sa récupération après larguage du lest ;
4. Une ligne de mouillage dont la longueur est calculée pour faire flotter l'instrument dans l'axe du SOFAR ;
5. L'hydrophone dans une enceinte étanche en titane.

Grâce à son système d'acquisition numérique interne et autonome, l'hydrophone enregistre les sons se propageant dans le SOFAR pendant tout le temps de sa mise à l'eau. Une vidéo pédagogique montrant le mouillage d'un hydrophone est disponible en ligne sur le

site du PMEL<sup>3</sup>. A l'aide de réseaux d'hydrophones autonomes, il a été possible en particulier à partir de 1996 de surveiller la sismicité du Pacifique équatorial le long de la dorsale Est Pacifique de 20°N à 20°S (Fox et al., 2001).

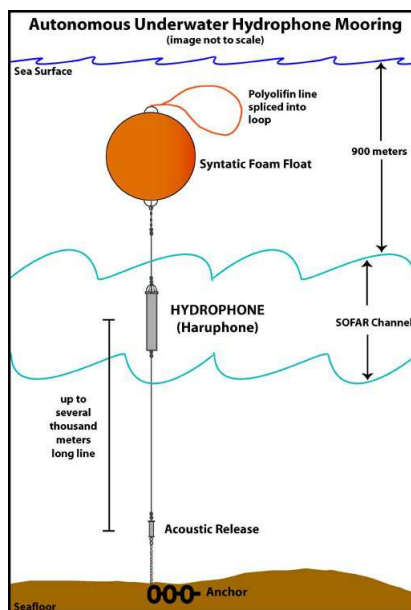


FIG. 1.10: Principe du mouillage d'un hydrophone autonome

### Expérience MARCHE : surveillance de la dorsale Atlantique

MARCHE est une expérience visant à surveiller sur le long terme l'activité sismique des segments de la dorsale au sud-ouest des Açores à l'échelle régionale. Cette zone se trouve sur le chantier MOMAR<sup>4</sup>. Conduite par l'équipe hydroacoustique du laboratoire *Domaines Océaniques* de Brest en collaboration avec le PMEL et le Portugal (EMEPC, mission de l'extension de la plateforme continentale), MARCHE fait suite aux déploiements de 6 hydrophones déployés au nord (SIRENA, (Goslin et al., 2005)) et au sud des Açores (South Azores array, (Smith et al., 2003)). Dans le cadre de ce travail de thèse, j'ai pu participer à la campagne MARCHE 2 en août 2007 à bord du navire océanographique *le Suroît* (voir fig 1.11).

L'expérience, qui a débuté en 2005, a duré trois ans pendant lesquels 4 hydrophones autonomes mouillés dans le canal SOFAR ont enregistré la sismicité en continu (Goslin et al., 2008). L'ensemble de la surveillance (déploiement, turn-over et récupération) a nécessité 5 campagnes en mer, résumées dans le tableau suivant (voir tab 1.12 et fig. 1.13).

Comme le montre le tableau, les données qui ont été traitées et qui correspondent aux deux premiers déploiements (entre juillet 2005 et août 2007) ont permis de localiser environ 4500 événements. La figure 1.14 indique les positions des mouillages et des événements localisés. Les résultats de l'expérience MARCHE seront discutés brièvement dans la dernière partie de ce chapitre.

<sup>3</sup><http://www.pmel.noaa.gov/vents/acoustics/images.html>

<sup>4</sup>MOMAR -Monitoring the Mid Atlantic Ridge- est un programme international à forte participation française, pour le suivi temporel de la sismicité, de l'activité volcanique et des écosystèmes associés aux systèmes hydrothermaux.





FIG. 1.11: Le Suroît prêt à appareiller pour MARCHE 2, port d'Horta, Açores, 2007

	Deployment (D), turn-over (TO), or recovery (R) cruises	Mooring operations & data recovered
1 <sup>st</sup> deployment (July 2005 - April 2006)	KNORR 182 Leg 3 (D) (R/V <i>Knorr</i> )	M6 & M7 moored
	Hydro-MOMAR-05 (D) (R/V <i>Arquipélago</i> )	M2 & M8 moored
2 <sup>nd</sup> deployment (April 2006 - August 2007)	MARCHE (R/V <i>Le Suroît</i> ) (TO)	4 instruments turned-over, 2375 events localized
3 <sup>rd</sup> deployment (August 2007 - August 2008)	MARCHE 2 (R/V <i>Le Suroît</i> ) (TO)	3 instruments recovered, 2070 events localized; 4 instruments moored
Final recovery of the MARCHE array	MARCHE 3 (NRP <i>Alm. Gago Coutinho</i> ) (R)	4 instruments recovered

FIG. 1.12: Bilan des opérations conduites durant l'expérience MARCHE

### 1.2.3 Fonctionnement des hydrophones

C'est en 1995 qu'a été développée par l'ingénieur du PMEL Haru Matsumoto la première génération d'hydrophones. Immersée dans le SOFAR, la génération actuelle est capable d'enregistrer en continu des sons pendant 2 ans maximum à une fréquence d'échantillonnage de 250 Hz. Un hydrophone autonome est constitué :

1. d'un transducteur acoustique qui convertit la pression de l'onde sonore en un signal électrique ;
2. d'un cylindre en titane conçu pour résister à la pression et la corrosion : il protège toute l'électronique et la batterie de l'appareil ;
3. d'un pré-ampli en tête de cylindre pour amplifier le signal provenant du transducteur ;
4. d'un ensemble de piles alcalines autorisant une autonomie de 2 ans en enregistrement continu ;

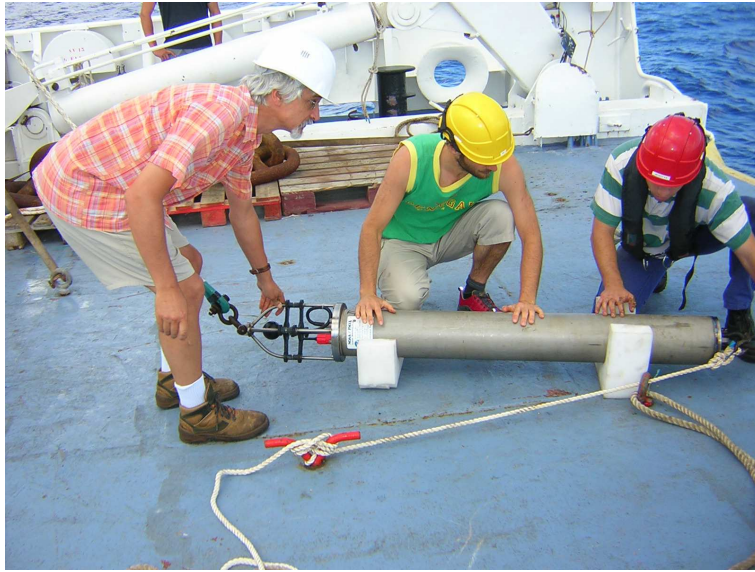


FIG. 1.13: Récupération d'un hydrophone du réseau MARCHÉ

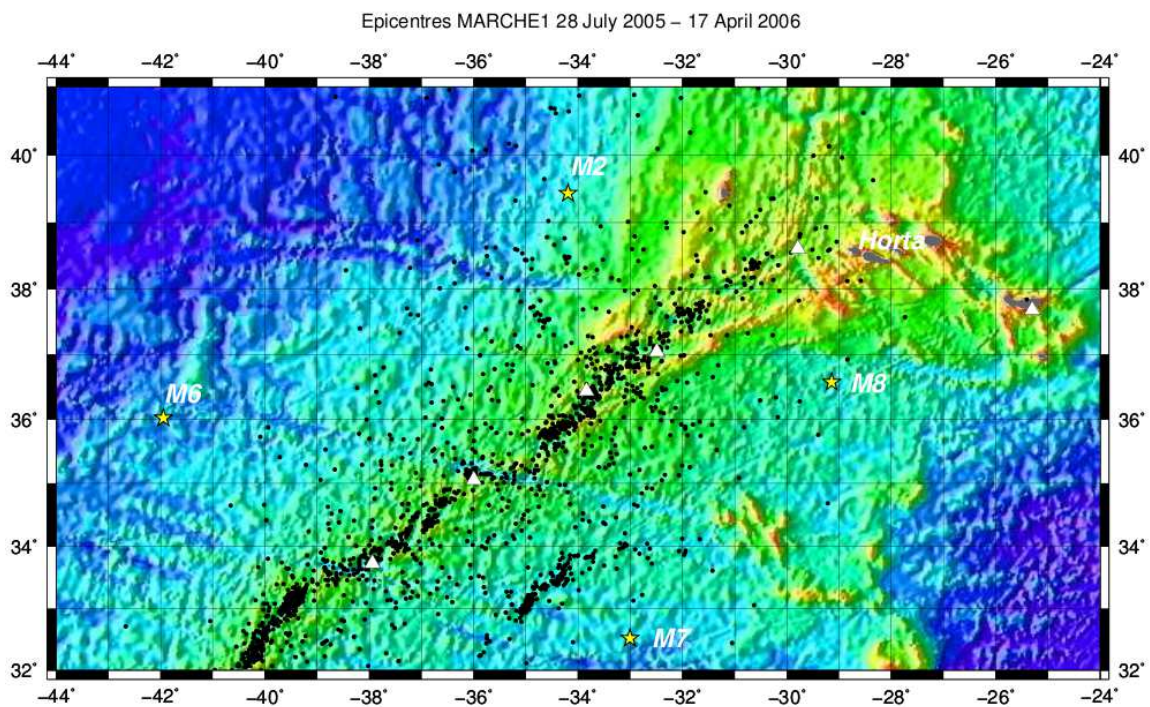


FIG. 1.14: Epicentres localisés par le réseau MARCHÉ 1 dans la zone MOMAR. Les points noirs correspondent aux 1760 événements détectés au cours du premier déploiement MARCHÉ 1 (juillet 2005-avril 2006). Les triangles blancs correspondent aux événements enregistrés par les réseaux à terre et listés dans le catalogue NEIC.

5. d'un processeur qui numérise les données et qui en gère le transfert vers les disques durs à l'aide d'une horloge très précise (1-2 s/an de dérive) ;
6. d'un système de stockage en bas du cylindre où sont enregistrées les données brutes (en binaire) ; il se compose d'un ensemble de disques durs (capacité max = 80 G)

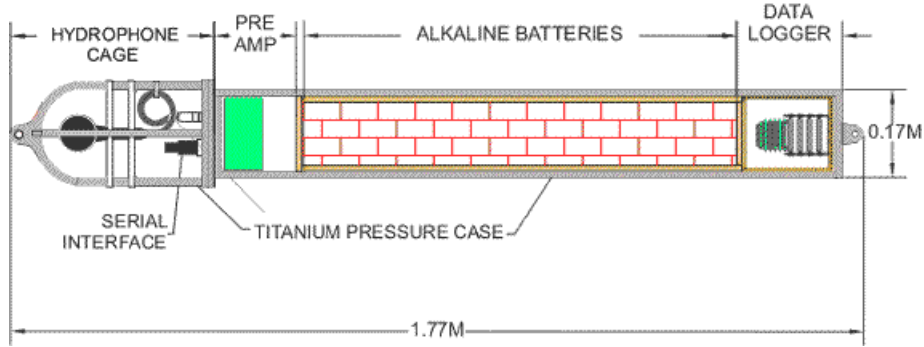


FIG. 1.15: Différentes composantes d'un hydrophone autonome

De même que les précédents réseaux mis en place dans l'Atlantique (SIRENA, sud Açores), le réseau MARCHE a utilisé les hydrophones du PMEL. Cependant, le développement d'une nouvelle génération d'hydrophones est en cours à Brest. En 2008, un prototype du futur parc d'instruments a été mouillé en Méditerranée pour quelque mois, l'hydrophone vient d'être récupéré et le traitement des données est en cours.

### 1.2.4 Traitement des données hydroacoustiques

#### Traitement des données brutes : le logiciel seasick

Parallèlement aux développements instrumentaux de son parc d'hydrophones, le PMEL a mis au point un logiciel de traitement et visualisation des données brutes nommé "SEASICK". Ce logiciel est composé de sous-programmes (en langage IDL) et comporte une gamme d'outils pour l'analyse spectrale, le filtrage, la conversion audio, la localisation. Toutes ces fonctions sont disponibles sur un menu interactif (voir fig 1.16). L'opérateur peut identifier visuellement les événements sismiques sur les spectrogrammes grâce à une signature spectrale différente des autres sons (chant de baleines, tirs en sismique provoquée etc...), pointer des temps d'arrivée et localiser les événements.

#### Localisation des séismes

A l'aide de trois temps d'arrivée, le logiciel détermine une première localisation et re-synchronise les signaux en temps. De cette manière, tous les signaux provenant du même endroit sont synchronisés, c'est-à-dire alignés horizontalement sur l'écran. L'échelle en temps est alors zoomée pour réaliser un deuxième pointage plus précis. Une fois effectuée, la localisation est sauvegardée dans un fichier contenant la latitude et la longitude, l'heure origine, le nombre d'hydrophones ayant enregistré l'événement, l'erreur estimée sur la localisation, l'erreur sur l'estimation du temps origine, le niveau à la source (SL) et l'erreur sur ce niveau. La technique utilisée pour localiser le séisme diffère des méthodes utilisées en sismique terrestre. La vitesse du son dans l'océan étant connue à l'aide des modèles, la localisation et le temps origine peuvent être calculés à partir de la détection du séisme par trois hydrophones. Une méthode non-linéaire basée sur un calcul de moindres-carrés permet par essai-erreur de minimiser l'incertitude, on applique la relation suivante (eq 1.1) où  $w_i$  est le poids (1 pour une solution sans poids),  $a_i$  est le temps d'arrivée enregistré sur l'hydrophone (i),  $b_i$  est le temps prédit sur l'hydrophone i, et N le nombre d'hydrophones ayant enregistré l'événement :



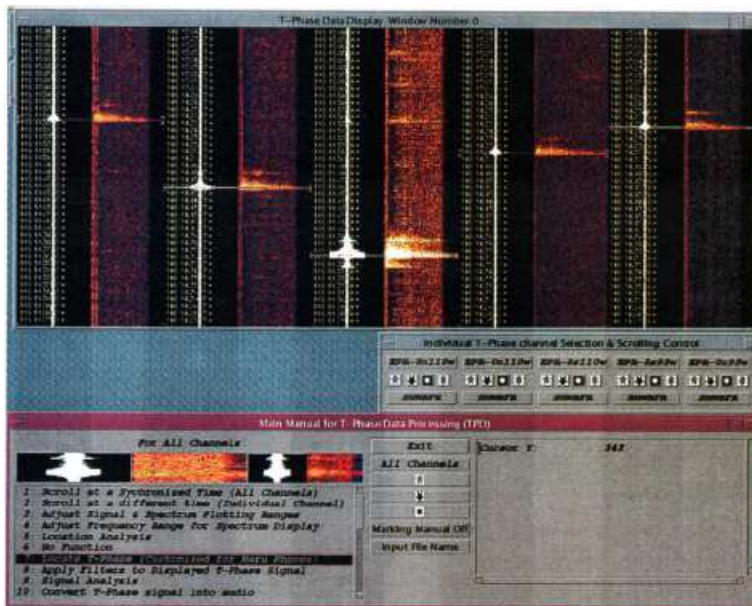


FIG. 1.16: Interface graphique de “SEASICK” permettant à l’opérateur d’analyser et de localiser les ondes T enregistrées par le réseau d’hydrophones

$$\sum_{i=1}^n w_i (a_i - b_i)^2 \quad (1.1)$$

Le temps d’arrivée prédit est calculé sur la base d’une localisation et d’un temps d’origine par la relation suivante (eq. 1.2) où  $t$  est le temps origine,  $d_i$  est la distance entre la localisation de l’hydrophone ( $i$ ) et l’origine présumée,  $c_i$  la vitesse du son ( $i$ ) le long du trajet séisme-hydrophone présumée :

$$b_i = t + \frac{d_i}{c_i} \quad (1.2)$$

Les distances  $d_i$  sont calculées en supposant un algorithme géodésique à partir d’un modèle d’ellipsoïde de référence. Les évaluations des vitesses du son  $c_i$  sont extraites du modèle GEDM (Generalized Digital Environmental Model) qui fournit un profil de sons saisonnier à la résolution de 50 km (développé par le Naval Oceanographic Office, (Teague et al., 1990)). Des méthodes de détection automatique pour faciliter le travail de détection sont en cours de développement à Brest en collaboration avec l’Ecole Navale (Rous and Villeneuve, 2009).

### Estimation du “Source Level” (SL)

L’estimation du niveau acoustique de l’onde T à sa source - c’est-à-dire au point de conversion sismo-acoustique au passage du fond océanique - nommé “Source Level” (SL) est également calculée par “SEASICK”. Partant du (SL), on espère revenir à la magnitude du séisme correspondant. SL (Source Level) est estimé à partir de la mesure RL (Receiver Level) de l’instrument, à laquelle on retranche la réponse instrumentale (IR, Instrumental Reponse) et on rajoute l’effet de l’atténuation lié au parcours de l’onde sonore (TL, Transmission Loss). On obtient la relation :

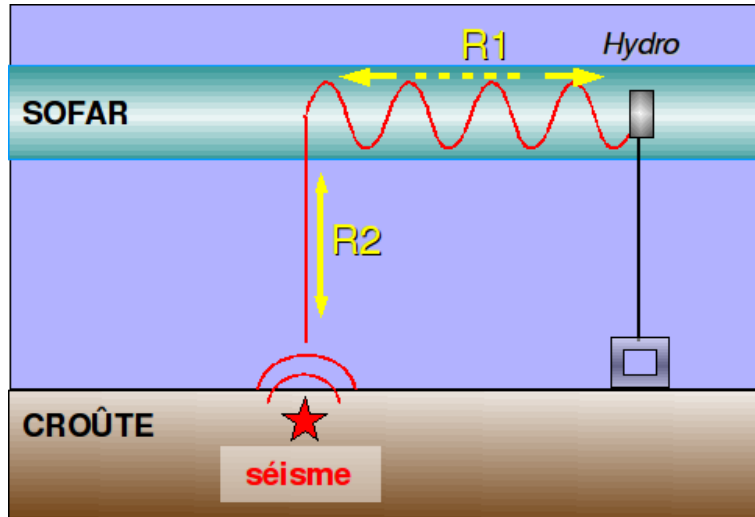


FIG. 1.17: Pertes cylindrique ( $R_1$ ) et sphérique ( $R_2$ ) le long du trajet de l'onde T

$$SL \text{ (en dB)} = RL + TL - IR \quad (1.3)$$

1.  $RL = 20 \log_{10} \left( \frac{P}{P_r} \right)$  où  $P$  est le niveau de pression enregistrée par la membrane du transducteur et  $P_r$  est le niveau de pression de référence acoustique évalué pour une distance de 1 m. Le RL est estimé en prenant la moyenne des puissances spectrales du signal d'onde T 5s avant et après le maximum.
2.  $TL = 10 \log_{10} \left( \frac{R_1}{R_0} \right) + 20 \log_{10} \left( \frac{R_2}{R_0} \right) + \alpha R_1$  où  $R_0$  est la distance de référence (1 m),  $R_1$  est la distance horizontale entre le point d'entrée dans le SOFAR et l'instrument, et  $R_2$  la distance verticale source-hydrophone (voir fig 1.17). Pour les réseaux d'hydrophones, la distance  $R_1$  est de l'ordre de la centaine de km contre seulement 2-3 km pour  $R_2$ , ainsi  $R_1 \gg R_2$ . Pour l'onde acoustique, le long du trajet  $R_1$ , la perte par atténuation est de type cylindrique (perte proportionnelle à  $R$ ), alors qu'elle est sphérique le long de  $R_2$  (perte proportionnelle à  $R^2$ ). Le coefficient  $\alpha$  (en dB/m) représente le taux d'atténuation de l'onde acoustique dû à l'absorption de l'énergie par le milieu. Il est proportionnel au carré de la fréquence, ainsi l'atténuation est faible pour les ondes T résultant de séismes sous-marins centrés sur 10 Hz. Par exemple, pour un trajet de 500 km, une onde centrée sur 10 Hz et une eau à une température moyenne de  $10^\circ$  : la perte totale représente 0.25 dB.
3. IR : la valeur dépend du gain du pré-ampli de l'hydrophone dans la bande de fréquence d'utilisation. Pour les séismes sur la bande 5-30 Hz, la valeur est de l'ordre de -130 dB.

## 1.3 Résultats de la surveillance acoustique : MARCHE

Le premier résultat tiré de l'interprétation des signaux hydroacoustiques est la localisation des séismes à partir des temps d'arrivées. Les paragraphes suivants détaillent comment à partir de la compilation de catalogues des événements détectés, il est possible d'effectuer une étude spatio-temporelle de la sismicité.

### 1.3.1 Catalogues d'événements

A titre d'exemple, le tableau (1.18) nous montre l'extrait d'un catalogue compilé à partir du réseau MARCHE 1 lors du premier déploiement des quatres hydrophones de l'expérience MARCHE (juin 2005-avril 2006, voir tab. 1.12). Sur les données déjà traitées, on totalise près de 4500 événements, ce qui porte à une estimation d'environ 8000 événements détectés pour la totalité de l'expérience MARCHE. Sur cet extrait de 10 événements enregistrés en septembre 2005, on note deux sources d'incertitude :

1. Sur la localisation : à l'intérieur du réseau et pour un événement détecté par 3 et 4 hydrophones, elle peut aller jusqu'à  $0.02^\circ$ , soit environ 2.2 km.
2. Sur l'estimation du SL : comme expliqué dans le paragraphe 1.2.4, le calcul du SL est fonction du trajet acoustique et de la réponse de l'instrument. L'erreur moyenne est autour de 5 dB.

N° (evts)	année	jour (julien)	heure	min	sec ( $\cdot 10^3$ )	nb hydro	Lon, ( $^\circ$ E)	Lat, ( $^\circ$ N)	Erreur long( $^\circ$ )	Erreur lat( $^\circ$ )	Erreur tps (s)	SL	Erreur SL
1	2005	218	15	39	90	4	-38,64	40,85	7,73	4,71	1,87	203,07	6,4
2	2005	218	15	40	155	3	-41,12	31,34	0,11	0,09	7,65	207,5	4,7
3	2005	218	15	41	590	3	-41,05	31,44	0,11	0,08	7,32	205,22	2,9
4	2005	218	15	42	28	3	-41,04	31,54	0,11	0,08	7,14	204,61	1,2
5	2005	218	16	16	441	3	-34,36	35,87	0,01	0,02	0,63	203,32	5,9
6	2005	218	16	52	514	3	-34,53	35,77	0,02	0,01	1	197,17	7,7
7	2005	218	17	27	57	3	-36,36	39,75	0,05	0,03	2,28	200,57	4,8
8	2005	219	4	19	121	4	-31,05	32,45	0,03	0,02	1,69	215,25	10,8
9	2005	219	7	7	513	4	-35,76	38,62	3,37	3,84	1,77	203,7	15
10	2005	219	10	48	91	4	-33,76	36,44	0,02	0,03	1,23	207,62	5,7

FIG. 1.18: Extrait du catalogue compilé à partir des données du réseau MARCHE 1

### 1.3.2 Distribution spatiale de la sismicité

A partir du catalogue, il est possible de réaliser une étude spatiale de la répartition des événements. On rappelle qu'il est seulement possible de localiser le point de conversion sismo-acoustique qui a généré l'onde T, ce point ne coïncidant pas forcément avec l'épicentre du séisme correspondant au niveau de la croûte océanique. La figure (1.19) montre les épicentres localisés par le réseau MARCHE 1 autour du site hydrothermal Lucky Strike. On rappelle que ce site, découvert en 1993 et l'un des plus vastes connus à ce jour, comprend 21 cheminées actives s'étendant sur une aire de  $150.000 \text{ m}^2$  à une profondeur de 1700 m. Sur les 77 événements localisés, on observe une plus forte concentration de séismes au voisinage des extrémités de segment et sur le flanc ouest du rift.

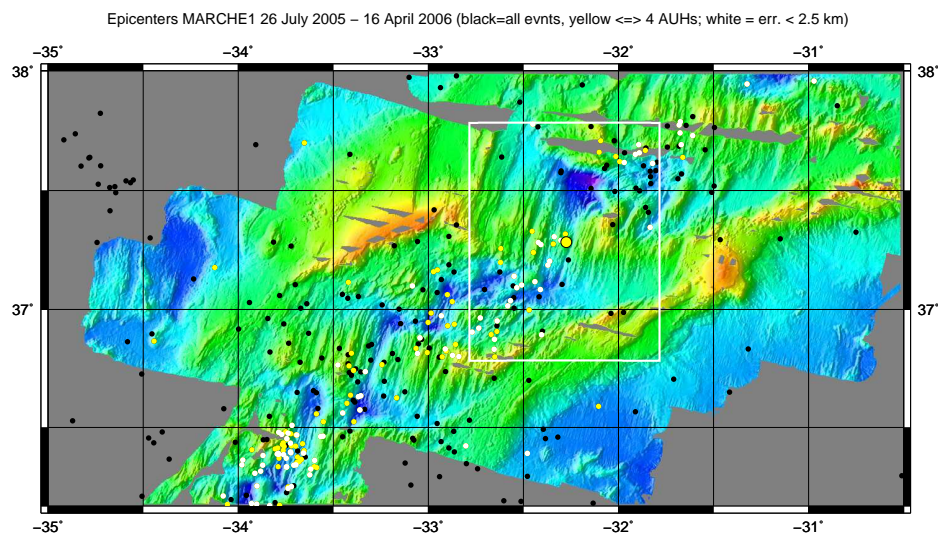
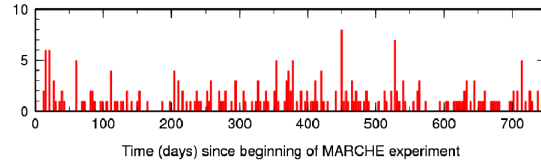
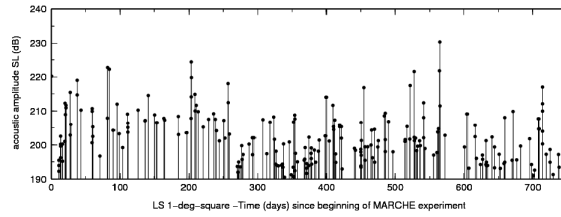


FIG. 1.19: Epicentres localisés par le réseau MARCHE 1 autour du site hydrothermal Lucky Strike. La boîte blanche correspond à un carré de  $1^\circ \times 1^\circ$  centré sur Lucky Strike (gros cercle jaune). Les cercles noirs correspondent aux 77 événements détectés au cours du premier déploiement MARCHE 1 (juillet 2005-avril 2006). Sur les 77 événements, on trouve 44 événements détectés par les 4 hydrophones (en jaune), dont 27 localisés avec une erreur  $< 2.5$  km.

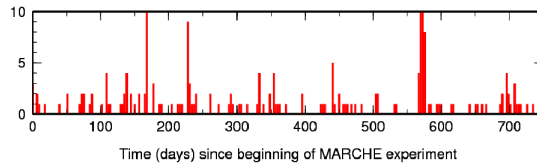
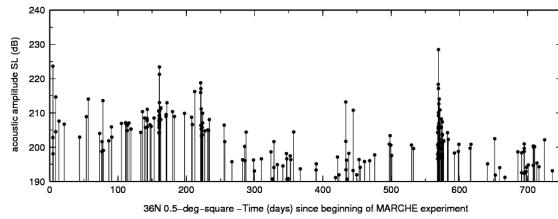
### 1.3.3 Distribution temporelle de la sismicité

A partir des catalogues, on peut également déterminer les distributions temporelles des séismes. La figure (1.20) montre un exemple de telles distributions. En comparant la répartition temporelle des événements enregistrés dans les 2 zones, on peut caractériser deux types de contexte lié à l'activité sismique :

1. Une sismicité relativement régulière (1.20a) probablement liée à une activité magmatique.
2. Une sismicité plus irrégulière, avec des périodes calmes séparant des périodes actives (1.20b). Ce comportement s'apparente davantage à un contexte tectonique où alternent des phases asismiques et sismiques.



(a) Zone de  $1^\circ \times 1^\circ$  centré sur Lucky Strike



(b) Zone de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  entre  $(35^\circ\text{N}, 35.5^\circ\text{N})$  et  $(-34^\circ\text{N}, -33.5^\circ\text{N})$

FIG. 1.20: Source Level (SL) et nombres d'événements cumulés en fonction du temps pour les séismes enregistrés dans 2 zones par les réseaux MARCHE 1 et 2. L'origine des temps correspond au début du déploiement (juin 2005). Le nombre d'événements est calculé sur une fenêtre de trois jours. La première figure (1.20a) correspond à une zone de  $1^\circ \times 1^\circ$  centrée sur Lucky Strike, la sismicité relativement régulière peut être due à un régime magmatique. La seconde (1.20b) correspond à une zone de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  entre  $(35^\circ\text{N}, 35.5^\circ\text{N})$  et  $(-34^\circ\text{N}, -33.5^\circ\text{N})$ , la sismicité plus irrégulière correspond à une activité de type tectonique.

## Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons resitué le contexte de la surveillance sismique des dorsales océaniques, puis nous avons montré l'apport essentiel de l'hydroacoustique. En effet, l'image d'une dorsale lente segmentée a une implication directe sur le régime thermique des segments et donc sur la rhéologie de la croûte, dont va dépendre la sismicité que l'on attend. Pour vérifier ces conséquences, il faut connaître la sismicité de faible magnitude, non détectable par les stations a terre mais observable à l'aide des hydrophones. Dans l'exemple de la dorsale médio-Atlantique, nous avons montré que cette surveillance hydroacoustique est en mesure de fournir des catalogues d'événements qui permettent d'étudier les distributions spatio-temporelles de la sismicité.

Cependant, à partir des séismes localisés on aimerait mieux connaître la façon dont l'énergie sismique se libère en contexte de dorsale lente. Pour cela, il faudrait par exemple en savoir plus sur la distribution des magnitudes sismiques, les mécanismes au foyer et la



profondeur des événements.

Or, les études empiriques sur le signal d'onde T montrent qu'en réalité il est très difficile de revenir directement au mécanisme du séisme qui en est à l'origine. Ainsi, comprendre la conversion sismo-acoustique est crucial pour l'interprétation des signaux acoustiques. Le prochain chapitre présente les différents travaux existants sur le problème du mode de production des ondes T. Nous verrons les résultats des études empiriques sur la forme d'onde du signal hydroacoustique auxquels ont abouti les différentes tentatives de modélisation, afin d'expliquer l'originalité de notre approche, qui sera présentée dans le chapitre 3.

## Chapitre 2

# Production des ondes T et conversion sismo-acoustique

### Introduction

Ce deuxième chapitre aborde spécifiquement la question de la production des ondes T. La conclusion du chapitre précédent nous indique que pour mieux cerner les processus actifs en contexte de dorsale lente, il apparaît nécessaire d'en savoir plus sur la distribution des magnitudes et les mécanismes aux foyers des séismes correspondant aux événements enregistrés.

Or les ondes T étant des ondes acoustiques, il n'est pas possible de retrouver directement ces paramètres liés aux ondes sismiques. On rappelle que le signal hydroacoustique enregistré par l'hydrophone permet uniquement d'évaluer un niveau acoustique (SL) au point de conversion de l'onde sismique au niveau du plancher océanique (voir section 1.2.4). Ainsi pour tenter de revenir aux caractéristiques du séisme à l'origine de l'enregistrement hydroacoustique, il est nécessaire de connaître les mécanismes de conversion sismo-acoustique. Ce préalable nécessite un travail de modélisation qui est le point de départ de ce travail de thèse.

En première partie de ce chapitre, nous présenterons les résultats obtenus à partir de l'interprétation empirique des formes d'ondes hydroacoustiques. Nous verrons que l'étape de la compréhension du mode de production des ondes T est cruciale pour aller plus loin dans l'interprétation de ces signaux. Dans un deuxième temps, nous reviendrons sur les hypothèses concernant la physique de la production des ondes T, et notamment sur les modèles existants. Enfin, nous verrons comment se situe l'originalité d'un calcul direct mené par les équations de la mécanique pour modéliser la conversion sismo-acoustique, que nous présenterons dans le chapitre suivant à travers le code SOLFLU.

## 2.1 Questions autour de la production des ondes T

### 2.1.1 Résultats à partir de la forme d'onde

Plusieurs études ont été réalisées sur la forme d'onde du signal hydroacoustique enregistré par les hydrophones. L'objectif de ces travaux est de remonter aux paramètres du séisme, à partir des caractéristiques du signal et d'observations empiriques. On espère ainsi préciser la magnitude et le type de mécanisme au foyer correspondant à l'événement. Nous verrons que malgré les résultats obtenus, il est en réalité très difficile de remonter précisément à ces paramètres sismiques de façon purement empirique, sans l'aide d'un modèle physique.

#### Estimation de la magnitude $M_w$ à partir du SL

A partir du signal acoustique, la première information à laquelle on aimerait remonter est la magnitude sismique du séisme origine. On rappelle que la magnitude ( $M_w$ ) est définie à partir du moment sismique  $M_0$  correspondant au produit de l'aire de la faille par le déplacement moyen sur la faille et la rigidité de la roche (voir 4.1.1). Plusieurs études ont tenté de relier l'énergie acoustique enregistrée ( $SL$ ) à la magnitude ( $M_w$ ) à partir d'événements enregistrés à la fois par un réseau d'hydrophones et un réseau de stations à terre. La première complication est instrumentale : tous les séismes ( $m_b < 4$ ) ne peuvent pas être enregistrés par les stations à terre et le signal enregistré par la première génération d'hydrophones autonomes est saturé à partir d'une magnitude ( $m_b > 4.7$ ) (Fox et al., 2001). Cette première limitation réduit considérablement le nombre de données sismiques et hydroacoustiques pouvant être croisées. Toutefois on note qu'une deuxième génération d'instruments commence à être déployée dans les réseaux. Ces nouveaux hydrophones encodent le signal enregistré sur 16 bits, contre 8 auparavant, ce qui réduit considérablement le risque de saturation des ondes T les plus énergétiques.

Les premiers travaux sur cette corrélation  $SL/M_w$  remontent à 1966, et concernent 49 enregistrements provenant de la chaîne des Aléoutiennes (Johnson and Northrop, 1966). A titre de comparaison, une étude beaucoup plus récente (Yang et al., 2003) présente les résultats de cette même corrélation sur 24 événements de la dorsale Pacifique Est. La figure 2.1 nous montre, pour ces 2 études, la corrélation  $\alpha_c$  entre la magnitude et l'amplitude de l'onde T obtenue par régression linéaire. En comparant a posteriori ces valeurs, l'étude de Johnson arrive à un coefficient de corrélation médiocre ( $\alpha_c = 0.47$ ) par rapport à celui de Yang ( $\alpha_c = 0.97$ ), où la série des 24 séismes est remarquablement plus homogène. On note que Fox et al. (2001) retrouvent aussi cette même valeur de corrélation satisfaisante ( $\alpha_c = 0.97$ ) pour 87 événements enregistrés au niveau de la zone est du Pacifique équatorial.

Dans un autre travail, Dziak (2001) va plus loin en comparant l'énergie des ondes T enregistrées par rapport au type de mécanismes aux foyers des séismes à magnitude égale. L'étude porte sur 179 événements enregistrés dans le Pacifique Nord entre 1992 et 1998 avec des magnitudes comprises entre ( $3,7 < M_w < 6,9$ ). La figure suivante (2.2) nous montre les résultats obtenus, les événements sont étiquetés en fonction du type de mécanisme au foyer mis en jeu. Indépendamment de la localisation, on distingue deux grandes familles :

1. les mécanismes cisailants (Strike-Slip, S-S)
2. les mécanismes en faille normale ou inverse (Normal, N et Reverse, R)

Si l'on applique une fonction de régression linéaire sur ces deux critères, deux droites émergent avec respectivement des coefficients de valeur (0,38) pour les mécanismes de type

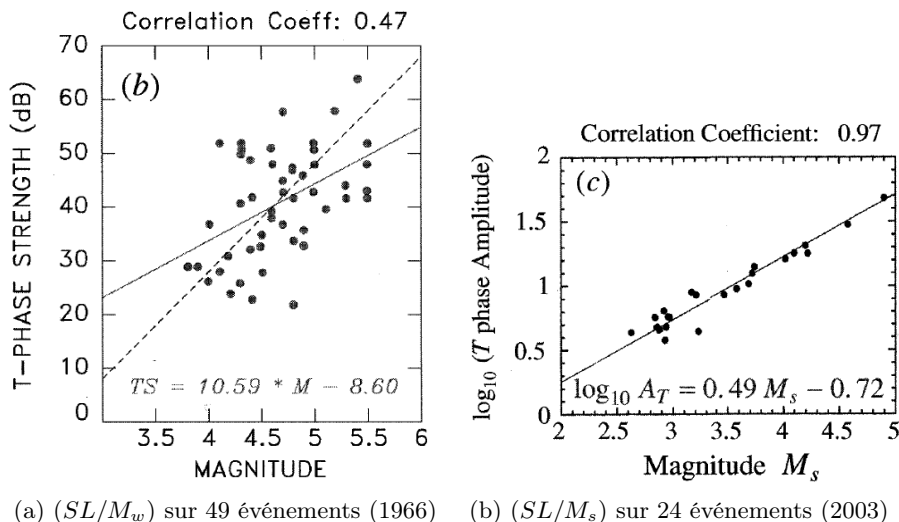


FIG. 2.1: Corrélation entre amplitude de l'onde T et magnitude ( $SL/M_w$ ). La valeur de corrélation sur l'étude de droite (fig. 2.1b), (Yang et al., 2003) apparaît beaucoup mieux contrainte que sur celle de gauche, (fig. 2.1a), (Johnson and Northrop, 1966).

cisaillant et (0, 25) pour les mécanismes de type faille normale ou inverse. En comparant ces deux droites de régression linéaire, il semble que les séismes causés par des failles de type S-S, à magnitude sismique équivalente ( $M_w$ ), produisent des ondes T avec plus d'énergie par rapport à des séismes causés par des failles de type N ou R (niveaux enregistrés de  $SL$  supérieurs). Ce résultat notable sera discuté par la suite (Chap. 4) en comparant les résultats fournis par les différents modèles de production d'ondes T.

### Etude sur le spectre

La deuxième information que l'on espère obtenir à partir du signal d'onde hydroacoustique provient de l'étude du spectre. Une étude menée par de Groot-Hedlin and Orcutt (2001) vise à distinguer deux phases dans la signature spectrale du train d'onde T. Pour cela, les spectres de plusieurs enregistrements d'événements provenant des îles Fox au niveau de la chaîne des Aléoutiennes ont été étudiés. On rappelle que la bande caractéristique des ondes T se situe entre ( $1 < f_{Hz} < 40$ ). La figure 2.3 nous montre les résultats obtenus ; pour chaque station d'hydrophones le spectre permet de distinguer deux types d'arrivées ("T-phase") sur le signal :

1. Une 'abyssal T-phase' qui correspond à l'onde T produite à l'endroit où le plancher océanique est profond. L'énergie acoustique présente un pic symétrique de haute fréquence et de faible durée.
2. Une 'slope T-phase' qui correspond à l'onde T produite en milieu peu profond le long d'une pente, comme par exemple un talus continental. Le spectrogramme présente alors une arrivée d'énergie basse fréquence avec une longue durée.

On note que ce phénomène avait déjà été observé 30 ans plus tôt par Johnson et al. (1968) à partir d'un séisme provenant de la même zone en 1965 et enregistré par la station Kaneohe à Oahu (Hawaï). L'hypothèse formulée pour expliquer ces deux phases distinctes dans le train d'onde T est la suivante : la première phase abyssale est générée immédiatement au voisinage de l'épicentre par un phénomène de diffusion d'un fond océanique en

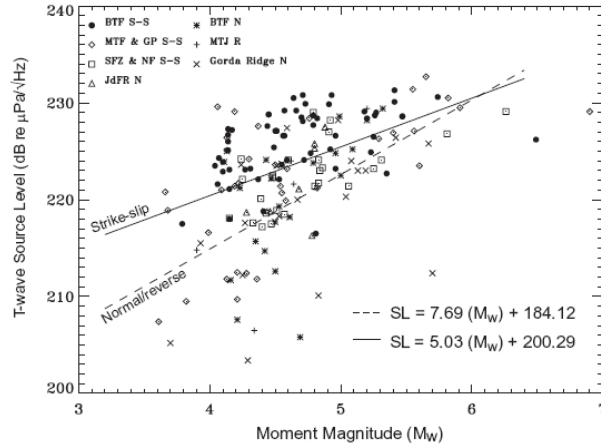


FIG. 2.2: Relation empirique entre l'énergie des ondes T et le type de faille des séismes enregistrés dans le nord Pacifique, (Dziak, 2001)

profondeur et rugueux. La deuxième phase vient d'une production de l'onde T plus tardive en milieu peu profond, au niveau d'une pente topographique pouvant se situer à des distances importantes par rapport à l'épicentre ; ce modèle sera développé dans la suite de ce chapitre.

### Etude sur le temps de montée (“onset time”)

Un autre type d'information qu'il est possible d'extraire à partir de la forme d'onde concerne les durées relatives du temps de montée du signal. Ce paramètre nommé “onset time” mesure le temps qui s'écoule depuis l'émergence du signal acoustique par rapport au bruit ambiant jusqu'au maximum du niveau acoustique atteint par l'onde T. Des travaux ont été réalisés pour relier ce paramètre “onset time” à la profondeur où a été localisé le point de conversion de l'onde T (Williams et al., 2006). Cette étude s'appuie sur 158 événements enregistrés entre 1999 et 2001 par le réseau Sud-Açores (voir Chap. 1 section 1.2.2) sur deux sections de MAR, au niveau des zones de fracture Atlantis et Kane (voir fig. 2.4).

La figure 2.5 nous montre les résultats obtenus. Chaque événement, positionné sur fond de carte bathymétrique au lieu de son point de conversion, est marqué d'un cercle de couleur en fonction de la valeur de son paramètre “onset time” :

1. cercle blanc :  $< 4$  s = temps de montée court, “short onset”
2. cercle rouge : 4-6 s = temps de montée intermédiaire, “mixed onset”
3. cercle noir :  $> 6$  s = temps de montée long, “long onset”

Pour les 2 zones de fracture étudiées (Atlantis à gauche et Kane à droite), on observe une tendance commune. Les temps de montée courts correspondent aux événements générés en milieu peu profond ( $< 2$  km) au niveau des hauts topographiques (ICH, Inside Corner High) couramment formés à l'intersection de l'axe du rift et de la faille active transformante. A l'inverse, les temps de montée longs concernent les événements générés en profondeur ( $> 2$  km) au niveau des vallées axiales du rift et de la faille transformante. On remarque que ces observations présentent un résultat opposé à celui de l'étude précédente portant sur les caractéristiques des spectrogrammes. En effet, de Groot-Hedlin and Orcutt (2001) observent que la 'slope T-phase' générée en milieu peu profond correspond à une durée

## 2.1. Questions autour de la production des ondes T

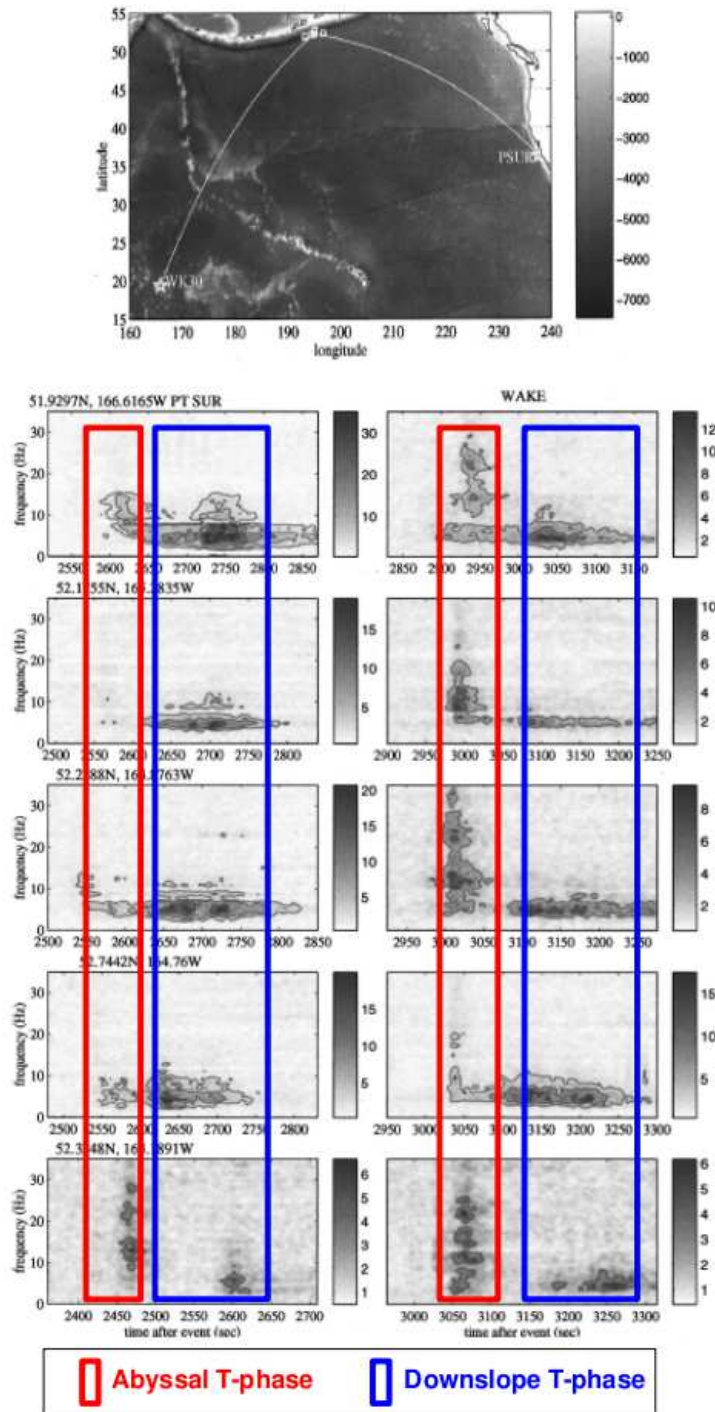


FIG. 2.3: Etude spectrale sur les ondes T, adapté de (de Groot-Hedlin and Orcutt, 2001). Spectrogrammes enregistrés aux stations d'hydrophones "Point Sur" (colonne de gauche) et "Wake Island" (colonne de droite). Les positions des stations "Point Sur" et "Wake Island" ainsi que celles des épïcêtres sont représentées sur la carte en haut. Pour les deux stations, on observe distinctement deux arrivées : 1) Slope T-phase et 2) Abyssal T-phase, adapté de (de Groot-Hedlin and Orcutt, 2001)

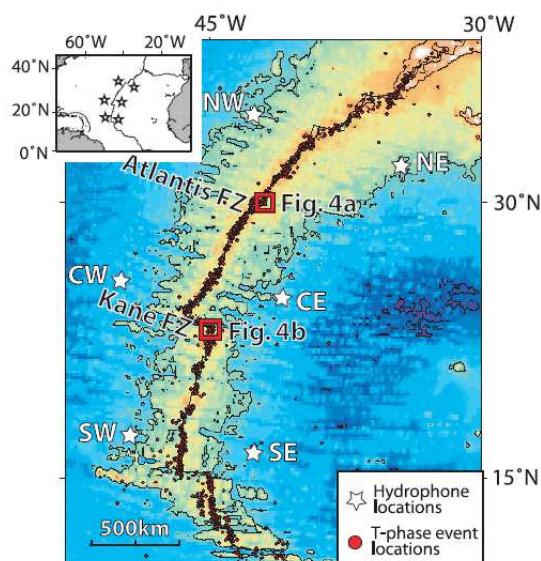


FIG. 2.4: Localisation des hydrophones du réseau Sud-Açores (étoiles blanches) et des zones de fracture Atlantis et Kane (encadrées en rouge), (Williams et al., 2006).

longue par rapport à la phase abyssale générée en profondeur. En conclusion, les résultats tirés des études empiriques sur le signal hydroacoustique montrent des apports indéniables sur les processus de production d'ondes T. Cette étape succède à celle de la compilation de catalogues d'événements principalement en lien avec les structures, obtenus uniquement à partir de l'information du temps d'arrivée. Cependant, l'incertitude sur les résultats obtenus ainsi que les contradictions entre certaines des hypothèses proposées illustrent la complexité à relier l'onde T au séisme qui en est à l'origine. Dans la suite de cette section, nous allons détailler les mécanismes à l'origine de cette difficulté.

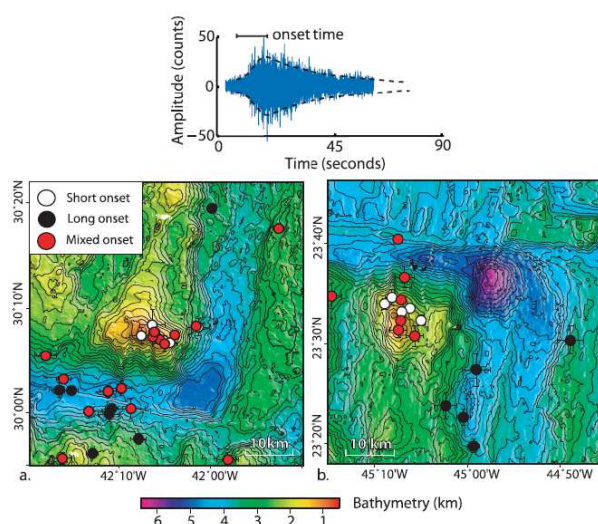


FIG. 2.5: Carte de la distribution spatiale de 158 événements enregistrés sur les zones de fracture Atlantis (a) et Kane (b) en fonction du paramètre 'onset time', (Williams et al., 2006)



### 2.1.2 Origine des différences entre l'onde sismique et l'onde T produite

Pour comprendre la difficulté à lier l'onde T au séisme qui en est à l'origine, il faut revenir aux phénomènes que l'onde subit entre le séisme et l'hydrophone. Dans le cas de la surveillance acoustique, l'hydrophone enregistre le signal d'un "paquet d'onde sonore" correspondant à l'événement sismique. Ce signal a été modifié lors de deux étapes de son parcours (voir fig 2.6) :

1. Lors de la conversion sismo-acoustique au passage du plancher océanique.
2. Le long du trajet dans le canal SOFAR.

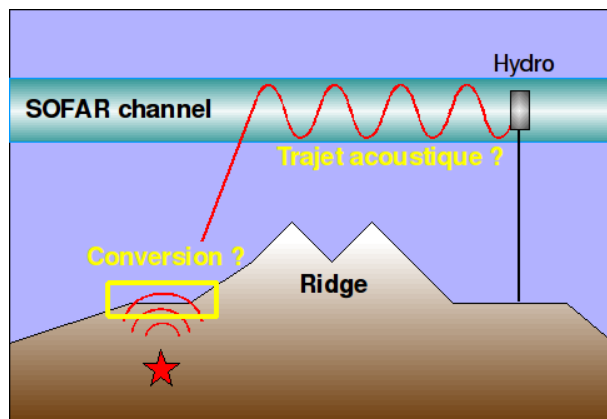


FIG. 2.6: Mécanismes à l'origine des différences entre le séisme et l'onde T

#### Trajet dans le SOFAR

Durant le trajet dans le SOFAR, l'onde T ne subit pas uniquement l'effet de l'atténuation anélastique (Chap. 1, section 1.2.4). Sur la figure 1.17, on note que la distance  $R_2$  peut être très longue, allant d'une centaine à plusieurs milliers de kilomètres en fonction de la géométrie du réseau d'hydrophones. Un certain nombre de phénomènes influe sur la propagation acoustique dans l'eau, parmi lesquels on peut citer de manière non exhaustive :

1. **Les effets de blocage partiel ou total dus à la bathymétrie.** La présence de monts sous-marins élevés sur le trajet de l'onde peut altérer fortement les signaux hydroacoustiques enregistrés, notamment en terme de temps d'arrivée et de répartition d'énergie sur les modes acoustiques.
2. **Les effets acoustiques 3-D.** Ces effets se manifestent par une réfraction horizontale de l'énergie acoustique par des effets bathymétriques ou par des gradients horizontaux de vitesse de propagation du son. Ils sont particulièrement importants lorsque la source et/ou le récepteur sont proches d'une pente (Castor et al., 2004).

Afin de mesurer les effets de ces phénomènes, une campagne de calibration du réseau d'hydrophones de l'Océan Indien du SSI (Système de Surveillance Internationale) a eu lieu en 2003 (Blackman et al., 2003). Cette expérience a consisté en des tir de vingt-quatre charges d'environ un kilogramme de TNT réparties dans l'Océan Indien. La figure 2.7 représente le trajet du navire sur lequel sont superposés les onze points sources où des charges ont été utilisées. Les signaux correspondant à ces événements ont été enregistrés par les 3 stations du Système de Surveillance Internationale, correspondant chacune à un triplet

d'hydrophones numéroté sur la carte : Diego Garcia (1), Cap Leeuwin (2) et îles Crozet (3). La figure suivante (2.8) montre les spectrogrammes produits par l'enregistrement du tir n°10 (encadré en rouge sur la carte) par ces trois stations d'hydrophones. Les spectrogrammes affichent des caractéristiques spatio-fréquentielles nettement différentes les unes par rapport aux autres. Cette expérience illustre bien l'effet de la propagation acoustique longue distance qui affecte l'onde T et confirme que celle-ci a probablement subi les deux phénomènes cités plus haut.

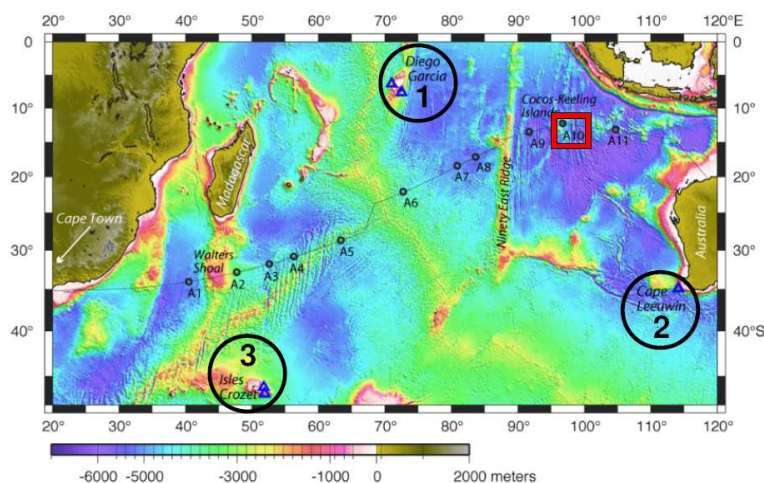


FIG. 2.7: Effet de la propagation acoustique longue distance (a), (Blackman et al., 2003). Tirs sous-marins de l'expérimentation à bord du navire "le Melville" dans l'Océan Indien en 2003. La ligne noire représente le trajet du navire avec les 11 points de tir ; les 3 stations d'hydrophones sont entourées et numérotées en noir.

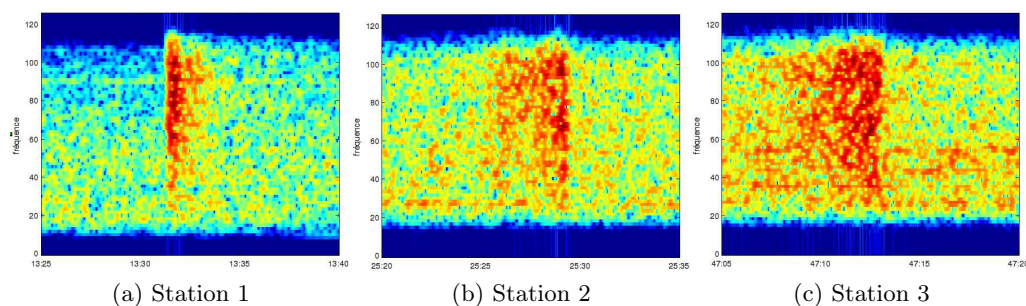


FIG. 2.8: Effet de la propagation acoustique longue distance (b), (Blackman et al., 2003). Les 3 enregistrements du tir n°10 affichent des signatures spatio-temporelles bien différentes pour chacune des stations d'hydrophones.

### Conversion sismo-acoustique

Enfin, la différence majeure entre l'onde T et le séisme qui en est à l'origine résulte de la conversion du signal sismique en onde acoustique lorsqu'il parvient à l'interface du fond de l'océan. Par suite, quand l'onde acoustique se propage, on ne peut pas déterminer le nombre de réfractions subies le long du canal SOFAR. Ainsi, il est impossible pour un hydrophone enregistrant l'onde T de pointer le sens des premières arrivées sur les 3

## 2.1. Questions autour de la production des ondes T

---

composantes spatiales comme le fait un géophone classique sur le signal sismique. Dans ce cas, on a accès au sens de la première onde ainsi qu'à la phase, en plus du temps d'arrivée. En combinant l'analyse des signaux enregistrés par différentes stations pour un même séisme, il est possible de reconstituer le diagramme de rayonnement qui permet de déterminer le type de mécanisme au foyer mis en jeu. La suite de ce chapitre s'intéresse à cette première étape de conversion sismo-acoustique, qu'il est nécessaire de comprendre pour l'interprétation des résultats à partir de la forme d'onde. L'étude de la propagation acoustique des signaux acoustiques basses fréquences générés par les séismes sous-marins, constituant la deuxième étape dans la compréhension du signal acoustique, ne sera pas abordée ici.

## 2.2 Modèles existants de la production des ondes T

Entre la croûte océanique et la colonne d'eau il existe un fort contraste de vitesses de propagation des ondes. En conséquence, la théorie des rais prédit que les ondes sismiques excitées par une source dans la croûte ou dans le manteau supérieur seront transmises presque verticalement dans la colonne d'eau, c'est-à-dire avec un angle d'incidence proche de  $90^\circ$ . Or, d'après ses propriétés acoustiques de guide d'onde (voir Chap.1, section 1.2.1), le canal SOFAR peut uniquement propager une onde qui y pénètre avec un angle d'incidence au environ de  $12^\circ$  (Williams et al., 2006). Cette première observation pose la principale question sur le mode de production des ondes T. En effet, il faut trouver un mécanisme physique qui génère une onde T avec un angle d'incidence qui lui permette d'être piégée et de se propager dans le SOFAR. Plusieurs modèles, ou leur combinaison, ont été invoqués pour expliquer comment une source dans la croûte peut exciter des ondes acoustiques se propageant au voisinage de l'horizontal. Ces modèles sont résumés dans le schéma 2.9 on trouve :

1. "Downslope propagation", impliquant une pente du fond océanique (a)
2. "Seafloor scattering", faisant appel à la rugosité du fond océanique (b)
3. "Modal scattering", faisant appel au transfert de modes entre la croûte et la colonne d'eau (c)
4. La présence d'un "haut topographique" dans l'axe du SOFAR (d)

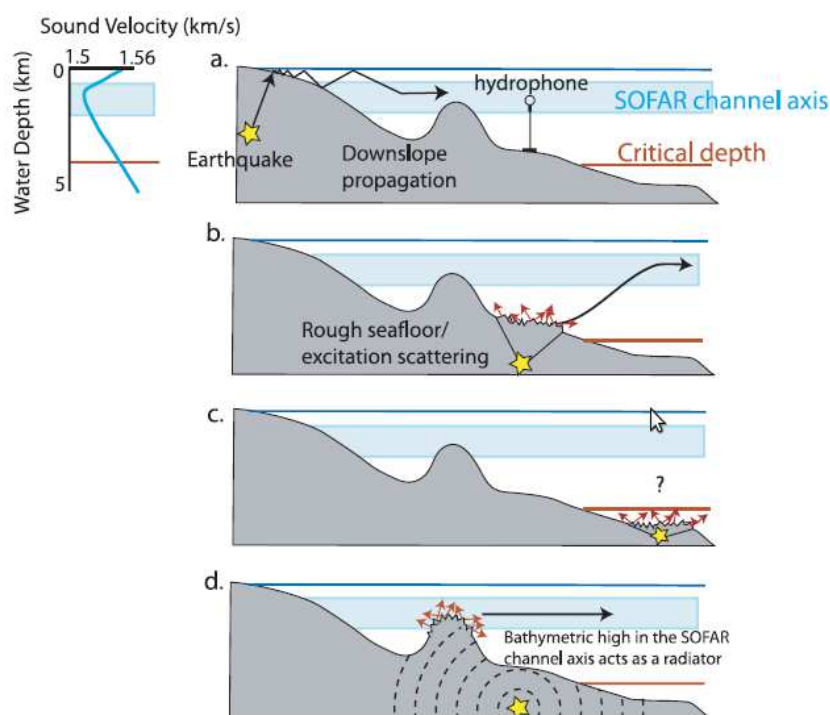


FIG. 2.9: Scénarios existants permettant d'expliquer la production et le piégeage d'une onde T dans le SOFAR, (Williams et al., 2006)

Dans la suite de cette section, nous détaillerons chacun de ces modèles dans l'ordre chronologique où ils sont apparus.

### 2.2.1 Modèle géométrique de production des ondes T

C'est au début des années 1950 que Tolstoy and Ewing (1950) et ses collaborateurs établirent les bases d'une théorie géométrique de la production des ondes T. Celle-ci devait résulter de la conversion de l'énergie sismique en onde acoustique au niveau d'une interface pentée (fig. 2.9, a). Dès son apparition, ce modèle eut des détracteurs qui opposèrent que l'onde T était avant tout une onde piégée par le guide d'onde constitué par la couche de sédiments sur le fond de la mer (Leet et al., 1951), se propageant à la vitesse des ondes S dans les sédiments (environ 1.8 km/s). Cette idée déjà exprimée par Coulomb and Molard (1949) permettait d'argumenter face à la valeur des vitesses de propagation trop élevées déduites du modèle de propagation purement acoustique proposé par Tolstoy et Ewing. En effet, la vitesse calculée à partir des distances source-récepteur donnait une vitesse supérieure à la vitesse du son dans l'eau (environ 1.5 km/s) du fait de l'imprécision sur le calcul du trajet acoustique.

Au début des années 1960, de grandes avancées furent réalisées grâce à la mise en place d'un large réseau de stations fixes d'hydrophones par l'Université d'Hawaï dans le Pacifique, dans le contexte de la surveillance des essais nucléaires. Pendant une période de surveillance de 12 jours en mars 1962, 81 signaux d'ondes T furent observés, dont 16 également enregistrés à terre. A partir de ces données, Johnson et al. (1963) développa le concept de "downslope propagation" initialement introduit par Officer (1958). La théorie est la suivante : en présence d'une interface océanique pentée d'angle ( $\alpha$ ), l'onde acoustique est réfléchi et défléchi d'un angle ( $2\alpha$ ) à chaque cycle de réverbération entre le fond de l'océan et la surface. Au bout d'un certain nombre de réflexions, ce mécanisme permet à l'onde acoustique initialement proche de la verticale de parvenir à un angle  $< 12^\circ$  afin d'être piégée dans le SOFAR. Ce modèle entièrement basé sur l'acoustique géométrique est capable d'expliquer de manière satisfaisante certaines des caractéristiques des ondes T enregistrées. Par exemple, à partir d'une série d'événements localisés au niveau des Aléoutiennes, Johnson et al. (1963) sont capables de relier les différences entre la durée des trains d'ondes T enregistrés avec le nombre de réflexions nécessaires au piégeage de l'onde acoustique dans le SOFAR pour chaque événement. Le nombre de réflexions nécessaires est fonction du type de pente rencontré dans la zone de conversion localisée pour chaque événement. Plus récemment, Talandier and Okal (1998) affinent ce concept de "downslope propagation" avec un modèle reproduisant ces mêmes tendances dans l'exemple de deux événements enregistrés par le RSP (Réseau Sismique Polynésien). La figure 2.10 nous montre l'emplacement de la station de l'hydrophone PMO qui appartient à ce réseau, ainsi que les épicentres des deux séismes localisés sur l'archipel d'Hawaï.

La figure 2.11 illustre l'effet de la topographie autour du point de conversion sur l'efficacité du mécanisme de "downslope propagation", ainsi que les conséquences sur le train d'onde T observé. On distingue :

1. Onde T produite zone de forte pente ( $> 50^\circ$ ) : séisme du 8 juin 1993 à Poliokeawe. L'hypocentre est proche de la côte au voisinage d'une falaise sous-marine de forte pente "Palis". Dans la partie (a) le modèle de conversion P/T et S/T montre qu'un petit nombre de réflexions est nécessaire pour que l'onde T soit piégée. En conséquence, le train d'onde observé est de type plus impulsif, avec une forte amplitude.
2. Onde T produite dans une faible pente (environ  $15^\circ$ ) : séisme du 29 juillet 1996 à proximité du mont sous-marin Loihi entouré de pente plus douce. Dans la partie (b), le modèle de conversion P/T et S/T montre que plusieurs réflexions sont nécessaires pour que l'onde T puisse être piégée dans le SOFAR. Ainsi, le train d'onde observé est plus long et d'amplitude plus faible.

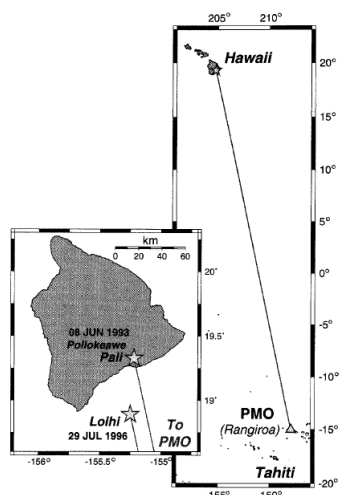
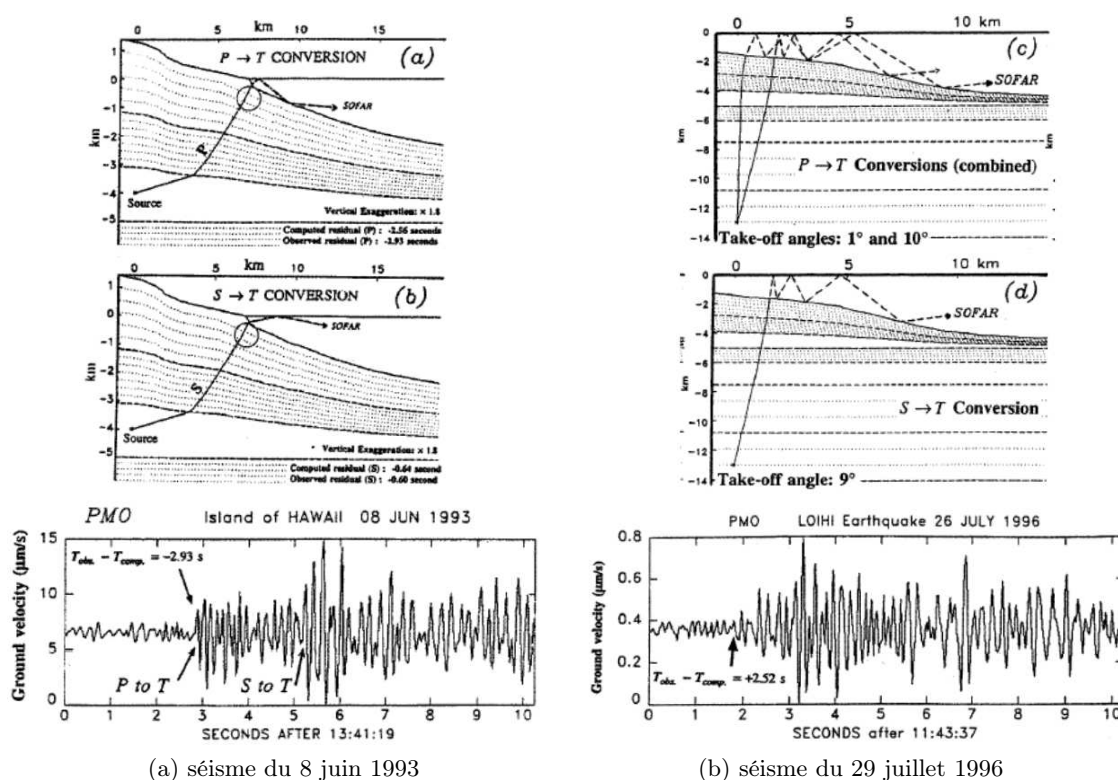


FIG. 2.10: Localisation des séismes du 8 juin 1993 (Poliokoawe) et du 29 juillet 1996 (Loihi) par le Réseau Sismique Polynésien à la station PMO. Reconstitué à partir de (Talandier and Okal, 1998).



(a) séisme du 8 juin 1993

(b) séisme du 29 juillet 1996

FIG. 2.11: Effet de la pente sur le mécanisme de la production d'onde T par "downslope propagation". Cas de l'hypocentre à proximité de la falaise sous-marine "Poliokoawe" avec une pente  $> 50^\circ$ , (à gauche, 2.11a). Cas de l'hypocentre à proximité du mont sous-marin "Loihi" avec une pente d'environ  $15^\circ$ , (à droite, 2.11b). Reconstitué à partir de (Talandier and Okal, 1998).



2.2.2 Le paradoxe des ondes T abyssales

Cependant, le modèle géométrique de génération d'onde T dans le SOFAR par "downslope propagation" ne permet pas d'expliquer ce qui fut appelé "le paradoxe des ondes T abyssales". En effet, des ondes T provenant de petits séismes intraplaques, localisés dans des bassins abyssaux caractérisés par une topographie plane, furent enregistrés dans le Pacifique (Okal, 2008). La figure 2.12 nous montre l'exemple d'un tel séisme datant du 15 octobre 1997 enregistré par les stations du Pacifique Rarotonga (RAR) et Pitcairn (PTCN). Sur le schéma (c), on note l'absence de relief notable autour de l'épicentre. Sur les 2 enregistrements et spectrogrammes (d) et (e), on note une onde T de longue durée (environ 80 s) arrivant après les onde  $P_n$  et  $S_n$  réfractées au niveau du Moho.

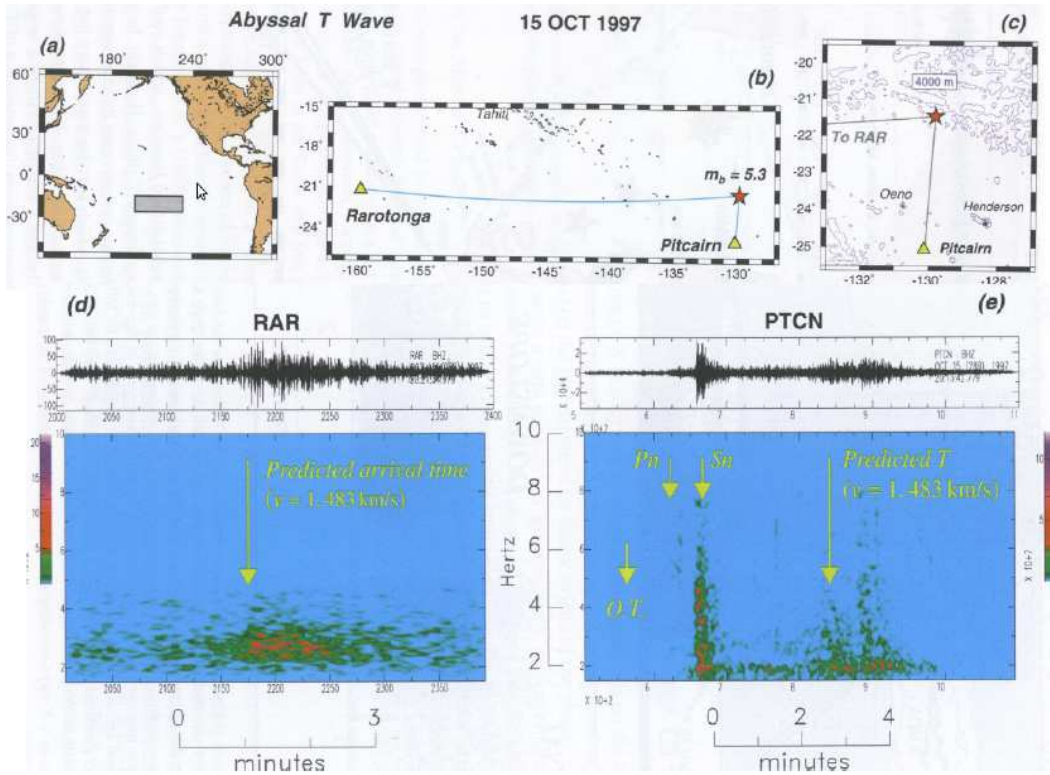


FIG. 2.12: Production d'une onde T en zone de plaine abyssale. (a, b, c) Cartes localisant la source, les hydrophones et les trajets. (d, e) Enregistrements et spectrogrammes de l'onde T aux stations Rarotonga (RAR) et Pitcairn (PTCN), (Okal, 2008).

Ces observations suscitérent la mise au point de nouveaux modèles permettant de comprendre comment les ondes T peuvent être produites en l'absence de pente régionale au voisinage du point de conversion. Ces modèles, détaillés dans la suite de ce chapitre, mettent en jeu des phénomènes de diffusion/diffraction (à l'interface du fond océanique) et de propagation modale.



### 2.2.3 Modèle physique de production des ondes T

#### Les ondes T exprimées dans le formalisme modal

Dans cette section, les modèles de production d'onde T s'appuient sur la théorie des modes. A partir de l'équation des ondes (Helmholtz), on peut décomposer l'onde T comme une superposition (en principe infinie) d'un nombre discret de modes acoustiques. En effet, par rapport à une géométrie donnée du guide d'onde, seul un nombre discret de modes dits "modes propagatifs" seront capables de se propager. Le cadre théorique de cette approche fut développé par Pekeris (1948) le premier, on peut le résumer ainsi : si l'on considère un milieu fluide plan et symétrique selon les axes (x) et (y), on exprime le potentiel ( $\phi$ ) de l'onde acoustique pour chaque fréquence angulaire ( $\omega$ ) comme une onde émettrice d'énergie acoustique à une géométrie cylindrique d'axe polaire  $r = 0$ , où ( $H_0$ ) est la fonction de Hankel du premier ordre et telle que ( $\phi$ ) satisfait. On a les relations suivantes :

$$\begin{cases} \phi(r, z, t) = \phi(z)H_0(kr)e^{i\omega t} \\ \frac{d^2\phi(z)}{dz^2} + \left(\frac{\omega^2}{v^2(z)} - k^2\right)\phi(z) = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

où ( $v$ ) est la vitesse locale du son en fonction de la profondeur ( $z$ ). Les conditions limites les plus basiques imposent une pression nulle à la surface de l'eau et un fond océanique rigide quand ( $z \rightarrow \infty$ ). Ces conditions définissent l'existence, pour chaque fréquence, d'un nombre fini de modes liant la pulsation angulaire ( $\omega$ ) au nombre d'onde ( $k$ ). Ce modèle, qui consiste à représenter la colonne d'eau comme un demi-espace fluide posé sur un fond étant lui-même un autre demi-espace fluide de plus forte densité, fut le premier adopté par Pekeris (1948). Il décrit grossièrement le comportement du canal SOFAR qui est appelé depuis "guide d'onde de Pekeris". Ce premier modèle sert actuellement de base de comparaison à ceux développés ultérieurement, que nous détaillerons dans les prochains paragraphes.

#### Production d'onde T par transfert de mode lié à la rugosité ("Modal scattering")

Le modèle initial du "guide d'onde de Pekeris" fut nettement affiné par l'intégration d'un profil de vitesse dans colonne d'eau et l'usage de conditions limites plus réalistes (Munk, 1979). La figure 2.13 montre l'évolution entre la solution de la théorie modale de Pekeris et celle proposée par Park et al. (2001) pour deux milieux solide-fluide stratifiés horizontalement. Sur la figure (2.13,(b)), on remarque que le mode n°1 a une amplitude maximale autour de  $z = 1000$  m et peut donc propager l'énergie acoustique dans le SOFAR. Cependant, l'amplitude devient quasi-négligeable quand on dépasse la profondeur de l'interface, ce qui montre que ce mode acoustique ne peut pas être excité par une source située dans le solide. Dans le cas du mode n°32, représenté dans la figure (2.13(c)), il existe de l'énergie à la fois dans le fluide et dans le solide jusqu'à une profondeur de 15 km. Cependant, sa vitesse de phase  $c$  d'environ 3.5 km/s ne lui permet pas de se propager latéralement dans le SOFAR. On rappelle qu'un mode se propageant dans la colonne d'eau peut être interprété comme la superposition de deux ondes planes se propageant en zig-zag avec un angle  $+/- \theta$  par rapport à l'horizontale, cet angle augmentant avec l'ordre du mode. Un mode élevé correspond donc à des angles de rasance élevés sur la surface et le fond de la mer. Ainsi dans la propagation le long du SOFAR, plus le mode discret est élevé (le n°32 dans cet exemple), plus la réflexion de l'onde acoustique est proche de la

## 2.2. Modèles existants de la production des ondes T

verticale. La vitesse de phase d'un mode  $n$  ( $c_n$ ) étant définie comme la projection sur l'axe horizontal de la vitesse apparente du déplacement de l'onde dans un mode donné, celle-ci va augmenter avec le nombre du mode. Si l'on considère le milieu inférieur non rigide dans ce type de guide d'onde, celui-ci possède une vitesse de propagation  $c_i$ . D'après la loi de réfraction de Snell-Descartes, lorsque l'angle d'incidence  $\theta$  devient supérieur à l'angle critique  $\theta_c$ , l'énergie pénètre dans le sédiment. Ainsi, à chaque réflexion, une partie de l'énergie du mode ( $n$ ) va se refracter dans le milieu inférieur. A partir d'un certain nombre de réflexions, il ne restera plus assez d'énergie dans la colonne d'eau pour rendre ce mode propagatif sur de longues distances. D'après ces observations, on peut conclure que dans le cas de milieux stratifiés et horizontaux, la théorie modale seule ne permet pas d'expliquer l'excitation d'une onde T de type abyssal.

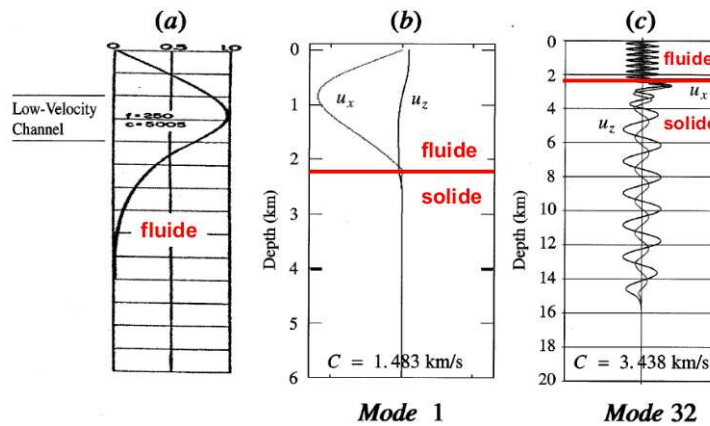


FIG. 2.13: Solution théorique modale selon Pekeris (1948) et Park et al. (2001). (a) : Solution de Pekeris, le tracé représente une fonction propre (solution pour un mode discret) en fonction de la profondeur. (b) : Solution de Park, pour le mode n°1 à une fréquence de 5 Hz, la profondeur de la colonne d'eau est de 2.25 km (pour plus de clarté, l'interface du fond océanique est tracée en rouge). ( $U_z$ ) représente de nouveau la fonction propre du déplacement vertical et ( $U_x$ ) celle du déplacement horizontal. On note que l'énergie ne pénètre quasiment pas dans le solide. (c) : Solution pour le mode n°32, de même qu'en (b), mais l'échelle verticale est différente. On note que l'énergie est présente dans le solide et dans le fluide. Recomposé à partir de (Pekeris, 1948) et (Park et al., 2001)

Plus tard, le travail de Park and Odom (1999) propose un modèle permettant de générer des modes acoustiques capables de se propager dans le SOFAR. Ce modèle intègre des géométries complexes de type rugosité aléatoire au niveau de l'interface solide-fluide. Ce mécanisme permet de briser la symétrie orthogonale utilisée auparavant (demi-espaces homogènes stratifiés), qui rend impossible la propagation latérale d'ondes T du point de vue de la théorie modale. Par la suite, Park et al. (2001) appliquent ce résultat et proposent un scénario de production d'onde T par un effet de transfert de mode lié à la rugosité appelé : "modal scattering". Comme l'illustre la figure 2.14, l'idée est qu'une source en profondeur peut exciter des modes hauts dits "modes crustaux" ou modes hybrides intermédiaires (crustaux-acoustiques), qui à leur tour peuvent exciter des modes bas dits "modes acoustiques" (seuls capables de propager une onde T) par l'effet de la rugosité du fond océanique. La figure 2.15 montre le résultat du modèle de "modal scattering". En utilisant le code DISPERSO (Saito, 1988), l'auteur simule le champ initial d'excitation modale sur l'ensemble du domaine solide-fluide, à partir d'un séisme de fréquence 5 Hz à 9 Km de profondeur, avec une interface située à 2.25 km de profondeur. On rappelle que dans ce formalisme, le

type de domaine excité est fonction du nombre modal ( $m_i$ ), on a 3 cas de figures :

1.  $0 < m_i < 19$  : correspond aux modes fondamentaux de type Stoneley qui sont les modes propagatifs acoustiques les seuls capables de produire une onde T.
2.  $19 < m_i < 39$  : correspond aux modes hybrides capables d'exciter à la fois de l'énergie dans le solide et le fluide, ainsi que des ondes d'interfaces. Cependant la vitesse de phase trop élevée ne leur permet pas de se propager latéralement dans le SOFAR.
3.  $m_i > 39$  : correspond aux modes crustaux ne pouvant pas produire d'onde T dans le SOFAR.

Dans le cas d'une interface plane (fig. 2.15a), approximativement 40 modes sont excités, allant du mode 19 à 58. On constate qu'aucun mode acoustique n'est excité, ce qui ne permet pas la production d'onde T. Dans le cas d'une interface rugueuse (fig. 2.15b), on remarque que beaucoup de modes bas sont excités par transfert des modes hauts vers les modes bas dû à l'effet de la rugosité intégrée dans le modèle. Ainsi, cet effet de "modal scattering" rend possible la production d'une onde T.

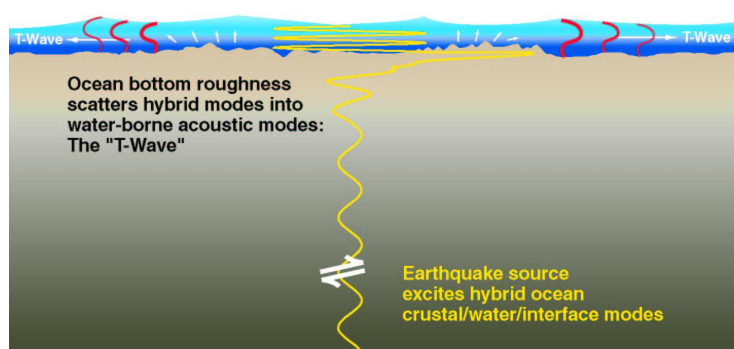


FIG. 2.14: Principe de la production d'onde T par transfert de modes crustaux vers les modes acoustiques, (Odom)

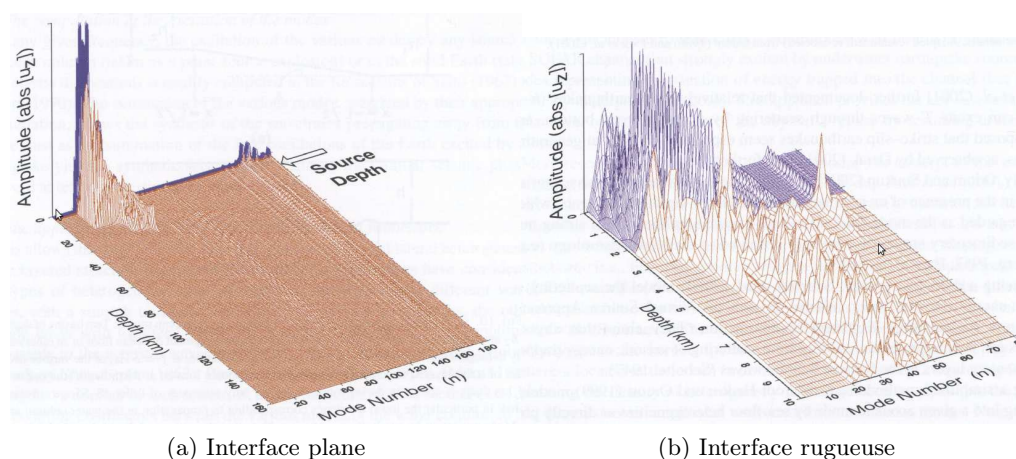


FIG. 2.15: Mise en évidence de la production d'onde T par le modèle de "modal scattering", (Park et al., 2001). Les sorties graphiques représentent l'excitation modale pour un séisme de fréquence 5 Hz à 9 km de profondeur dans un milieu solide-fluide avec une interface située à 2.25 km de profondeur : (a) cas des couches solide-fluide planes et latéralement homogènes, (b) cas d'une interface solide-fluide rugueuse.

### Production d'onde T par excitation modale sur un fond rugueux au voisinage de l'épicentre ("Seafloor scattering")

Le phénomène de diffusion/diffraction à l'interface du fond océanique pour la production d'onde T fut introduit pour la première fois par [Walker et al. \(1991\)](#). Celui-ci utilise les données des hydrophones du MILS (Missile Impact Locating System), qui pendant les années 60 a enregistré près de 20 000 événements à partir de 7 stations dans le Pacifique Nord. Il constate après localisation que beaucoup de ces événements semblent liés à la présence de nombreux hauts topographiques le long de la dorsale Juan de Fuca. Il avance que ces reliefs à proximité de l'épicentre des séismes peuvent jouer le rôle de sources secondaires comme radiateur d'énergie. Ces reliefs culminant dans l'axe du SOFAR et présentant une topographie de détail rugueuse, ils peuvent ré-émettre l'énergie par diffusion/diffraction et ainsi produire une onde T facilement piégée dans le guide d'onde, comme l'illustre le scénario (a) de la figure 2.9. Le travail de [de Groot-Hedlin and Orcutt \(1999\)](#) est la première modélisation de ce type de production d'onde T par des sources secondaires autour de l'épicentre. Ces auteurs notent que le phénomène de "downslope propagation" ne suffit pas à expliquer totalement la production d'onde T observée au niveau des pentes bathymétriques à proximité de l'épicentre. Ils partent du constat que celles-ci sont généralement peu inclinées et sont donc le plus souvent recouvertes d'une couche de sédiments. Or, d'après les différences d'impédance acoustique  $Z_i$  (définie pour un milieu (i) comme  $Z_i = \rho_i c_i$ , où  $\rho_i$  et  $c_i$  sont respectivement la densité et la célérité du milieu considéré) entre la crôte océanique et la colonne d'eau, le coefficient de réflexion à l'interface eau-sédiment est compris entre ( $0.2 < \alpha < 0.4$ ). Plusieurs réflexions eau-air et eau-sédiment sont nécessaires pour atteindre l'angle minimum permettant le piégeage dans le canal SOFAR, ceci ayant pour conséquence une forte diminution de l'énergie pouvant se propager dans le SOFAR. Pourtant, on enregistre un grand nombre d'ondes T énergétiques dans cette configuration. En utilisant une théorie des modes relativement simplifiée, ce premier travail montre qu'il est possible de simuler la production d'une onde T comme la somme des excitations des modes acoustiques en chaque point source secondaire au niveau du plancher océanique. Ce modèle a permis de reproduire les caractéristiques générales de l'onde T provenant de 2 essais sismiques localisés au niveau des îles Kuril et Andreanof et enregistrés par la station des îles Wake (WK30).

Dans une étude plus récente, déjà citée dans une section précédente de ce chapitre, portant sur l'étude des ondes T à partir des spectres observés (voir section 2.1.1), [de Groot-Hedlin and Orcutt \(2001\)](#) reprennent les bases de leur modèle de 1999, en affinant l'effet de la rugosité dans la production de l'onde T. Ce dernier travail a permis de reconstruire les caractéristiques principales des spectrogrammes enregistrés par la station WK30 concernant 5 séismes provenant cette fois des îles Fox (chaîne des Aléoutiennes). La figure 2.16 montre la fonction source appliquée en chaque point source secondaire en fonction de la profondeur de celui-ci. Cette fonction source correspond à une amplitude acoustique excitée au niveau de la source secondaire, on remarque que celle-ci varie fortement en fonction de la profondeur. A partir de ces fonctions sources, on note que seuls les modes bas dits "fuyants", qui se propagent à la fois dans la colonne d'eau et dans le plancher océanique, pourront se propager jusqu'à l'hydrophone. Cette propagation complexe de la source au récepteur est décrite en termes de perte de niveau acoustique (dB) pour un mode excité donné; on a :

$$dB_{loss} = \beta f \int_{recepteur}^{source} dr \int_x^{z_b} \psi^2(z) dz \quad (2.2)$$

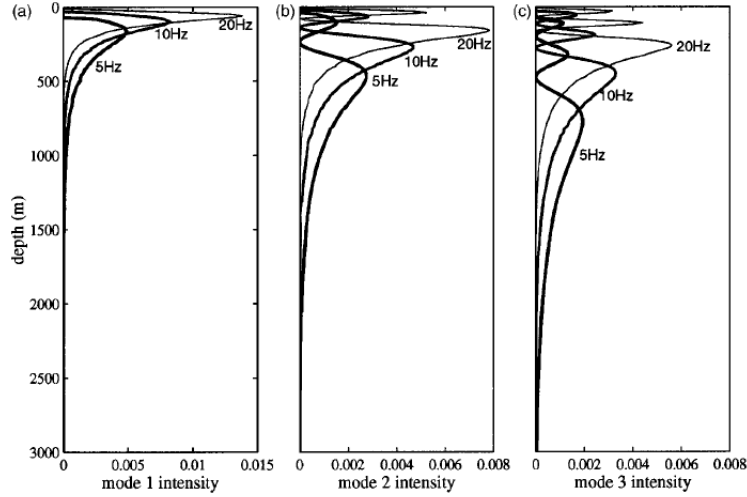


FIG. 2.16: Amplitude de l'excitation acoustique pour les 3 premiers modes à partir du profil de vitesse de la colonne d'eau et de la couverture sédimentaire au niveau des îles Fox (chaîne des Aléoutiennes), (de Groot-Hedlin and Orcutt, 2001). Les profils de vitesses correspondent à la moyenne annuelle dans la région du séisme (a). Amplitude des 3 premiers modes pour une fréquence de 5 Hz (b) et de 10 Hz (c).

Avec  $(\beta)$  le coefficient d'atténuation dans la couche de sédiment (en dB/km/Hz) et  $z_b(r)$  la profondeur donnée pour une position en  $(x)$  le long du trajet.

A partir de ces fonctions sources (fonction de la profondeur), le modèle intègre la pression acoustique globale en sommant la contribution de chaque point source autour de l'épicentre, en introduisant un facteur de diffusion ; la pression totale est définie comme :

$$\sum_{aire} p(r_r, z_r) \left( \frac{e^{-d_s \alpha f}}{d_s} \right) (f^n) s(\theta) \quad (2.3)$$

avec  $(d_s = \sqrt{(z_e - z_s)^2 + (r_e - r_s)^2})$  où  $(z_e)$  et  $(r_e)$  représentent les coordonnées de l'hypocentre et  $(d_s)$  la distance de l'hypocentre au point source (i).  $(f)$  est la fréquence,  $(\alpha)$  est le coefficient d'atténuation,  $(s(\theta))$  le coefficient de diffusion fonction de l'angle d'incidence de la rugosité de l'interface. La fonction de diffusion dépend du rapport entre l'échelle caractéristique moyenne de la rugosité notée  $(m_i)$ , l'angle d'incidence  $(\alpha_i)$ , et la longueur d'onde incidente  $(\lambda_i)$ . Deux cas se présentent :

1.  $(\lambda_i) = (m_i)$  et  $(\alpha_i)$  proche de la verticale : la diffusion se fera dans la direction spéculaire (angle sortant = angle incident). Dans ce cas, on retrouve le mécanisme de "downslope propagation".
2.  $(\lambda_i) < (m_i)$  et  $(\alpha_i)$  a une incidence oblique : cette configuration permet d'appliquer la méthode des petites perturbations (MSP). L'énergie acoustique est diffusée dans toutes les directions, permettant ainsi le piégeage d'une partie dans le SOFAR.

La figure 2.17 montre le résultat et la localisation de l'excitation des différents modes acoustiques au niveau du voisinage de la source. On remarque que les modes bas sont excités loin de la source (100 km) sur les zones peu profondes au niveau des pentes continentales. Ces modes bas vont se propager sans obstacle jusqu'à l'instrument. Les modes hauts vont eux être excités au voisinage de l'épicentre. Etant excités en milieu plus profond, ils seront susceptibles d'être bloqués par les reliefs sous-marins le long du trajet acoustique.



## 2.2. Modèles existants de la production des ondes T

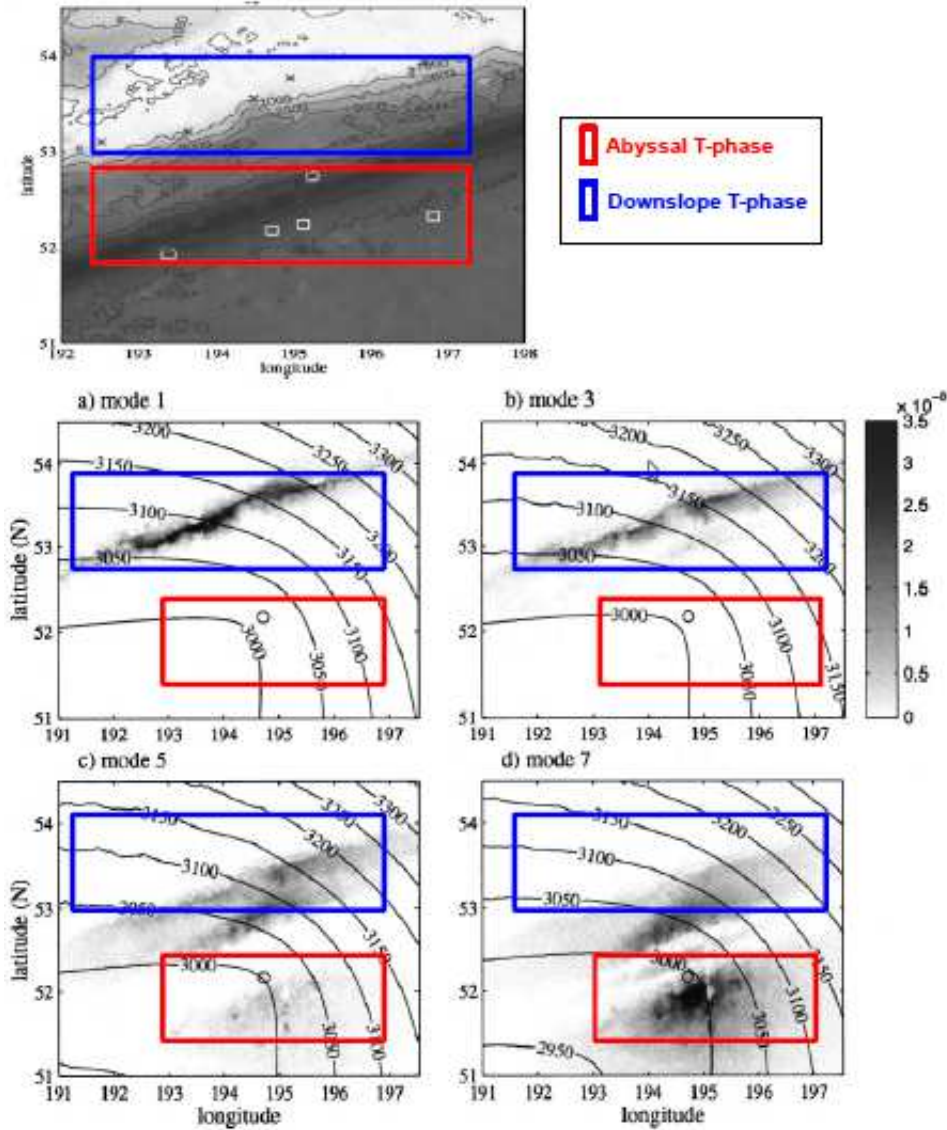


FIG. 2.17: Carte des épacentres des 5 séismes des îles Fox et localisation des sources acoustiques pour les différents modes produisant l'onde T enregistrée à la station WK30, adapté de [de Groot-Hedlin and Orcutt \(2001\)](#). En haut, bathymétrie autour des îles Fox, le continent est en blanc. On représente les zones correspondant à la production de "Slope" et "Abyssal T-phases". En bas, excitation de l'onde T pour une fréquence de 5 Hz au mode 1 (a), au mode 3 (b), au mode 5 (c) et au mode 7 (d). L'épicentre est marqué par un cercle. Les contours surimposés à la carte montrent les temps de voyage de l'onde T du point de conversion à la station (en s).



La figure 2.18 montre le résultat du spectrogramme simulé (à gauche) et du spectrogramme réel enregistré à la station WK30 (à droite). Les spectrogrammes synthétiques permettent de retrouver les deux types d'arrivées ("T-phase") caractéristiques dans le train d'onde T (voir fig 2.3). De nouveau on observe :

1. Une 'abyssal T-phase' qui correspond à l'onde T produite par l'excitation de mode acoustique plus élevé en profondeur et proche de l'épicentre. Il est donc logique que celle-ci soit la première arrivée. On retrouve un pic symétrique de haute fréquence et de faible durée.
2. Une 'slope T-phase' qui correspond à l'onde T produite par l'excitation de mode acoustique bas dans des zones peu profondes, sur les hauts bathymétriques dans la région de l'épicentre jusqu'à des centaines de km. Celle-ci arrive plus tardivement et s'étale dans le temps, en effet les points sources secondaires se trouvent plus éloignés de l'épicentre ((voir fig. 2.17, si l'on compare (a) par rapport à (d)). On retrouve une arrivée d'énergie basse fréquence avec une longue durée.

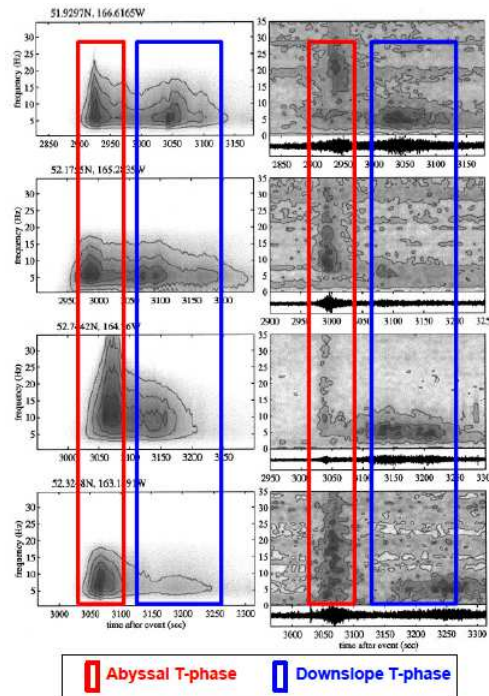


FIG. 2.18: Comparaison entre le spectrogramme simulé (à gauche) et le spectrogramme réel enregistré à la station WK30 (à droite), adapté de [de Groot-Hedlin and Orcutt \(2001\)](#). Dans la colonne de gauche, les spectrogrammes synthétiques sont obtenus par interpolation de la somme des enveloppes des ondes T simulées pour tous les modes aux fréquences 2, 5, 10 et 20 Hz.

Ce modèle qui fait consensus depuis plus de 10 ans a permis d'apporter une meilleure compréhension du mécanisme de production des ondes T. Cependant, on note que les variations d'amplitude selon la fréquence ainsi que l'amplitude relative entre 'abyssal T-phase' et 'slope T-phase' sont peu contraintes dans cette modélisation. Les raisons proviennent de plusieurs hypothèses simplificatrices du modèle pour isoler l'effet de la diffusion par rapport aux autres effets :

1. Les mêmes paramètres de rugosité sont appliqués à tous les points sources secondaires, que les points de conversion soient en domaine profond (près des fosses) ou

sur les pentes continentales.

2. Incertitude sur les coefficients ( $\alpha$ ) et ( $\beta$ ) dont vont dépendre fortement les valeurs des amplitudes de l'onde T produite. Le coefficient ( $\alpha$ ) qui correspond à l'atténuation dans la croûte et le manteau a pour effet la baisse relative de la "slope T-phase" par rapport à "l'abyssal T-phase". En effet, dans le cas d'une excitation au niveau des pentes continentales, le trajet de l'onde dans la croûte est plus long car ces sites de conversion sont plus loin de la verticale de l'hypocentre. De même dans le cas de la "slope T-phase", il y a plus d'interaction avec la couche de sédiments, ainsi l'augmentation de ( $\beta$ ) correspondant à l'atténuation des sédiments a pour effet la baisse relative de "la slope T-phase" par rapport à "l'abyssal T-phase".
3. Hypothèse simplifiée d'une source à spectre plat qui ne tient pas compte du modèle de radiation autour de la source. Cette source simplifiée serait possible si le plan de faille et le temps de rupture étaient infiniment petits, ce qui est loin d'être réaliste. Dans le cas d'une source réelle, l'énergie chute en ( $\frac{1}{f}$ ) pour les fréquences supérieures à 1 Hz, ce qui pose un problème pour l'excitation des hautes fréquences.

### Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence la complexité du mode de production des ondes T. Les résultats empiriques obtenus à partir de la forme d'onde du signal hydroacoustique présentent un apport indéniable. A partir des données collectées par les réseaux d'hydrophones, les différentes études réalisées montrent qu'il est possible d'aller au-delà de l'étape de compilation de catalogues d'événements (présentée dans le chapitre 1) qui se base uniquement sur les temps d'arrivée. En effet, les interprétations de l'amplitude du signal, des spectres et des formes d'ondes permet de retrouver certaines des caractéristiques du séisme origine et de la zone de conversion où sont produites les ondes T. Cependant, il demeure de nombreuses incertitudes dans les observations et les relations empiriques ne sont pas systématiquement vérifiées, allant jusqu'à se contredire sur certains points.

Les différents modèles permettant d'expliquer la production des ondes T apparaissent quant à eux complémentaires pour expliquer les différentes observations hydroacoustiques. Cependant, qu'ils soient géométriques comme la "dowslope propagation" ou davantage physiques comme le "modal scattering", tous ces modèles s'appuient sur des hypothèses fortes, parfois très différentes (pente topographique, fond plat, présence de rugosité, etc). L'objectif de ce travail est d'aborder le problème de la production d'onde T de manière directe à l'aide d'un modèle utilisant les équations de la mécanique des milieux continus. Le modèle sera construit sans hypothèse a priori, ni sur la topographie régionale (pas de pente imposée), ni sur la topographie locale (pas de rugosité de fond). Un tel modèle devra être capable de propager une source sismique dans le milieu solide et de la convertir ensuite en onde acoustique dans le milieu fluide, permettant ainsi un calcul exact de la production d'une onde T. Le prochain chapitre présente le travail qui a permis cette modélisation à partir du code mécanique FLUSOL.

## Chapitre 3

# Modélisation de la conversion sismo-acoustique

### Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter le code sismo-acoustique FLUSOL utilisé pour modéliser la conversion des ondes sismiques en ondes T lors de ce travail de thèse. Après une présentation de l'historique de ce code, nous commencerons par en établir un diagnostic initial afin de dresser les objectifs attendus pour modéliser notre problème géophysique. Dans un deuxième temps, nous reviendrons sur la théorie de la mécanique des milieux continus nécessaire pour expliquer les équations utilisées par le code et interpréter les résultats calculés par celui-ci. Nous détaillerons également le type de schéma numérique adopté par ce code pour la formulation discrète de ces équations mécaniques. Dans une troisième partie, nous détaillerons les étapes successives du travail qui ont permis de transformer ce code "FLUSOL" devenu "SOLFLU" pour modéliser notre problème de conversion sismo-acoustique.

## 3.1 Le code FLUSOL

### 3.1.1 Pourquoi FLUSOL ?

Comme le montre la synthèse du chapitre précédent, les différents modèles existants pour expliquer la génération d’ondes T au niveau du plancher océanique soulignent que le mécanisme de conversion sismo-acoustique n’est pas encore totalement compris. Notre idée pour comprendre ce mécanisme de conversion est de résoudre le problème de manière directe, c’est-à-dire d’intégrer directement les équations de la mécanique d’un milieu fluide sur un milieu solide afin d’aboutir à un calcul exact. Le code FLUSOL est un code sismo-acoustique 2D capable à l’origine de propager des ondes d’un milieu FLUIDE vers un milieu SOLIDE. Le rendre capable de propager des ondes d’un milieu SOLIDE vers un milieu FLUIDE permettrait de modéliser notre problème de conversion sismo-acoustique.

### 3.1.2 Origine et historique du code FLUSOL

Initialement, le code FLUSOL a été développé au sein de l’INRIA (Institut National de Recherche en Informatique Appliquée) sur le site de Rocquencourt sous le nom de ELAS2D. Dans le milieu des années 90, une “équipe-projet” regroupée sous le nom de projet : « ONDES » travaille sur le problème de la modélisation numérique des phénomènes de propagation des ondes dans les milieux élastiques. Une des applications majeures est le contrôle non-destructif par source ultra-sonore pour détecter la présence de défauts dans une structure.

Dans le cadre d’un contrat entre l’INRIA et EDF (Electricité de France), cette application a donné lieu au travail de thèse de Tsogka (1999). Les travaux ont produit un code transféré en 1999 à EDF ; depuis, cette entreprise l’utilise largement sous le nom ATHENA2D. L’objectif était de pouvoir calculer l’onde diffractée par un défaut structurel tel une fissure dans un réacteur nucléaire. La figure 3.1 décrit la simulation, on trouve :

- les domaines 1, 2 et 3 qui représentent la structure du réacteur, ici modélisés par 3 milieux solides élastiques homogènes et isotropes ;
- en rose au centre, une fissure de géométrie complexe intégrée dans le maillage du domaine de calcul ;
- en jaune en bas, la source ultra-sonore servant à détecter la fissure ;
- en rouge autour du domaine, des “couches absorbantes” qui traitent le calcul sur les bords du domaine.

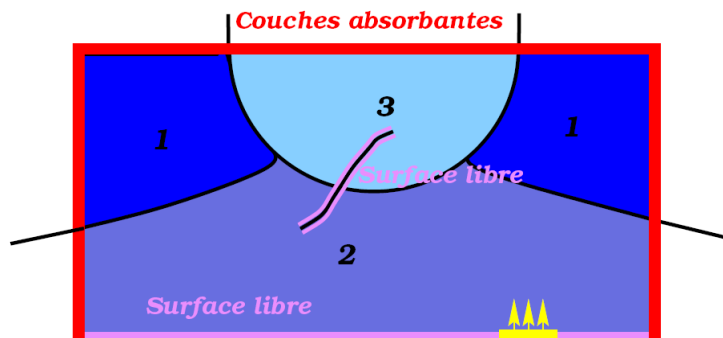


FIG. 3.1: Contrôle non-destructif : détection d’une fissure dans un réacteur nucléaire par source ultra-sonore, (Tsogka, 1999)

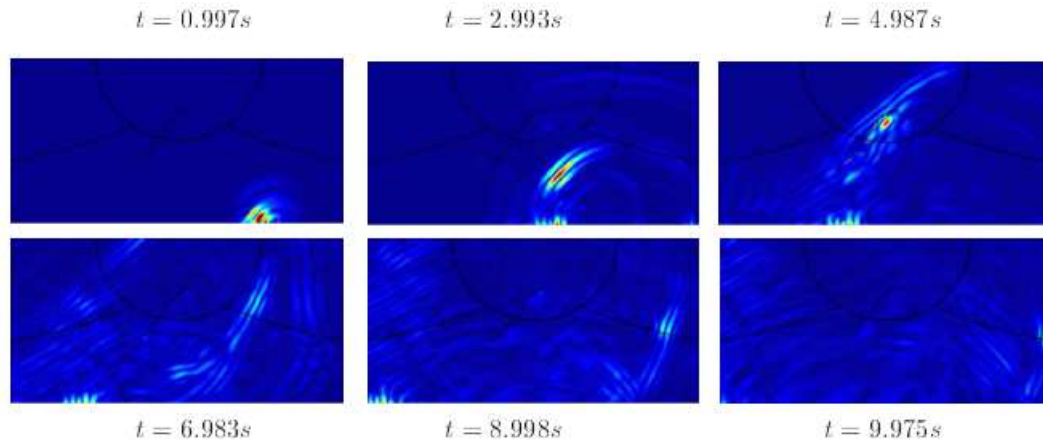


FIG. 3.2: Test d'une structure par contrôle non-destructif ultra-sonore, (Tsogka, 1999)

Voici le résultat de la simulation, sur la figure 3.2 on voit la diffraction de l'onde source générée en bas à droite par la fissure au centre.

Le résultat le plus intéressant pour isoler l'effet de la fissure est obtenu en faisant la différence entre la solution du problème avec fissure et celle du problème sans fissure. Sur la figure 3.3 au temps  $t=4.985$  s, l'effet de diffraction lié au défaut structural est très visible.

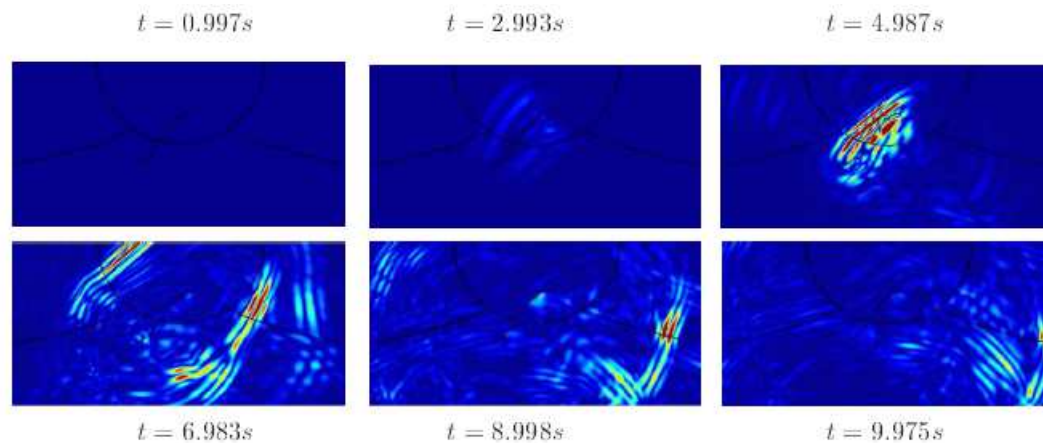


FIG. 3.3: Contrôle non-destructif : effet de la diffraction lié à la fissure obtenu par différence entre la simulation avec et sans fissure (Tsogka, 1999)

A l'issue de ce travail, un court film pédagogique a également été réalisé (Tsogka and Paouri, 1998). L'objectif scientifique de ce travail de thèse était de parvenir à une méthode de résolution numérique de l'équation des ondes en régime transitoire dans des milieux de propagation complexes, tels que des matériaux élastiques hétérogènes et anisotropes. Pour ce type de milieu, l'approximation numérique de l'équation des ondes est indispensable car les méthodes analytiques sont inutilisables ; on comprend alors l'intérêt de l'outil de modélisation numérique. Nous reviendrons dans un paragraphe suivant sur les bases de la théorie numérique du code développé par Chrysoula Tsogka. Depuis 2005, le projet a été rebaptisé « POEMS » (acronyme de Propagation des Ondes : Étude Mathématique et Simulation, Unité Mixte de Recherche UMR 2706, Paris) et le travail de développement se poursuit à travers plusieurs contrats d'applications industriels (Joly, 2007).



Par la suite, ce code a été transféré à l'équipe de recherche SAGE (Simulations et Algorithmes sur des Grilles de calcul appliqués à l'Environnement) basée à l'IRISA de Rennes pour une utilisation liée au domaine de la géophysique. D'une manière générale, cette équipe travaille sur l'optimisation d'algorithmes liée à de l'algèbre linéaire et sur du calcul parallèle et du calcul sur grilles<sup>1</sup>. Les applications liées à l'environnement concernent principalement l'hydrogéologie et la géophysique. Ainsi est née une coopération régionale avec l'IFREMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer) sur le thème « Contribution au développement de l'offshore pétrolier : développement de nouveaux moyens d'exploration géophysique ». Dans ce cadre, Zein (2007) a conduit un travail de thèse de 2003 à 2006 portant sur les méthodes d'optimisation d'inversions sismiques. Un des objectifs initiaux était d'adapter le code ELAS2D aux problèmes de la sismique sous marine haute résolution, à cette occasion le code est rebaptisé FLUSOL. Une partie de son travail de thèse porte sur des développements supplémentaires de ce code dont les grandes étapes sont les suivantes :

1. Optimisation des routines de calcul du code en faisant appel à des bibliothèques de calcul numérique plus adéquates.
2. Développement d'une autre interface graphique, mieux adaptée à définir les milieux solide et fluide.
3. Formulation probabiliste du problème visant à comparer les résultats avec la méthode statistique MCMC (Markov Chain Monte Carlo) en lançant le code un grand nombre de fois. L'objectif est de quantifier l'effet de chacun des paramètres d'entrée sur la pression et les vitesses calculées dans le fluide (Zein et al., 2008).

### 3.1.3 Diagnostic de départ et objectifs pour le code FLUSOL

Au stade où nous en disposons, ce code a été optimisé en vue de l'étude de la propagation des ondes dans les fonds marins dans le contexte de la recherche pétrolière. On rappelle que la méthode de prospection classique consiste à provoquer une explosion sous-marine (à l'aide d'un canon à air, dynamite ou "Sparker") afin d'imager le socle et les remplissages sédimentaires par sismique-réflexion ou sismique-réfraction. Dans cette utilisation en sismique provoquée, la source est immergée dans la couche supérieure fluide, on s'intéresse à la conversion fluide-solide et non à l'inverse. Notre idée est d'implémenter la source sismique dans la couche inférieure solide pour propager des ondes élastiques vers le milieu fluide. On espère ainsi pouvoir modéliser le phénomène de conversion des ondes sismiques en ondes acoustiques à l'origine de la production des ondes T. La figure 3.4 illustre le schéma de principe.

A ce stade, le travail réalisé sur ce code est essentiellement d'optimisation numérique, aucune application géophysique concrète n'ayant été encore réalisée. Au départ de ce travail de thèse, le diagnostic initial du code est relativement incertain. La question est la suivante : FLUSOL est-il un outil adapté pour simuler la conversion des séismes sous-marins à l'interface du plancher océanique ? Le tableau 3.1 résume le diagnostic initial et les objectifs attendus par rapport à notre problématique. Après un développement sur la théorie à la base du code FLUSOL, les paragraphes suivants de ce chapitre détailleront les étapes des transformations pour atteindre les objectifs listés ici.

---

<sup>1</sup>calcul permettant de relier des équipements géographiquement distants, via Internet, de manière à constituer un réseau de calcul sur lequel les ressources sont à la fois globalisées et dématérialisées.

Possibilités initiales du code FLUSOL	Objectifs attendus du code modifié SOLFLU
source ponctuelle dans le domaine fluide	implémenter une source de type sismique dans le domaine solide
discrétisation spatio-temporelle indéfinie	adaptation du domaine à l'échelle de notre problème : 10km*10km pour une source à 5Hz
milieu solide non paramétré	paramétriser un milieu solide type croûte océanique ?
sortie du code : instantanés du calcul du champ des vitesses-contraintes	outil permettant de visualiser les ondes en séries temporelles en tout point du domaine

TAB. 3.1: Diagnostic et objectifs attendus du code FLUSOL

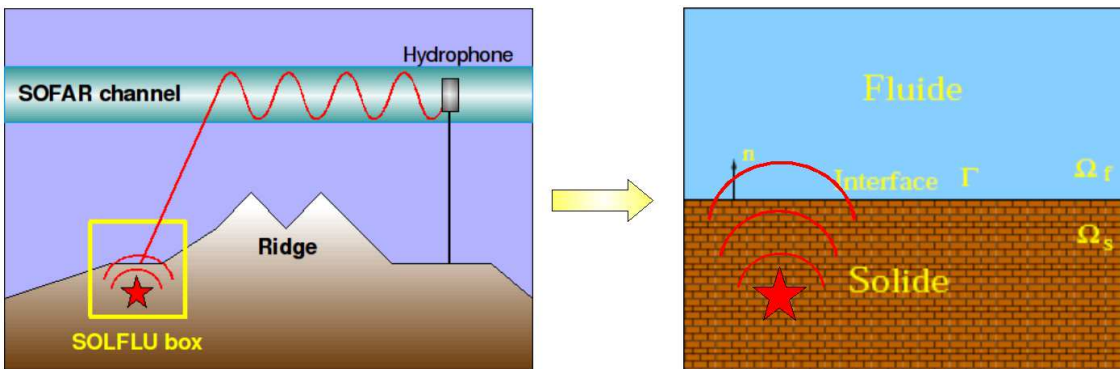


FIG. 3.4: Principe de la modélisation du code FLUSOL, on note  $\Omega_s$  et  $\Omega_f$  les milieux solide et fluide respectivement,  $(\tau)$  l'interface solide-fluide orientée par le vecteur surface  $\vec{n}$

## 3.2 Théorie et architecture de FLUSOL

### 3.2.1 Théorie de la mécanique utilisée par FLUSOL

Ce chapitre utilise un certain nombre de grandeurs et contient un peu de développement mathématique. Pour faciliter sa lecture, on propose dès l'introduction un résumé définissant chacun des symboles utilisés (tableau 3.2) suivi d'un memento sur les relations mathématiques et théorèmes utiles pour les calculs qui suivent.

Symboles	Définitions
$dV$	volume élémentaire représentant le milieu étudié
$\vec{U}$	déplacement du volume élémentaire
<i>milieu solide</i>	
$\vec{v}_s$	vitesse relative au déplacement du $dV$
$\vec{\omega}$	tenseur des rotations du $dV$
$\vec{\varepsilon}$	tenseur des déformations du $dV$
$\vec{\sigma}$	tenseur des contraintes du $dV$
$C_{ijkl}$	coefficients d'élasticité
$D_{ijkl}$	coefficients de rigidité
$\lambda, \mu$	coefficients de Lamé
$E$	module de Young
$\nu$	nombre de Poisson
$\rho_s$	densité du milieu élastique
$\vec{g}$	vecteur gravité
<i>milieu fluide</i>	
$\vec{v}_f$	vitesse relative au déplacement du $dV$
$p$	pression dans le fluide
$\rho_f$	densité du milieu fluide

TAB. 3.2: Liste des symboles utilisés

**Rappel sur les opérateurs et égalités**

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\text{grad}} f = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (3.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div} \vec{U} = \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\text{rot}} \vec{U} = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} \wedge \begin{bmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z} \\ \frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x} \\ \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (3.3)$$

**Notations utilisées**

On note  $\vec{\vec{A}}$  le tenseur A (ou matrice A), on rappelle que :

1. le gradient d'un scalaire (A) est un vecteur, on le note :  $\vec{\text{grad}}(A)$
2. le gradient d'un vecteur ( $\vec{A}$ ) est un tenseur, on le note :  $\vec{\vec{\text{grad}}}(\vec{A})$
3. la divergence d'un vecteur ( $\vec{A}$ ) est un scalaire, on le note :  $\text{div}(\vec{A})$
4. la divergence d'un tenseur ( $\vec{\vec{A}}$ ) est un vecteur, on le note :  $\vec{\text{div}}(\vec{\vec{A}})$

**Quelques relations utiles entre opérateurs**

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\text{div}}(F(\vec{I})) = \vec{\text{grad}}F \end{array} \right. \quad (3.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\text{div}} \vec{\varepsilon} = \vec{\Delta} \vec{U} + \frac{1}{2}(\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{U})) \end{array} \right. \quad (3.5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\Delta} \vec{x} = \vec{\text{grad}}(\text{div} \vec{x}) - \vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{x}) \end{array} \right. \quad (3.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\vec{\text{grad}}(f)) = \Delta f \end{array} \right. \quad (3.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\vec{\text{rot}}(\vec{x})) = 0 \end{array} \right. \quad (3.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\text{rot}}(\vec{\text{grad}}f) = \vec{0} \end{array} \right. \quad (3.9)$$

### Présentation des équations du code

Pour modéliser la propagation d'une onde dans un milieu élastique (solide) et acoustique (fluide) le code FLUSOL utilise les équations de la mécanique des milieux continus. Les équations suivantes (3.10) décrivent la formulation utilisée : vitesse-contrainte d'ordre 1 pour les ondes élastiques ( $\Omega_s$ ) et vitesse-pression pour les ondes acoustiques ( $\Omega_f$ ). Sur l'interface on impose les conditions de continuité classiques.

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_s \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} - \vec{div} \vec{\sigma}_s = 0 \quad (\Omega_s) \\ \vec{D} \frac{\partial \vec{\sigma}}{\partial t} - \vec{\epsilon}(\vec{v}_s) = 0 \quad (\Omega_s) \\ \rho_f \frac{\partial \vec{v}_f}{\partial t} - \vec{grad}(p) = 0 \quad (\Omega_f) \\ \frac{\partial p}{\partial t} + c_f^2 \rho_f \vec{div} \vec{v}_f = 0 \quad (\Omega_f) \\ \vec{v}_s \cdot \vec{n} = \vec{v}_f \cdot \vec{n} \quad (interface) \\ \vec{\sigma} \cdot \vec{n} = -p \cdot \vec{n} \quad (interface) \end{array} \right. \quad (3.10)$$

Dans cette partie, après avoir présenté les équations des ondes correspondant au domaine solide ( $\Omega_s$ ) dans le système d'équation 3.10, nous allons mieux expliquer comment à partir de celles-ci il est possible de décrire la propagation des ondes de type sismique comme dans notre exemple : un séisme en profondeur se propageant dans un basalte océanique. L'objectif ici n'est pas de ré-écrire un cours de physique disponible par ailleurs dans de nombreux ouvrages, mais de bien cerner la théorie utilisée pour comprendre le calcul effectué par le code et interpréter rigoureusement ses résultats. Pour cela, un retour par la mécanique des milieux continus est nécessaire ; le raisonnement se bâtit autour du  $dV$ , le volume élémentaire. Pour mieux connecter le développement théorique suivant à notre problème, considérons ce volume élémentaire  $dV$  comme "un morceau de basalte" se déplaçant et se déformant au passage de l'onde sismique. Ce sont les vitesses  $v_s$  et  $v_f$  des volumes élémentaires respectivement fluide et solide que calcule le code.

## Les équations solides

### Principe fondamental de la dynamique

$$\rho_s \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} - \text{div} \vec{\sigma}_s = 0 \quad (\Omega_s) \quad (3.11)$$

La première équation (3.11) est la forme locale du principe fondamental de la dynamique (l'action de la pesanteur est négligée).  $\rho_s$  est la masse volumique du milieu solide,  $v_s$  est le vecteur vitesse du point M.

Pour exprimer les forces qui causent la déformation de  $dV$ , on utilise le tenseur des contraintes  $\sigma_s$  en M. On décompose les forces qui s'appliquent sur les facettes virtuelles de notre volume élémentaire. Ces forces externes sont vues ici comme un état de contraintes internes (en Pascal  $\sigma = \frac{F}{S}$ ) que décrit le tenseur (figure 3.5).

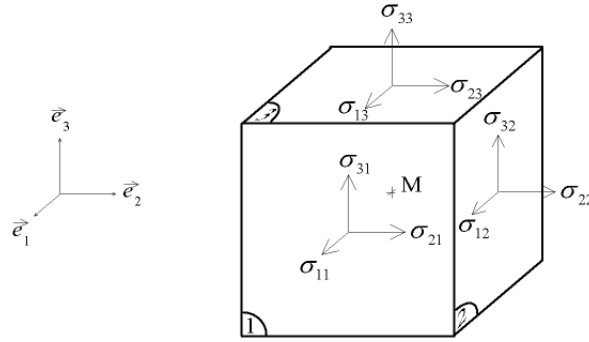


FIG. 3.5: Tenseur des contraintes s'exerçant sur notre  $dV$

Pour l'ensemble des trois facettes orientées respectivement selon le repère  $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ , on obtient le tenseur symétrique  $(\vec{\sigma})$  tel que :

$$\vec{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma_{12} = \sigma_{21} \\ \sigma_{13} = \sigma_{31} \\ \sigma_{23} = \sigma_{32} \end{cases} \quad (3.12)$$

Dans le cas en 2D du code le tenseur se réduit à :

$$\vec{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma_{12} = \sigma_{21} \\ \sigma_{11} = \sigma_{22} \end{cases} \quad (3.13)$$

Détaillons ici comment à partir de l'écriture la plus simple du principe fondamental de la dynamique nous parvenons à une autre formulation en déplacement-contrainte. Le principe fondamental de la dynamique nous dit :

$$m\vec{\gamma} = \Sigma \vec{F}_{ext} \quad (3.14)$$

Ici, considérons le vecteur déplacement  $\vec{U}$  qui correspond au déplacement de l'élément



de volume  $dV$ , de manière plus complète on peut ré-écrire :

$$\begin{aligned}
 m \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} &= \Sigma \vec{F} \\
 &= \underbrace{\Sigma \vec{F}_{contact}}_{\text{contraintes interne}} + \underbrace{\vec{F}_{pesanteur}}_{\Sigma F_{distance}}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

Dans le bilan total des forces, au passage d'une onde sismique qui va engendrer le déplacement  $\vec{U}$  du  $dV$ , les forces  $F_{distance}$  correspondant ici à la pesanteur (action ayant pour effet la compaction de la roche) vont être négligeables devant les  $F_{contact}$  qui correspondent à l'état de contrainte du  $dV$  provoqué par le déplacement de celui-ci au passage de l'onde sismique. Si l'on normalise chaque membre par unité de volume, et que l'on exprime en vitesse-contrainte, on retrouve l'équation (3.11) :

$$\boxed{\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = \vec{div} \vec{\sigma}} \tag{3.16}$$

### Loi de Hooke

La deuxième équation (3.17) représente la dérivé temporelle de la loi de Hooke ou loi de comportement de l'élasticité linéaire.

$$\vec{D} \frac{\partial \vec{\sigma}}{\partial t} - \vec{\epsilon}(\vec{v}_s) = 0 \tag{3.17}$$

Dans le cas du passage d'une onde sismique, on comprend que le mouvement d'un volume de roche sera proportionnellement faible par rapport à la dimension de celui-ci. En mécanique on parle de petite déformation. Si l'on considère le déplacement, c'est-à-dire l'allongement dans une direction par rapport à la longueur du  $dV$  dans cette direction, soit le rapport  $\epsilon = \frac{\Delta l}{l}$  correspondant à la déformation, alors on aura  $\epsilon \ll 1$ . L'hypothèse de la petite déformation nous place d'emblée dans le cas d'une **déformation élastique**, c'est-à-dire que l'allongement augmente linéairement avec la contrainte qui le génère et est réversible. A l'inverse, l'autre domaine est le **domaine plastique**, où un allongement résiduel persiste et le solide ne reprend pas sa forme initiale. La figure 3.6 représentant le diagramme classique contraintes/déformations illustre ces deux types de comportement d'un matériau.

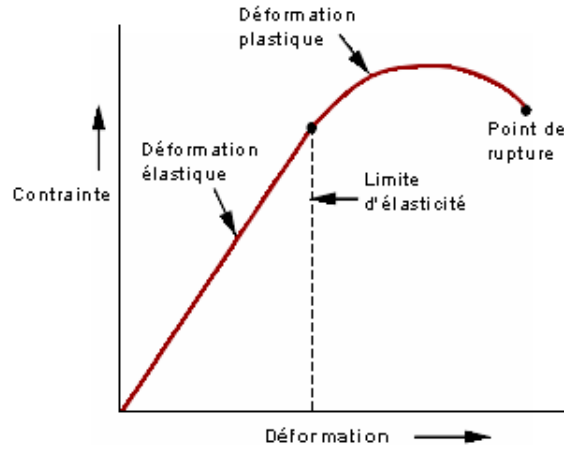
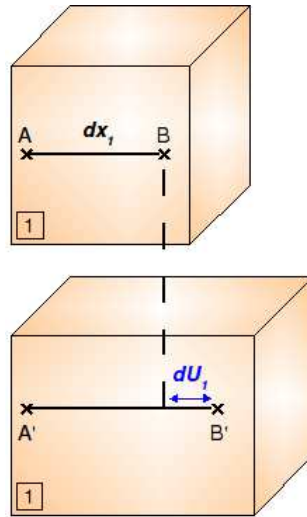
On définit ici le tenseur déformation : en mécanique des milieux continus, on étudie les déformations et les taux de déformation associés à une transformation d'un milieu. La notion de déformation appliquée à un volume élémentaire du milieu  $dV$  sert à quantifier :

- des variations de distance entre deux points matériels du solide
- des modifications d'angle entre deux couples de points matériels du solide

Soit un volume élémentaire  $dV$  placé dans un repère cartésien, les trois facettes sont orientées par les vecteurs  $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ . On exprime le déplacement de ce  $dV$  au passage de l'onde sismique par le vecteur  $\vec{U}$ .

Prenons l'exemple d'un allongement horizontal qui déforme le  $dV$ . La figure 3.7 nous montre la déformation sur la face n°1 (orientée selon la direction  $\vec{e}_1$ ), on a :

$$dU_1 = \frac{\partial U_1}{\partial x_1} dx_1 = \epsilon dx_1 \tag{3.18}$$


 FIG. 3.6: Domaines de déformation  $\varepsilon$  en fonction de la contrainte  $\sigma$ 

 FIG. 3.7: Déformation du  $dV$  selon une direction

Si on généralise pour l'ensemble des facettes pour les trois composantes, on a :

$$\begin{aligned}
 d\vec{U} &= (\vec{\text{grad}} \vec{U}) d\vec{X} \\
 &= \begin{bmatrix} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} & \frac{\partial U_1}{\partial x_2} & \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \\ \frac{\partial U_2}{\partial x_1} & \frac{\partial U_2}{\partial x_2} & \frac{\partial U_2}{\partial x_3} \\ \frac{\partial U_3}{\partial x_1} & \frac{\partial U_3}{\partial x_2} & \frac{\partial U_3}{\partial x_3} \end{bmatrix} d\vec{X}
 \end{aligned}
 \tag{3.19}$$

On se propose ici de décomposer ce vecteur déplacement  $\vec{U}$  en la somme d'une composante de déformation  $\vec{\varepsilon}$  (symétrique) et d'une composante de rotation  $\vec{w}$  (antisymétrique). On peut décomposer une matrice  $(\vec{A})$  comme la somme d'une composante symétrique et d'une composante antisymétrique :

$$\vec{A} = \frac{1}{2}(\vec{A} + \vec{A}^t) + \frac{1}{2}(\vec{A} - \vec{A}^t) \quad (3.20)$$

Ainsi, on peut ré-écrire le  $\vec{grad}(\vec{U})$  en remarquant que par définition même le tenseur des déformations est symétrique.

$$\vec{grad}(\vec{U}) = \underbrace{\frac{1}{2}[(\vec{grad}(\vec{U})) + (\vec{grad}(\vec{U}))^t]}_{\vec{\varepsilon} = \text{déformation}} + \underbrace{\frac{1}{2}[(\vec{grad}(\vec{U})) - (\vec{grad}(\vec{U}))^t]}_{\vec{w} = \text{rotation}} \quad (3.21)$$

Ce tenseur est lié à la déformation par la loi de comportement appelée **loi de Hooke**, que l'on peut formuler en utilisant les coefficients **d'élasticité** (équation 3.22a) ou selon les coefficients de **rigidité** (équation 3.22b).

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} & (3.22a) \\ \varepsilon_{ij} = D_{ijkl} \sigma_{kl} & (3.22b) \end{cases}$$

On peut aussi utiliser la notation de tensorielle (ou matricielle), ce qui nous donne :

$$\begin{cases} \vec{\sigma} = \vec{C} \vec{\varepsilon} \\ \vec{\varepsilon} = \vec{D} \vec{\sigma} \end{cases} \quad (3.23)$$

Dans ces deux cas, les paramètres  $C_{ijkl}$  ou  $D_{ijkl}$  traduisent les propriétés intrinsèques du matériau, c'est-à-dire comment celui-ci va se déformer ( $\vec{\varepsilon}$ ) par rapport à un champ de contraintes qu'on lui impose ( $\vec{\sigma}$ ). Dans la partie suivante, nous allons détailler comment on établit ces coefficients d'élasticité et de rigidité, ce qui nous permettra plus tard de pouvoir paramétrer un milieu élastique de type croûte océanique ou un remplissage sédimentaire. Les quantités  $C_{ijkl}$  et  $D_{ijkl}$  ne dépendent que des propriétés du milieu, elles apparaissent comme les composantes d'un tenseur du quatrième ordre, dit tenseur d'élasticité au point x. Ce tenseur d'indices  $ijkl$  possède donc théoriquement ( $i \times j \times k \times l$ ) soit ( $3 \times 3 \times 3 \times 3 = 81$ ) composantes. Le tenseur  $C_{ijkl}$  est nécessairement symétrique en i, j puisque  $\sigma_{ij}$  l'est. Il l'est aussi en k, l puisque  $\varepsilon_{kl}$  l'est. Les composantes dans une base arbitraire doivent être invariantes par une transformation orthogonale arbitraire.

Ces tenseurs symétriques d'ordre 4 vérifient :

$$\left\{ C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{klij} D_{ijkl} = D_{jikl} = D_{ijlk} = D_{klij} \right. \quad (3.24)$$

D'où l'écriture suivante de la loi de Hooke pour le code FLUSOL qui fait intervenir  $C_{ijkl}$  ou  $D_{ijkl}$ . Pour le cas 3D, on a une matrice  $6 \times 6$  qui devient une matrice  $3 \times 3$  pour notre cas 2D.

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & \cdots & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & \cdots & C_{26} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{61} & \cdots & \cdots & C_{66} \end{bmatrix}}_{21 \text{ composantes}} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \vdots \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma_1 = \sigma_{11} \text{ et } \varepsilon_1 = \varepsilon_{11} \\ \sigma_2 = \sigma_{22} \text{ et } \varepsilon_2 = \varepsilon_{22} \\ \sigma_3 = \sigma_{33} \text{ et } \varepsilon_3 = \varepsilon_{33} \\ \sigma_4 = \sigma_{23} \text{ et } \varepsilon_4 = \varepsilon_{23} \\ \sigma_5 = \sigma_{23} \text{ et } \varepsilon_5 = \varepsilon_{23} \\ \sigma_6 = \sigma_{12} \text{ et } \varepsilon_6 = \varepsilon_{12} \end{cases} \quad (3.25)$$

ou inversement

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \vdots \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & \cdots & D_{16} \\ D_{21} & D_{22} & \cdots & D_{26} \\ D_{31} & \vdots & \ddots & \vdots \\ D_{61} & \cdots & \cdots & D_{66} \end{bmatrix}}_{21 \text{ composantes}} \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_6 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma_1 = \sigma_{11} \text{ et } \varepsilon_1 = \varepsilon_{11} \\ \sigma_2 = \sigma_{22} \text{ et } \varepsilon_2 = \varepsilon_{22} \\ \sigma_3 = \sigma_{33} \text{ et } \varepsilon_3 = \varepsilon_{33} \\ \sigma_4 = \sigma_{23} \text{ et } \varepsilon_4 = \varepsilon_{23} \\ \sigma_5 = \sigma_{23} \text{ et } \varepsilon_5 = \varepsilon_{23} \\ \sigma_6 = \sigma_{12} \text{ et } \varepsilon_6 = \varepsilon_{12} \end{cases} \quad (3.26)$$

On retrouve ainsi l'équation (3.17) qui représente la dérivée temporelle de la loi de Hooke.

### Les équations fluides

#### Equation d'Euler

La première équation dans le domaine fluide est l'équation d'Euler ou la forme locale du principe fondamental de la dynamique dans un fluide parfait. Dans un fluide parfait, le milieu non visqueux est considéré comme continu, on a :

$$\vec{\sigma}_f = -p \vec{I} \quad (3.27)$$

$p$  est la pression et  $\vec{I}$  le tenseur identité. Avec l'hypothèse du fluide parfait et le principe de la dynamique formulé en vitesse-contrainte dans le fluide on obtient :

$$\begin{cases} \text{div } \vec{\sigma}_f = -\vec{grad}(p) \\ \rho_f \frac{\partial \vec{v}_f}{\partial t} + \text{div } \vec{\sigma}_f = 0 \end{cases} \quad (3.28)$$

En combinant les deux égalités de cette équation, on retrouve la première équation fluide du code :

$$\rho_f \frac{\partial \vec{v}_f}{\partial t} - \vec{grad}(p) = 0 \quad (\Omega_f) \quad (3.29)$$

#### Equation de continuité

La deuxième équation dans le domaine fluide exprime l'équation de continuité formulée en pression vitesse, qui traduit que la masse se conserve dans un milieu fluide. Pour retrouver cette formulation, on part de l'équation de base de continuité, on a :

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \text{div}(\rho_f \vec{v}_f) = 0 \quad (3.30)$$

D'après l'équation d'état, on a :

$$p = \rho_f c_f^2 \quad (3.31)$$

En combinant ces deux équations, on obtient la deuxième équation fluide du code FLUSOL.

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c_f^2 \rho_f \operatorname{div} \vec{v}_f = 0 \quad (3.32)$$

### Les équations d'interfaces

$$\begin{cases} \vec{v}_s \cdot \vec{n} = \vec{v}_f \cdot \vec{n} \\ \vec{\sigma} \cdot \vec{n} = -p \cdot \vec{n} \end{cases} \quad (3.33a)$$

$$(3.33b)$$

$\vec{n}$  est le vecteur unitaire normal à l'interface orienté du solide vers le fluide. La première équation sur l'interface (3.33a) exprime la continuité de la composante normale de la vitesse à l'interface en tout point de celle-ci. La deuxième équation (3.33b) exprime la continuité du vecteur contrainte pour tous les éléments de surface à l'interface. En effet, dans le cas d'un fluide parfait on a :

$$\begin{cases} \vec{\sigma}_f = -p \vec{I} \\ \sigma_s \vec{n} = \sigma_f \vec{n} \end{cases} \quad \text{d'ou} \quad \vec{\sigma} \cdot \vec{n} = -p \cdot \vec{n} \quad (3.34)$$

### Propagation des ondes sismiques dans un milieu homogène élastique et isotrope

Un matériau est dit isotrope si ses propriétés mécaniques sont identiques dans toutes les directions. On considèrera la croûte océanique comme isotrope dans la paramétrisation du milieu solide. A l'inverse, certains matériaux sont anisotropes, comme le bois : ses propriétés mécaniques dépendent de la direction d'application des contraintes en raison de sa constitution fibreuse. Les matériaux composites sont parfois volontairement rendus anisotropes par l'ajout de fibres pour améliorer leurs propriétés dans une seule direction. Pour rendre compte de cette anisotropie, il faudrait modifier les équations de base du solide. La conséquence de l'isotropie sur la loi de comportement est que celle-ci dépend uniquement de deux coefficients indépendants appelés coefficients de rigidité : le module de Young  $E$  et le nombre de Poisson  $\nu$ .

On peut physiquement déterminer ces coefficients par des essais de traction sur éprouvette en laboratoire. Prenons comme exemple un cylindre mis en traction (fig 3.8). Le module de Young  $E$  est le rapport entre la traction longitudinale et l'allongement relatif dans la direction de traction. Il caractérise la rigidité d'un matériau et représente la pente de la droite du diagramme contrainte/déformation (3.6). Le nombre de Poisson  $\nu$  est le rapport entre la contraction transversale et la dilatation longitudinale.

$$\begin{cases} \varepsilon_{11} = \frac{1}{E} \sigma_{11} \\ \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -\nu \varepsilon_{11} = \frac{-\nu}{E} \sigma_{11} \\ \varepsilon_{12} = \varepsilon_{13} = \varepsilon_{23} = 0 \end{cases} \quad (3.35)$$

Dans ce cas, on exprime la déformation en fonction du tenseur des contraintes comme la formulation dans l'équation 3.22b). Si l'on généralise dans les 3 directions, on obtient :

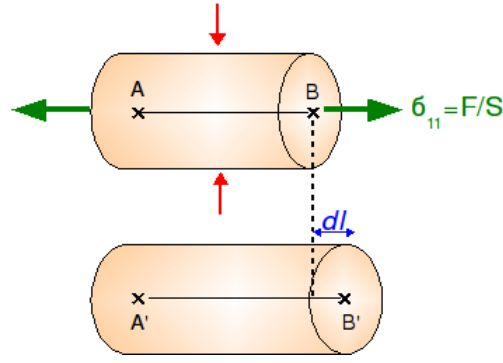


FIG. 3.8: Détermination du module de Young et du nombre de Poisson à partir d'un essai de traction sur un matériau cylindrique

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \vdots \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{1}{E} & \frac{-\nu}{E} & \frac{-\nu}{E} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\nu}{E} & \frac{1}{E} & \frac{-\nu}{E} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\nu}{E} & \frac{-\nu}{E} & \frac{1}{E} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1+\nu}{E} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1+\nu}{E} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1+\nu \end{bmatrix}}_{\text{matrice de rigidité}} \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_6 \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

Ou sous la forme tensorielle :

$$\boxed{\vec{\varepsilon} = \frac{-\nu}{E} \underbrace{(\text{Trace } \vec{\sigma})}_{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}} \vec{I} + \frac{1+\nu}{E} \vec{\sigma}} \quad (3.37)$$

Si on ré-écrit la loi de comportement en l'inversant, c'est à dire en élasticité avec les coefficient  $C_{ijkl}$  on obtient :

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu \end{bmatrix}}_{\text{matrice d'élasticité}} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \vdots \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

Ou sous la forme tensorielle :

$$\boxed{\vec{\sigma} = \lambda \underbrace{(\text{Trace } \vec{\varepsilon})}_{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}} \vec{I} + 2\mu \vec{\varepsilon}} \quad (3.39)$$

$\lambda$  et  $\mu$  sont des scalaires, fonctions du point, caractéristiques du milieu qui se comportent suivant ce schéma élastique linéaire isotrope. On les appelle les coefficients de **Lamé**, ils sont homogènes à des pressions. La compréhension physique de  $\lambda$  et  $\mu$  n'est pas

immédiate. C'est pourquoi on se ramène à quelque chose de mesurable, en réalisant des essais de traction en laboratoire pour déterminer les deux autres coefficients de rigidité  $\mathbf{E}$  et  $\nu$ . Une relation simple permet de relier les coefficients de Lamé aux coefficients d'élasticité (éq. 3.40), on a :

$$\begin{cases} \lambda = \frac{E\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)} \\ \mu = \frac{1}{2} \frac{E}{1+\nu} \end{cases} \quad (3.40)$$

D'après les équations (3.11), (3.21) et (3.39) établies précédemment, on obtient ces trois égalités :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial^2 t} = \text{div } \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} = \lambda (\text{Trace } \vec{\varepsilon}) \vec{I} + 2\mu \vec{\varepsilon} \\ \vec{\varepsilon} = \frac{1}{2} (\vec{\text{grad}}(\vec{U}) + (\vec{\text{grad}}(\vec{U}))^t) \end{cases}$$

Rappel :

$$\begin{aligned} \text{Trace } \vec{\varepsilon} &= \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} \\ &= \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.41)$$

D'après la définition (3.2), on obtient :

$$\text{Trace } \vec{\varepsilon} = \text{div } \vec{U} \quad (3.42)$$

En combinant ces trois équations, avec l'hypothèse d'un milieu homogène puis en utilisant la relation ci-dessus (3.42), puis les égalités (3.4) et (3.5), et pour finir l'égalité (3.6) on obtient :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial^2 t} &= \vec{\text{div}}(\lambda (\text{Trace } \vec{\varepsilon}) \vec{I} + 2\mu \vec{\varepsilon}) \\ &= \lambda \vec{\text{div}}((\text{Trace } \vec{\varepsilon}) \vec{I}) + 2\mu \vec{\text{div}}(\vec{\varepsilon}) \\ &= \lambda (\vec{\text{grad}}(\text{div } \vec{U})) + 2\mu [\vec{\Delta} \vec{U} + \frac{1}{2} (\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{U}))] \\ &= \lambda (\vec{\text{grad}}(\text{div } \vec{U})) + 2\mu [(\vec{\Delta} \vec{U} + (\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{U})))] - (\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{U})) \\ &= \lambda (\vec{\text{grad}}(\text{div } \vec{U})) + 2\mu (\vec{\text{grad}}(\text{div } \vec{U})) - (\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{U})) \\ &= (\lambda + 2\mu) \vec{\text{grad}}(\text{div } \vec{U}) - \mu (\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{U})) \end{aligned} \quad (3.43)$$

On aboutit ainsi à l'équation de Navier :

$$\boxed{\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial^2 t} = (\lambda + 2\mu) \vec{\text{grad}}(\text{div } \vec{U}) - \mu (\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{U}))} \quad (3.44)$$

Une technique pour résoudre analytiquement l'équation de Navier consiste à lui appliquer successivement l'opérateur divergence puis le rotationnel. On rappelle que si  $\alpha \vec{U} = \beta \vec{k}$  alors  $\text{div}(\alpha \vec{U}) = \text{div}(\beta \vec{k})$  et  $\vec{\text{rot}}(\alpha \vec{U}) = \vec{\text{rot}}(\beta \vec{k})$



### Les ondes P

Si l'on applique l'opérateur divergence à l'équation de Navier (3.44), et en utilisant les égalités (3.7) et (3.8), on obtient :

$$\begin{aligned} \operatorname{div}\left[\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial^2 t}\right] &= \operatorname{div}\left[(\lambda + 2\mu)\vec{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}\vec{U}) - \mu(\vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}))\right] \\ &= (\lambda + 2\mu)\operatorname{div}(\vec{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}\vec{U})) - \mu\operatorname{div}(\vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U})) \\ &= (\lambda + 2\mu)\vec{\Delta}(\operatorname{div}\vec{U}) - 0 \end{aligned} \quad (3.45)$$

On arrive à la forme :

$$\Delta(\operatorname{div}\vec{U}) - \frac{\rho}{(\lambda + 2\mu)} \frac{\partial^2(\operatorname{div}\vec{U})}{\partial^2 t} = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} X = (\operatorname{div}\vec{U}) \\ \frac{1}{v^2} = \frac{\rho}{(\lambda + 2\mu)} \end{cases} \quad (3.46)$$

On retrouve ici la formulation classique de l'équation de d'Alembert qui décrit la propagation d'une onde progressive :

$$\vec{\Delta}X - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 X}{\partial^2 t} = 0 \quad (3.47)$$

Ainsi on peut dire que  $(\operatorname{div}\vec{U})$  se propage à la vitesse  $v = \sqrt{\frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho}}$ . Les relations (3.41) et (3.42) montrent que  $(\operatorname{div}\vec{U})$  correspond à la somme des termes diagonaux du tenseur  $\vec{\varepsilon}$  des déformations. Ainsi  $(\operatorname{div}\vec{U})$  représente la variation relative de volume de l'élément infinitésimal  $dV$  en dilatation/compression. Cette variation de volume est représentée par les fluctuations du volume  $sV$  figuré par le carré rouge sur la figure (3.9). En propagation d'onde sismique on parle de **l'onde de compression P**. On peut conclure que les ondes P se propagent à la vitesse :

$$\boxed{V_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}} \quad (3.48)$$

### Les ondes S

A présent, on se propose d'appliquer l'opérateur rotationnel à l'équation de Navier. On utilise successivement les égalités (3.9) puis (3.8) et (3.6), on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{\operatorname{rot}}\left(\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial^2 t}\right) &= \vec{\operatorname{rot}}\left[(\lambda + 2\mu)\vec{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}\vec{U}) - \mu(\vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}))\right] \\ &= (\lambda + 2\mu)\vec{\operatorname{rot}}[\vec{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}\vec{U})] - \mu\vec{\operatorname{rot}}[(\vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}))] \\ &= 0 - \mu\vec{\operatorname{rot}}[(\vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}))] \\ &= +\mu[\vec{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U})) - \vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}))] \\ &= +\mu\vec{\Delta}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}) \end{aligned} \quad (3.49)$$

De nouveau, on arrive à la forme de l'équation de d'Alembert mais sous forme vectorielle :

$$\vec{\Delta}(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}) - \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2(\vec{\operatorname{rot}}\vec{U})}{\partial^2 t} = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \vec{X} = (\vec{\operatorname{rot}}\vec{U}) \\ \frac{1}{v^2} = \frac{\rho}{\mu} \end{cases} \quad (3.50)$$

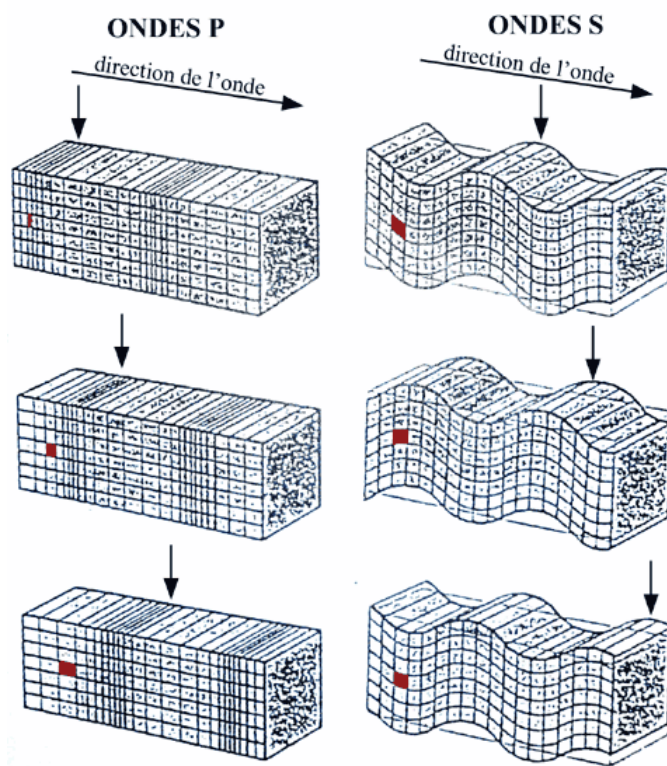


FIG. 3.9: Mouvement du volume  $dV$  lors du passage d'une onde P et S

Ainsi on peut dire que  $(\vec{rot} \vec{U})$  se propage à la vitesse  $v = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ . La relation (3.3) nous montre que  $(\vec{rot} \vec{U})$  correspond à la composante de rotation  $\vec{\omega}$  du déplacement  $\vec{U}$ . Ainsi  $(\vec{rot} \vec{U})$  représente les rotations de notre élément infinitésimal. En propagation d'onde sismique on parle de **l'onde de volume cisillante S** (fig 3.9). On peut conclure que les ondes S se propagent à la vitesse :

$$V_S = \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \quad (3.51)$$

## 3.2.2 Théorie numérique utilisée par FLUSOL

Plusieurs méthodes existent pour résoudre numériquement des problèmes utilisant les équations de la mécanique. Les plus simples et les plus souvent utilisées dans le monde industriel sont sans doute celles des éléments finis. En géophysique, on retrouve ce type de code dans de nombreux domaines, citons par exemple l'électromagnétisme ou la sismique.

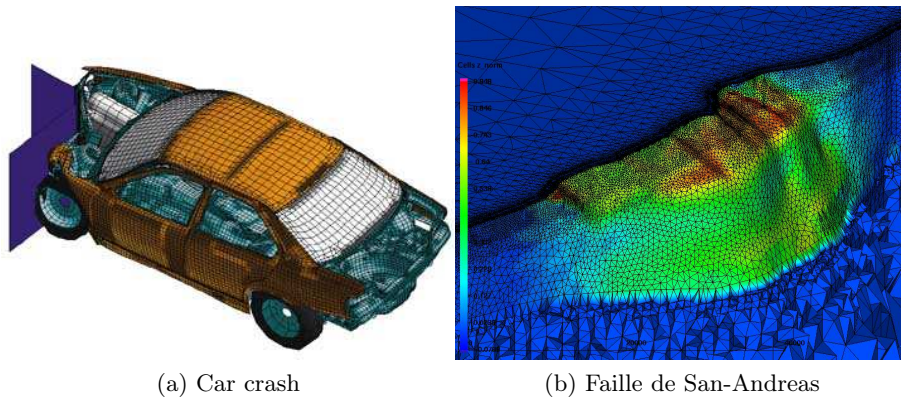


FIG. 3.10: Exemple d'utilisation des éléments finis

Le principe de cette méthode est de discrétiser un domaine de calcul en une grille de points régulière, puis d'écrire un schéma numérique de résolution des équations différentielles initiales. Ensuite, il reste à substituer les formulations dérivées/différentielles obtenues par approximation des opérateurs eux-mêmes sur tous les points du maillage. Cette résolution peut aboutir soit à deux type de schéma numérique. Un premier qualifié de schéma explicite en temps, c'est-à-dire que la solution en chaque point du maillage au temps  $(t+1)$  est fonction de la solution au temps  $(t)$ . Un deuxième qualifié de schéma implicite où une équation lie les valeurs passées, présentes et futures sans qu'on arrive à exprimer ces dernières seules.

Ainsi les méthodes de différences finies sont plus avantageuses en termes de coût de calcul et d'espace de stockage. Cependant, dans notre problème élastodynamique, les équations de propagation d'ondes (éq. 3.10) ne sont pas dispersives : pour une onde plane, la vitesse de propagation ne dépend pas de la fréquence. Cette propriété n'est plus vraie pour un problème approché, ainsi la discrétisation induit de la dispersion numérique. Pour s'affranchir de ce problème, le code FLUSOL a été développé à l'aide d'éléments finis mixtes d'ordres élevés (Bécache, 1997). L'élément est mixte car le calcul sur maille s'alterne sur plusieurs variables (vitesse-contrainte) dans le solide et (vitesse-pression) dans le fluide. Les ordres sont élevés, car la stabilité de l'élément a été évaluée jusqu'à l'ordre 6 dans la discrétisation temporelle. De cette manière, ces éléments combinent les avantages des élément finis qui induisent moins de dispersion numérique tout en conduisant à un schéma explicite en temps. En effet, les ordres élevés permettent une condensation de masse de la matrice résolution qui équivaut alors à un système explicite en temps. Cette méthode a conduit à formuler l'équation de la dynamique en vitesse-contrainte, car le tenseur des contraintes doit être une inconnue pour ne pas engendrer de problème du second ordre en espace (condition de type Dirichlet). De plus, cette formulation mixte présente l'avantage d'être compatible avec les couches absorbantes parfaitement adaptées, dites PML, que nous détaillerons par la suite.

### Discretisation en espace du domaine de calcul

Pour la discrétisation en espace, le domaine est maillé avec des éléments carrés. La taille maximum de celui-ci ( $hx$ ) est déterminée telle que la condition de stabilité (éq. 3.52) soit respectée. On distingue le maillage du domaine solide, fluide et des couches absorbantes PML (fig. 3.11). Nous allons détailler chacun dans la suite dans ce paragraphe.

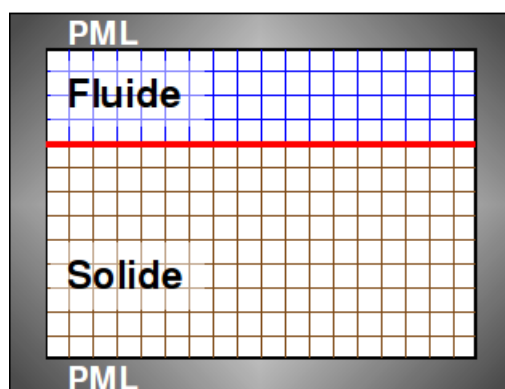


FIG. 3.11: Discrétisation spatiale du code FLUSOL

### Domaine fluide

Pour le domaine fluide, la pression est calculée au centre de chaque maille. Les composantes  $v_{fx}$  et  $v_{fy}$  du vecteur vitesse sont calculées respectivement au milieu des bords verticaux et horizontaux de la maille (fig 3.12).

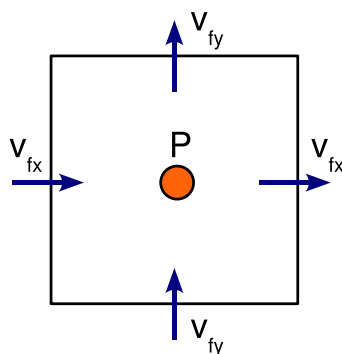


FIG. 3.12: Maille du domaine fluide

Pour l'approximation de la vitesse particulière  $v_f$ , le code utilise les éléments finis de [Raviart and Thomas \(1977\)](#) avec :

- ( $v_{fx}$ ) discontinue à travers les arêtes horizontales et continue à travers les arêtes verticales.
- ( $v_{fy}$ ) discontinue à travers les arêtes verticales et continue à travers les arêtes horizontales.

### Domaine solide

Pour l'élément solide, la valeur du tenseur des contraintes est définie en chacun des nœuds de la maille, puis les composantes du vecteur vitesse ( $v_{sx}$ ) et ( $v_{sy}$ ) sont calculées au centre de la maille (fig 3.13).

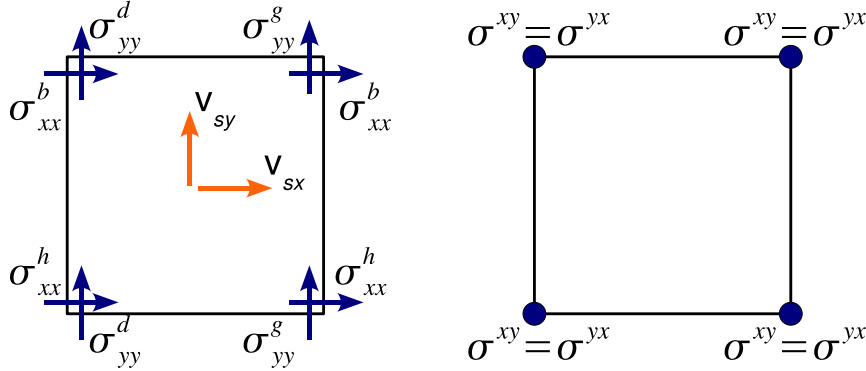


FIG. 3.13: Maille du domaine solide

On définit les degrés de liberté en chaque nœud comme étant les valeurs des contraintes ( $\sigma_{11}$ ) en haut et en bas du nœud et ( $\sigma_{22}$ ) à gauche et à droite du nœud. Par symétrie du tenseur des contraintes, on a en chaque nœud ( $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ ).

Cet élément fini n'est pas de type Raviart-Thomas car cette famille ne satisfait pas l'équation de condensation de masse dans le cas général d'un milieu isotrope, ainsi on ne peut pas aboutir à un schéma explicite en temps. Ainsi dans son travail de thèse, Chrysoula Tsogka s'est inspirée du type d'élément introduit par Nédélec (1986) qui présente la spécificité d'imposer la symétrie du tenseur des contraintes et de conduire à des schémas explicites (condensation de masse de la matrice solution) après discrétisation en temps.

### Bord du domaine PML

Concernant le cas délicat de la modélisation d'une propagation d'onde dans des milieux non bornés, un problème se pose. La simulation numérique de ce type de problème nécessite un traitement adéquat des bords artificiels du domaine de calcul, celui-ci étant inévitablement tronqué dans le cas d'un calcul concret. Dans notre cas, il s'agit, à partir de la profondeur caractéristique d'un séisme sous-marin et de la hauteur de la colonne d'eau, de la largeur "artificielle" implémentée en entrée du code pour définir la géométrie du calcul 2D, soit 10 km de profondeur pour le domaine vu en coupe. Classiquement, ce problème est traité depuis les années 70 par les conditions aux limites absorbantes (CLA) qui consistent, par un calcul d'un opérateur sur un bord absorbant, à empêcher des réflexions (Engquist and Majda, 1977). Cependant, dans le cas de ce modèle, on a observé des réflexions pour une onde arrivant sur les bords avec un grand angle d'incidence et des instabilités numériques pour des schémas d'ordres élevés. Dans les années 90, est apparue une nouvelle méthode originale (Bérenger, 1994) appelée **couches absorbantes parfaitement adaptées** ou **Perfect Matched Layers (PML)**. L'originalité de ces couches est que malgré le changement d'impédance entre elles et le milieu physique que les ondes "voient", il n'y a pas de réflexions parasites. Ces couches ont été adaptées afin d'être stables avec la formulation variationnelle en vitesse-contrainte et d'assurer une implémentation compatible avec le type d'éléments finis utilisés (Collino and Tsogka, 2001). Ainsi on atténue l'amplitude de l'onde exponentiellement sans générer de réflexions sur la frontière entre le milieu et les PML.

Le coefficient d'atténuation est contrôlé par l'épaisseur des couches PML. On parvient à 99,99% d'atténuation pour une épaisseur de 20 fois le pas en espace.

### Discrétisation temporelle

On rappelle que les éléments finis d'ordres élevés choisis pour la discrétisation spatiale permettent d'aboutir à un système explicite en temps. Ainsi, une fois les équations analytiques de la mécanique (éq. 3.10) discrétisées, il est possible de résoudre numériquement la propagation des ondes. Pour cela, on passe par une formulation variationnelle de ces équations. Le principe est de passer de l'écriture classique analytique liant les inconnues du problème ( $p, v_f, \sigma, v_s$ ) avec des relations différentielles à une écriture liant ces inconnues par des relations matricielles. On peut approximer ces matrices de masses par des formules de quadratures adéquates et ainsi mieux les résoudre. Le prix à payer est une condition de stabilité, dite (CFL) qui s'écrit généralement sous la forme suivante au premier ordre :

$$\Delta t \leq \alpha_{cfl} h_{min} \quad (3.52)$$

où ( $\Delta t$ ) est le pas de discrétisation en temps, ( $h_{min}$ ) le plus petit pas de discrétisation en espace et ( $\alpha_{CFL}$ ) une constante  $<1$  qui dépend du schéma numérique utilisé. Nous reviendrons sur ce point indispensable dans la suite de ce chapitre (voir section 3.3.4) pour la recherche d'une solution exacte lors de la modification du code.

### Calcul sur les mailles fluides et solides

Pour des raisons de stabilité numérique étudiée et pour avoir un schéma en temps d'ordre 2, on calcule ( $p, v_s$ ) à des instants décalés d'un demi-pas de temps par rapport à ( $\sigma, v_f$ ). Le calcul s'effectue de cette manière :

#### 1. formulation discrète de l'équation d'Euler dans le fluide (voir éq. 3.29)

$$\frac{h_f}{c_f^2} \frac{dp_{(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})}}{dt} + v_{fx_{(i+1, j+\frac{1}{2})}} - v_{fx_{(i, j+\frac{1}{2})}} + v_{fy_{(i+\frac{1}{2}, j+1)}} - v_{fy_{(i+\frac{1}{2}, j)}} = 0 \quad (3.53)$$

#### formulation discrète de l'équation de continuité dans le fluide (voir éq. 3.32)

$$\begin{cases} h_f \rho_f \frac{dv_{fx_{(i, j+\frac{1}{2})}}}{dt} + p_{(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})} - p_{(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})} = 0 \\ h_f \rho_f \frac{dv_{fy_{(i, j+\frac{1}{2})}}}{dt} + p_{(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})} - p_{(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})} = 0 \end{cases} \quad (3.54)$$

#### 2. calcul des contraintes dans le solide

$$h_s \overset{\Rightarrow}{A} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} (\sigma_{xx}^h)_{i,j} \\ (\sigma_{xx}^b)_{i,j} \\ (\sigma_{yy}^g)_{i,j} \\ (\sigma_{yy}^d)_{i,j} \\ (\sigma_{xy})_{i,j} \end{bmatrix} - \overset{\Rightarrow}{X} = 0 \quad (3.55)$$

avec  $\overset{\Rightarrow}{A}$  le tenseur de rigidité et  $a_{ij}$  ses composantes :

$$\Rightarrow \vec{A} = \begin{bmatrix} 2a_{11} & 0 & a_{12} & a_{12} & 2a_{13} \\ 0 & 2a_{11} & a_{12} & a_{12} & 2a_{13} \\ a_{12} & a_{12} & 2a_{22} & 0 & 2a_{23} \\ a_{12} & a_{12} & 0 & 2a_{22} & 2a_{23} \\ 2a_{13} & 2a_{13} & 2a_{23} & 2a_{23} & 2a_{33} \end{bmatrix}$$

et  $\vec{X}$  exprimant la vitesse du déplacement de l'élément solide tel que :

$$\vec{X} = \begin{bmatrix} 0 & v_{sx(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & -v_{sx(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & 0 \\ 0 & v_{sx(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & -v_{sx(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & 0 \\ 0 & v_{sy(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & -v_{sy(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2})} & 0 \\ 0 & v_{sy(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & -v_{sy(i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2})} & 0 \\ v_{sx(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & v_{sx(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2})} & -v_{sx(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & -v_{sx(i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2})} \\ v_{sy(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & v_{sy(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} & -v_{sy(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2})} & -v_{sy(i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2})} \end{bmatrix}$$

### 3. calcul des vitesses dans le solide

$$\begin{aligned} h_s \rho_s \frac{dv_{sx(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})}}{dt} + \frac{1}{2} ((\sigma_{xx}^b)_{i+1,j} (\sigma_{xx}^b)_{i,j} + (\sigma_{xx})_{i+1,j+1} - (\sigma_{xx}^h)_{i,j+1}) + \\ \frac{1}{2} ((\sigma_{xy})_{i+1,j} (\sigma_{xy})_{i,j} + (\sigma_{xy})_{i+1,j+1} - (\sigma_{xy})_{i,j+1}) = 0 \\ h_s \rho_s \frac{dv_{sy(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})}}{dt} + \frac{1}{2} ((\sigma_{yy}^d)_{i+1,j} (\sigma_{yy}^d)_{i,j} + (\sigma_{yy}^g)_{i+1,j+1} - (\sigma_{yy}^g)_{i,j+1}) + \\ \frac{1}{2} ((\sigma_{xy})_{i+1,j} (\sigma_{xy})_{i,j} + (\sigma_{xy})_{i+1,j+1} - (\sigma_{xy})_{i,j+1}) = 0 \end{aligned} \quad (3.56)$$

On utilise des schémas explicites en espace et en temps dans les deux domaines, et le couplage des deux équations sur l'interface se fait en résolvant implicitement un système en  $\sigma_{yy}^d$  puis en calculant  $v_{fy}$  explicitement.

#### 3.2.3 Architecture du code FLUSOL

FLUSOL est un ensemble de programmes et de routines écrit en langage FORTRAN. Il compte approximativement 6000 lignes de code, ce qui le range dans une catégorie moyenne en termes de taille. Le diagramme suivant (fig. 3.14) résume l'architecture générale du code. On y trouve les étages d'entrées/sorties, les étages de compilation et un condensé des programmes principaux. Pour plus de clarté, à chacune de ces parties est attribuée une couleur. Pour les sorties, la visualisation graphique des résultats passe elle aussi par un programme FORTRAN 90 qui affiche les résultats en utilisant la bibliothèque viz2D<sup>2</sup> qui s'appuie sur PGLOT<sup>3</sup>. Le prochain paragraphe pointe les parties ayant fait l'objet de modifications majeures de ce code rebaptisé SOLFLU.

<sup>2</sup>bibliothèque de routines de base en FORTRAN 90, écrite par E. Canot (IRISA Rennes)

<sup>3</sup>bibliothèque graphique sous X11, disponible sur <http://www.astro.caltech.edu/~tpj/pgplot/>



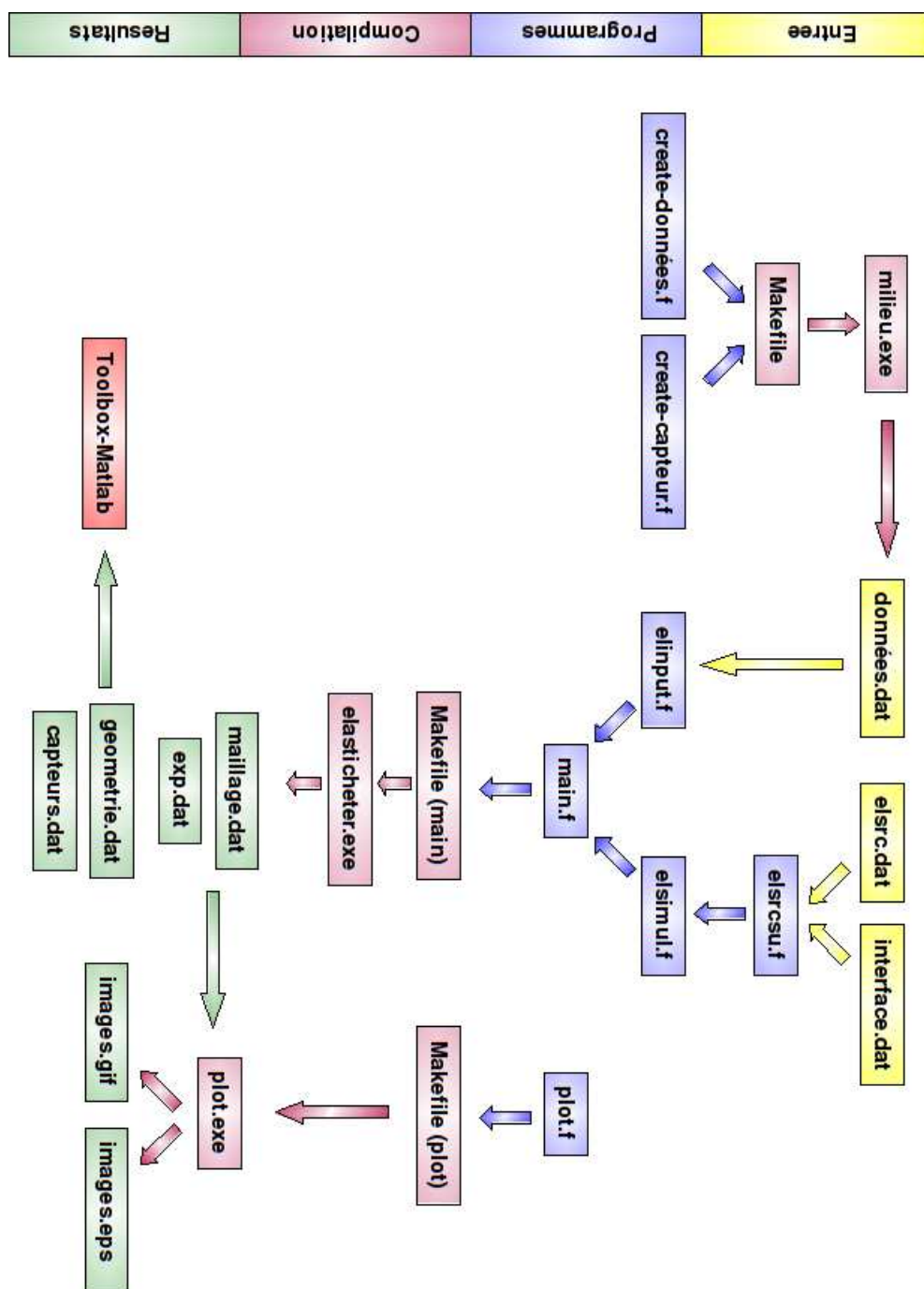


FIG. 3.14: Diagramme : architecture du code FLUSOL

### 3.3 Modifications apportées : de FLUSOL à SOLFLU

Comme l'évoque le début de ce chapitre, on rappelle ici que l'idée est d'utiliser le code FLUSOL dans le sens inverse, c'est-à-dire intégrer une source sismique dans le milieu solide et propager des ondes élastiques vers un milieu fluide. Pour parvenir à cet objectif, une reprise en main de ce code peu documenté a été nécessaire. Une fois les entrées/sorties, les différents programmes et modules de ce code compris, testés et compilés, il a été possible d'entamer des modifications : ajouts de nouvelles entrées, de modules supplémentaires, et développement de nouvelles sorties. Les sections suivantes détaillent les points essentiels des modifications apportées au code.

#### 3.3.1 Paramétrisation du domaine solide

Dans un premier temps, il faut pouvoir paramétrer correctement les valeurs numériques en entrée du code pour modéliser la propagation d'une onde sismique dans un milieu de type croûte océanique. Ainsi, le premier objectif est de construire un domaine solide composé d'une maille élémentaire décrivant les propriétés exactes d'un "basalte océanique" en terme d'élasticité. Pour situer ce matériau, on calcule son paramètre de rigidité ou module de Young ( $E$ ) défini dans la section précédente, on a :

$$\begin{cases} V_P^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \\ V_S^2 = \frac{\mu}{\rho} \\ \frac{V_P^2}{V_S^2} = 3 \end{cases} \quad \text{ainsi} \quad \lambda = \mu \quad (3.57)$$

Dans le cas du basalte, on a  $V_P = 5500 \text{ m.s}^{-1}$ , d'où  $\lambda = 3.10^{10} \text{ Pa}$ . Si l'on inverse la relation 3.40, on obtient le module de Young ( $E$ ) en fonction des coefficients de Lamé ( $\lambda$ ) et ( $\mu$ ). On obtient  $E = 50 \text{ Giga Pascal}$  (voir calcul). A titre de comparaison, la table suivante (table 3.3) permet de situer le basalte par rapport à un ensemble de matériaux caractéristiques.

$$\begin{cases} E = \frac{(3\lambda + 2\mu)\mu}{\lambda + \mu} \\ \lambda = \mu \end{cases} \quad \text{ainsi} \quad E = \frac{5}{3}\lambda = 50 \text{ GPa} \quad (3.58)$$

#### Paramétrisation de la maille solide

Pour paramétrer la maille solide, on doit définir la matrice d'élasticité à partir de trois paramètres en entrée : la vitesse des ondes P ( $V_P$ ), la vitesse des ondes S ( $V_S$ ) et la densité du milieu solide ( $\rho_s$ ). Ces paramètres permettent ensuite de retrouver les coefficients de Lamé ( $\lambda$ ) et ( $\mu$ ) (éq. 3.48) et (éq. 3.51). La matrice d'élasticité  $C_{ij}$  s'écrit alors :

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & 0 \\ C_{21} & C_{22} & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} \end{bmatrix} \quad (3.59)$$

Matériaux	E (GPa)
caoutchouc	0.007
tendon	0.6
bois	10
os	20
béton	30
<b>basalte</b>	<b>50</b>
aluminium	60
acier	200
diamant	1200

TAB. 3.3: Valeur de la rigidité du basalte (module de Young) comparée à d'autres matériaux, extrait de (Hecht, 1996)

Pour les raisons de symétrie discutées précédemment, notre tenseur d'élasticité ( $C_{ij}$ ) se réduit à 5 composantes ou coefficients d'élasticité : ( $C_{11}, C_{12}, C_{21}, C_{22}, C_{33}$ ) à définir. Par la suite, il est trivial de définir le tenseur de rigidité  $A_{ij}$  comme l'inverse du tenseur d'élasticité : ( $A_{ij} = (C_{ij})^{-1}$ ). De la même façon on définira le tenseur de rigidité  $A_{ij}$  à l'aide de ses 5 composantes ou coefficients de rigidité : ( $A_{11}, A_{12}, A_{21}, A_{22}, A_{33}$ ). A partir des relations précédentes, on calcule les coefficients pour le basalte océanique noté ( $C_{ij}^{bas}$ ), on obtient :

$$C_{ij}^{bas} = \begin{bmatrix} C_{11}^{bas} & C_{12}^{bas} & 0 \\ C_{21}^{bas} & C_{22}^{bas} & 0 \\ 0 & 0 & C_{33}^{bas} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3\lambda & \lambda & 0 \\ \lambda & 3\lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{bmatrix} \quad (3.60)$$

$$\begin{cases} C_{11}^{bas} = C_{22}^{bas} \simeq 30 \text{ GPa} \\ C_{12}^{bas} = C_{21}^{bas} = C_{33}^{bas} \simeq 90 \text{ GPa} \end{cases}$$

### Paramétrisation du domaine fluide

Pour le domaine fluide, la paramétrisation est simplifiée. En effet, celui-ci est choisi homogène sur toute la colonne d'eau et par définition il ne propage pas d'onde cisailante, ainsi  $V_S = 0$ . Ainsi, pour paramétrer la maille fluide, on utilise deux paramètres en entrée : la vitesse des ondes P ( $V_P$ ) et la densité de l'eau ( $\rho_f$ ).

### Paramétrisation du domaine solide

Pour paramétrer le domaine solide, il y a deux manières possibles :

1. un domaine homogène qui utilise les coefficients  $C_{ij}$  d'élasticité
2. un domaine hétérogène qui utilise les coefficients  $A_{ij}$  de rigidité pour chacun des milieux solides définis.

Pour chacun de ces deux cas, nous avons écrit un sous-programme générant le type de milieu considéré. En entrée de ces sous-programmes, l'ajout d'un script permet désormais de paramétrer la configuration de la simulation par simple saisie des vitesses et de la densité du milieu souhaité. En fonction du type de milieu solide choisi, le script pointe à l'aide de liens symboliques le répertoire où a été généré le milieu correspondant. A partir du schéma

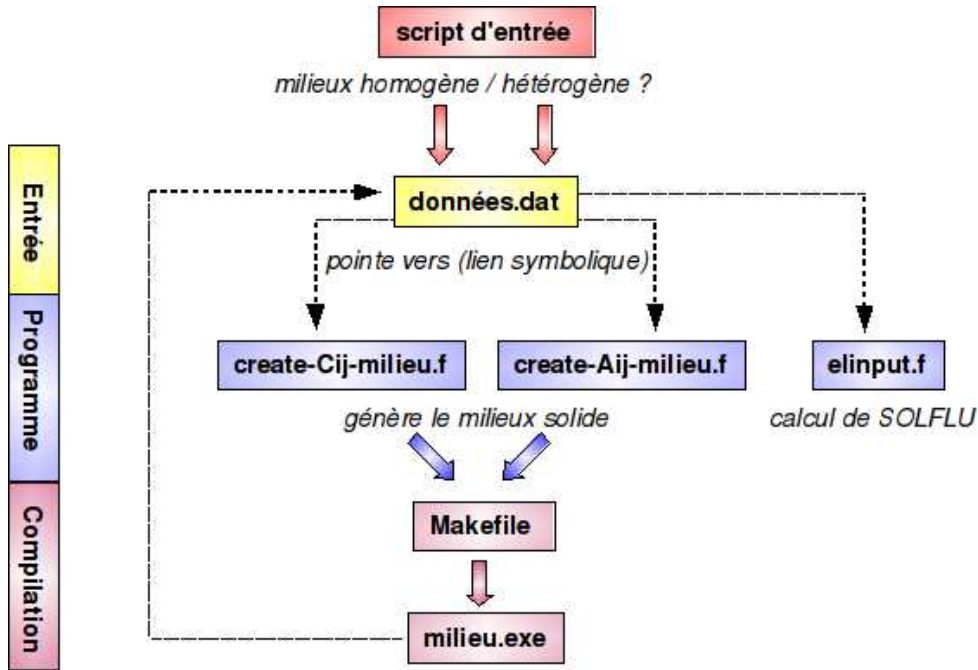


FIG. 3.15: Diagramme de paramétrage du milieu solide par SOLFLU

Paramètres	Valeurs
<i>dimension du domaine (m)</i>	10000*10000
<i>hauteur colonne d'eau (m)</i>	3000
$\rho_f$ ( $kg.m^{-3}$ )	1000
$c_f$ ( $m.s^{-1}$ )	1500
$\rho_s$ ( $kg.m^{-3}$ )	2900
$cp_s$ ( $m.s^{-1}$ )	5500
$cs_s$ ( $m.s^{-1}$ )	3175

TAB. 3.4: Paramètres du domaine de calcul

d'architecture général du code (diag. 3.14), le diagramme 3.15 synthétise le fonctionnement du code suite aux modifications citées plus haut, en ré-utilisant le même code couleur. On décrit plus en détail la paramétrisation du domaine solide (diag. 3.15).

A partir des mailles solide et fluide définies précédemment, on se propose de créer un domaine de 10\*10 km avec 7 km de basalte surmonté de 3 km de fluide. Les valeurs de ces paramètres sont détaillées (table 3.4). La figure 3.16 nous montre la sortie graphique des domaines solide et fluide compilée par le code (à droite), juxtaposée au schéma de discrétisation spatiale (à gauche). Les milieux solide et fluide paramétrés apparaissent tous les deux en bleu et l'interface du fond océanique est matérialisée par une ligne rouge.

### Test de propagation d'une onde dans le domaine

Dans la première phase de test du milieu solide, des problèmes critiques de divergence numérique dans le calcul sont apparus à l'affichage graphique des résultats. Pour la suite de ce chapitre, on précise que la sortie graphique représente par une échelle de couleur

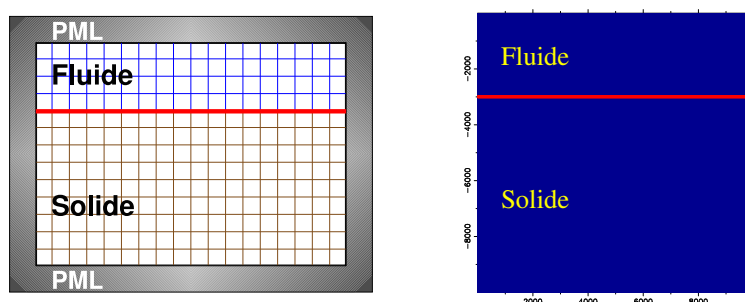


FIG. 3.16: Création du domaine solide et fluide avant calcul de la propagation de l'onde sismique

l'intensité du module de la norme des vitesses noté  $norme = \sqrt{v_{sx}^2 + v_{fy}^2}$  de la particule du  $dV$  au passage de l'onde sismique. Pour chaque pas de temps, les valeurs initiales légèrement inexacts par effet de troncature numérique s'incrémentent et cumulent les erreurs jusqu'à diverger totalement. Ce problème a été résolu en déclarant les paramètres d'entrée réels avec un format long en double-précision codé sur 8-octets. Une fois cette précaution prise, on montre l'exemple de la propagation d'une onde élastique dans le milieu défini plus haut. Dans cet exemple, on implémente une simple source isotrope au centre du domaine située à 5 km de profondeur sous l'interface. Cette source de type explosion ne génère que des ondes P, le problème du type de mécanisme de la source sera abordé au paragraphe suivant. La séquence graphique (fig. 3.17) nous montre trois images successivement aux temps  $t_1 = 0.2$  s,  $t_2 = 0.5$  s,  $t_3 = 1$  s, correspondant à l'affichage par le module PLOT des résultats de la simulation. Sur la troisième image le front d'onde atteint l'interface juste un peu avant le temps  $t_3 = 1$  s. La source étant placée à 5000 m sous l'interface et la vitesse de propagation des ondes P dans le basalte étant d'environ  $5500 \text{ m.s}^{-1}$ , on conclut que le paramétrage du milieu solide est correct dans ce cas test.

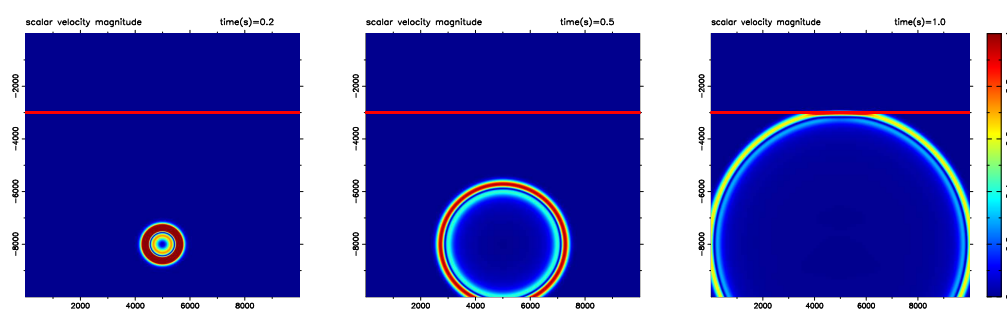


FIG. 3.17: Test du paramétrage du milieu solide pour une source simple explosive

### 3.3.2 Le modèle de la source sismique

#### Mécanique de la source sismique

D'un point de vue mécanique, le modèle de la source sismique communément admis actuellement est celui du double-couple. Dans ce modèle, on se place loin de la zone de rupture de manière à assimiler la zone source à un point. On peut brièvement l'énoncer ainsi : "Quand un glissement se produit sur une faille, celle-ci tend naturellement à tourner dans le sens du glissement. Par réaction élastique, le milieu qui entoure la faille résiste à cette rotation en fournissant une rotation égale de sens opposé à celle de la faille principale. Il y a donc deux couples en action : l'un provenant de la faille et l'autre du milieu" (Virieux, 2001). Selon ce modèle, la demi-sphère focale virtuelle située sous le foyer sera séparée en quatre quadrants par deux plans nodaux. Les axes de déformation P (Pression) et T (Tension) se placent suivant la bissectrice de chacun de ces plans. La figure 3.18 illustre ce mécanisme du double-couple et des plans nodaux associés, on a :

1. le plan de la faille : ce plan est réel (le premier plan nodal), une fois la rupture initiée le plan de faille va avoir tendance à tourner.
2. le plan auxiliaire : ce plan est virtuel (le deuxième plan nodal), il correspond à la réaction du milieu qui va s'opposer à la rotation des blocs engendrée par la faille.

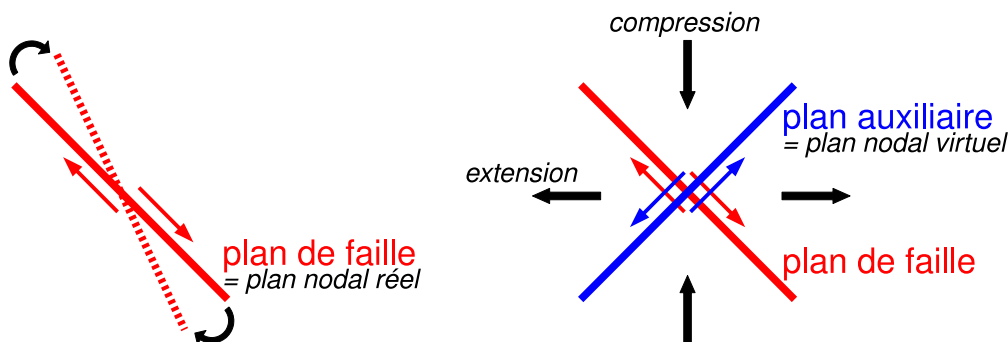


FIG. 3.18: Principe du mécanisme en double-couple et des plan nodaux associés

Ainsi, ce type de mécanisme au foyer induit un **diagramme de rayonnement**, le plus souvent utilisé sous sa terminologie anglo-saxonne "**radiation pattern**". La figure 3.19 représente le diagramme de rayonnement des ondes P et S pour une source sismique ponctuelle considérée comme un double-couple. Les lobes de radiation autour de la source sont proportionnels à l'énergie émise dans chaque direction. On remarque que pour l'onde P, l'énergie est nulle sur les plan nodaux alors qu'elle est maximum pour les ondes S sur ces mêmes plans.

#### Implémentation de différentes sources dans SOLFLU

Comme le montre l'architecture du code (fig. 3.14), le module concernant la source regroupe le programme `ELSRCSU.F` et le fichier de données `elscr.dat`. De même que pour le paramétrage du milieu solide, il a été nécessaire d'insérer des sous-programmes permettant au code de dissocier plusieurs sources. En entrée, un script appelle les différents sous-programmes écrits pour chaque type de source. Le diagramme 3.20 schématise plus en détail cette nouvelle architecture dans le code SOLFLU. Le pointé des répertoires et

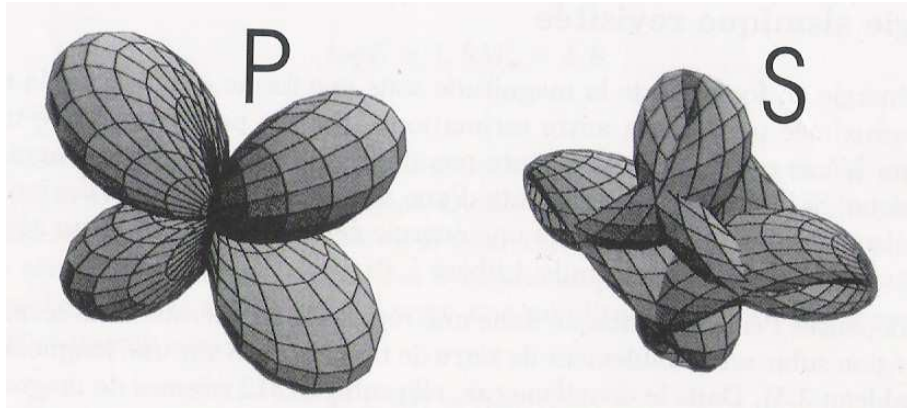


FIG. 3.19: Diagramme de rayonnement 3D des ondes P et S pour une source sismique ponctuelle de type double-couple, (Virieux, 2001)

sous-programmes se fait par lien symbolique depuis le programme principal pour configurer la source 2D de notre choix, on trouve :

1. **isotrope explosive**, abrégé “*comp*” dans l’écriture du code, du fait que cette source génère uniquement des ondes P de compression.
2. **double-couple**, abrégé “*cis*” du fait que cette source ajoute une composante en cisaillement donnant naissance à des ondes S
3. **double-couple penté**, abrégé “*cis-angle*” du fait de l’angle initial du plan de faille qui peut varier.

### Source isotrope

Repartons de la source qui a été utilisée dans la section précédente pour tester le paramétrage du milieu solide. Il s’agit d’une source isotrope de type explosif dans le sens où le diagramme d’énergie correspondant forme une sphère homogène dans l’espace. Le sous-programme “*elsrc-com.f*” (voir diagramme 3.20) permet de créer cette source. Ci-dessous, on présente un extrait du code source en FORTRAN où est paramétré le tenseur des contraintes qui génère la source explosive :

```

1 C*****
2   SUBROUTINE ELSRCSU(ETAT,P,NT,SXXH,SXXB,SXZ,SZZG,SZZD)
3   IMPLICIT NONE
4 C*****
5 C   Objet: traitement des sources
6 C-----
7 ...
8 c       source en compression
9           sxxb(Ig1,Ig2)=sxxb(Ig1,Ig2)+GT * AMP *DT
10          sxxh(Ig1,Ig2)=sxxh(Ig1,Ig2)+GT * AMP *DT
11          szzg(Ig1,Ig2)=szzg(Ig1,Ig2)+GT * AMP *DT
12          szzd(Ig1,Ig2)=szzd(Ig1,Ig2)+GT * AMP *DT
13 ...
14   END

```

On trouve les paramètres suivants :

- (**sxxb, sxxh, szzb, szzd**) : contraintes initiales appliquées sur la maille solide (voir section 3.2.2 pour la description des contraintes sur la maille)
- (**Ig1, Ig2**) : en lien avec les coordonnées géométriques de la source configurées à partir du fichier **elscr.dat**



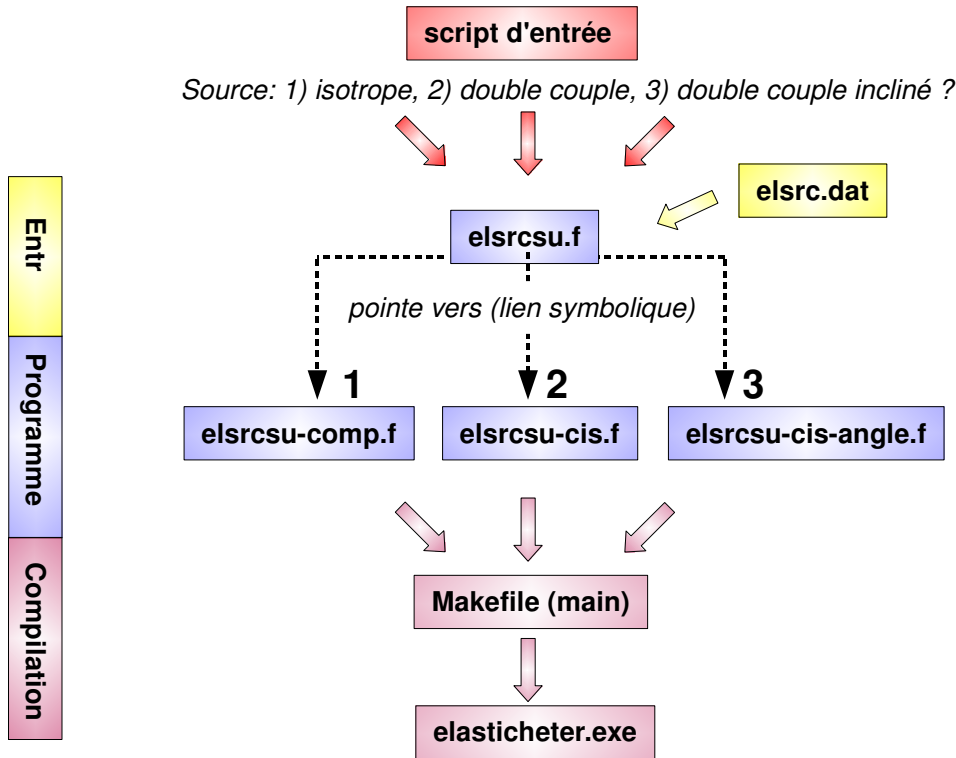


FIG. 3.20: Diagramme du paramétrage de la source par SOLFLU

- (GT, AMP, DT) : paramètres fréquentiel et d'intensité de la source qu'on détaillera par la suite

Ces instructions du code sont la traduction directe de la théorie développée en début de ce chapitre. En termes mécaniques, on retrouve le tenseur des contraintes  $\vec{\vec{M}}_1$  qui modélise l'état de contrainte généré par une source explosive. Celle-ci est normalisée à la valeur 1 dans un premier temps, il suffira par la suite de multiplier la matrice par un coefficient  $\alpha(t)$  qui est la fonction temporelle de la source pour obtenir l'intensité souhaitée, on a :

$$\begin{cases} \vec{\vec{M}}_1 = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \\ \sigma_{xx} = \sigma_{zz} \text{ (par symétrie)} \end{cases} \quad \text{ainsi} \quad \vec{\vec{M}}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} * \alpha(t) \quad (3.61)$$

Le tenseur décrivant la source isotrope permet de calculer le diagramme de rayonnement. On se propose d'exprimer chaque composante du tenseur dans le plan de la source. Considérons le plan 2D représentant le domaine solide, de repère  $(O, \vec{i}, \vec{j})$ . Pour tout point  $(M)$  du domaine solide matérialisant le centre d'une maille solide, le vecteur  $(O\vec{M})$  fera avec le vecteur  $(\vec{i})$  un certain angle  $(\theta)$  en fonction de sa position. A partir de la position du point  $(M)$ , on définit le  $(\vec{n})$  qui porte la partie longitudinale du déplacement de l'élément solide, soit l'onde compressive ou onde P, et le  $(\vec{t})$  la partie cisillante du déplacement toujours normal à  $(\vec{n})$  (voir fig. 3.21), on a :

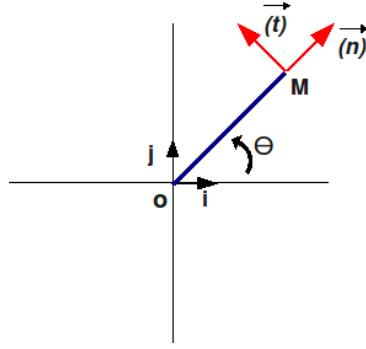


FIG. 3.21: Notations utilisés dans le repère 2D de la source sismique

$$\begin{cases} \vec{n} = \cos \theta \vec{i} + \sin \theta \vec{j} \\ \vec{t} = -\sin \theta \vec{i} + \cos \theta \vec{j} \end{cases} \quad \text{soit matriciellement} \quad \begin{cases} \vec{n} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \\ \vec{t} = \begin{bmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} \end{cases} \quad (3.62)$$

Au point ( $M$ ), le vecteur subi par la facette orientée par  $\vec{n}$  s'écrit :

$$\vec{M}_1(\vec{n}) = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & \sigma_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} = \sigma_{xx}(\cos \theta \vec{i} + \sin \theta \vec{j}) \quad (3.63)$$

Si l'on exprime la projection de ce vecteur contrainte sur le vecteur ( $\vec{n}$ ), on obtient la contrainte normale subie par la facette ( $\vec{n}$ ). Cette contrainte normale est à l'origine de l'onde de compression ou **onde P** :

$$\vec{M}_1(\vec{n}) \vec{n} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & \sigma_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} = \sigma_{xx}(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) = \sigma_{xx} \quad (3.64)$$

Si l'on exprime la projection de ce vecteur contrainte sur le vecteur ( $\vec{t}$ ), on obtient la contrainte tangentielle subie par la facette ( $\vec{n}$ ). Cette contrainte tangentielle est à l'origine de l'onde de cisaillement ou **onde S** :

$$\vec{M}_1(\vec{n}) \vec{t} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & \sigma_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} = \sigma_{xx}(\cos \theta \sin \theta - \cos \theta \sin \theta) = 0 \quad (3.65)$$

Par calcul, on retrouve bien le caractère isotrope du diagramme de rayonnement de cette source. L'énergie rayonnée est invariante selon ( $\theta$ ) pour l'onde P et est nulle pour l'onde S. La figure 3.22 schématise la propagation de l'onde sismique attendue suite au rayonnement de cette source projeté en 2D dans le plan de celle-ci.

La figure (3.23) nous montre le résultat numérique obtenu par le calcul du code pour cette source isotrope explosive. Le rayonnement de l'énergie (représenté en intensité par l'échelle de couleur) correspond bien au calcul théorique précédent. On obtient une onde de compression isotrope. Une telle source s'apparente à une explosion, sa validité d'un point de vue géophysique dans un contexte de sismicité de dorsale sera discutée dans la partie résultats (cf chap. 4).

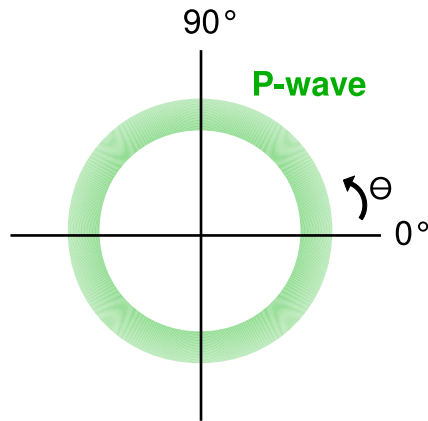


FIG. 3.22: Propagation attendue à partir du diagramme de rayonnement théorique d'une source isotrope explosive

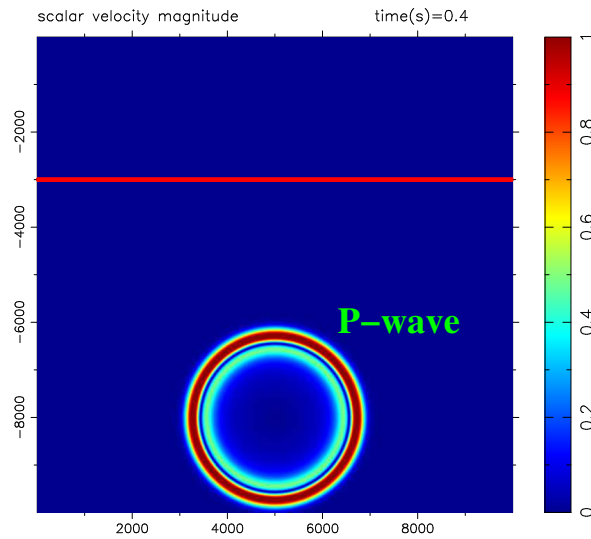


FIG. 3.23: Propagation d'une source isotrope calculée par le code SOLFLU ( $t=0.4s$ )

### Source en double couple

Cette fois, on introduit une source de type double-couple. Le sous-programme “*elsrc.f*” permet de générer cette source. Ci-dessous, on présente de nouveau un extrait du code source en FORTRAN où est paramétré le tenseur des contraintes qui génère le double-couple :

```

1 C*****
2   SUBROUTINE ELSRCU(ETAT,P,NT,SXXH,SXXB, SXZ,SZZG,SZZD)
3   IMPLICIT NONE
4 C*****
5 C   Objet: traitement des sources
6 C
7 ...
8 c     source ponctuelle en cisaillement
9       sxz(Ig1,Ig2)=sxz(Ig1,Ig2)+GT * AMP *DT
10 ...
11   END

```

Le tenseur des contraintes ( $M_2$ ) modélise l'état des contraintes générées par une source de type double-couple :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{M}_2 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_{xz} \\ \sigma_{zx} & 0 \end{bmatrix} \\ \sigma_{xz} = \sigma_{zx} \text{ (par symétrie)} \end{array} \right. \quad \text{ainsi } \vec{M}_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} * \alpha \quad (3.66)$$

De même que pour la source isotrope, on se propose de retrouver par calcul le diagramme de rayonnement de cette source à partir de son tenseur des contraintes. On applique le tenseur  $\vec{M}_2$  au point ( $M$ ) :

$$\vec{M}_2(\vec{n}) = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xz} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} = \sigma_{xz}(\sin \theta \vec{i} + \cos \theta \vec{j}) \quad (3.67)$$

Si l'on exprime la projection du tenseur des contraintes  $\vec{M}_2$  sur le vecteur ( $\vec{n}$ ), on obtient la contrainte normale subie par la facette  $\vec{n}$ . Cette contrainte normale amorce l'onde de compression ou **onde P** :

$$\vec{M}_2(\vec{n}) \vec{n} = \begin{bmatrix} \sigma_{xz} & \sin \theta \\ \sigma_{xz} & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} = 2\sigma_{xz}(\cos \theta \sin \theta) = \sigma_{xz} \sin 2\theta \quad (3.68)$$

Si l'on exprime la projection du tenseur des contraintes  $\vec{M}_2$  sur le vecteur ( $\vec{t}$ ), on obtient la contrainte tangentielle subie par la facette ( $\vec{t}$ ). Cette contrainte tangentielle amorce donc l'onde de cisaillement ou **onde S** :

$$\vec{M}_2(\vec{n}) \vec{t} = \begin{bmatrix} \sigma_{xz} & \sin \theta \\ \sigma_{xz} & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} = 2\sigma_{xz}(\cos 2\theta) \quad (3.69)$$

Par calcul, on retrouve bien la caractéristique du diagramme de rayonnement de cette source. La figure 3.22 schématise la propagation attendue de l'énergie sismique dans le milieu solide liée au rayonnement de cette source projeté en 2D dans le plan de celle-ci, on trouve :

1. l'énergie de l'onde P est maximum quand la fonction  $\sin 2\theta$  est maximum, c'est-à-dire pour  $\theta = 45^\circ$  en dehors des plans nodaux.
2. l'énergie de l'onde S est maximum quand la fonction  $\cos 2\theta$  est maximum, c'est-à-dire pour  $\theta = 0^\circ$  et  $90^\circ$ , ce qui correspond aux plans nodaux.

Ce diagramme de rayonnement 2D est cohérent avec celui de la représentation 3D (fig. 3.19) d'une source en double-couple.

La figure 3.25 nous montre le résultat graphique obtenu pour cette source. On retrouve bien le type de diagramme de rayonnement calculé. D'un point de vue géophysique, ce mécanisme correspond à une faille normale avec un plan de faille à  $90^\circ$ , ce qui n'est pas forcément réaliste pour une zone de dorsale. Dans une telle zone en extension, on trouvera typiquement des failles normales avec un plan de faille incliné. Le sous-paragraphe suivant explique comment on a pu obtenir ce type de source.

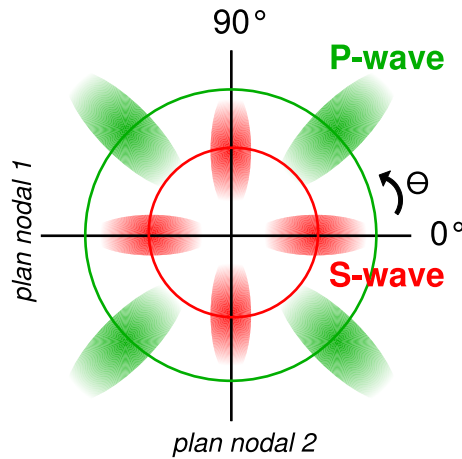


FIG. 3.24: Propagation attendue à partir du diagramme de rayonnement théorique théorique à partir de la source en double-couple

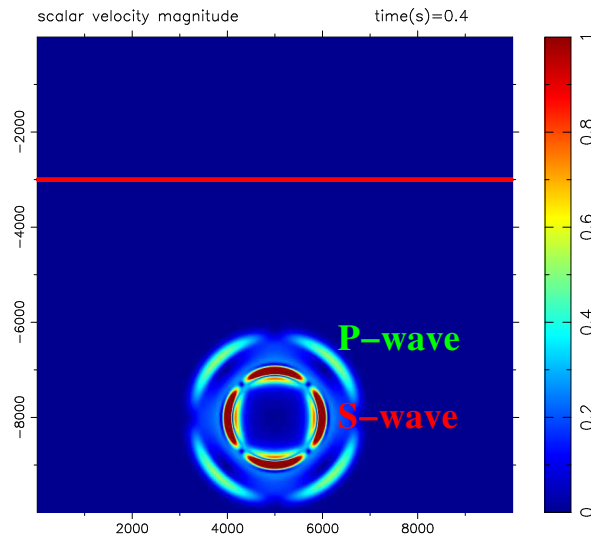


FIG. 3.25: Propagation d'une source en double-couple calculée par le code SOLFLU (t=0.4 s)

### Source en double couple incliné

Pour simuler un double-couple avec une faille inclinée, une subroutine a été écrite pour reproduire l'effet de la pente par un changement de repère. Pour le diagramme de rayonnement théorique, on retrouvera celui calculé pour le précédent double-couple, le tout ayant simplement subi une rotation de  $30^\circ$  (fig. 3.26).

La figure 3.27 nous montre le résultat graphique obtenu par le calcul de SOLFLU pour cette source. On retrouve bien le type de diagramme de rayonnement calculé précédemment.

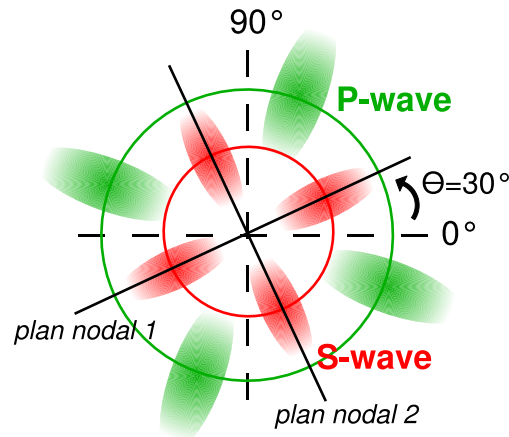


FIG. 3.26: Propagation attendue à partir du diagramme de rayonnement théorique à partir de la source en double-couple avec une faille inclinée  $\alpha = 30^\circ$

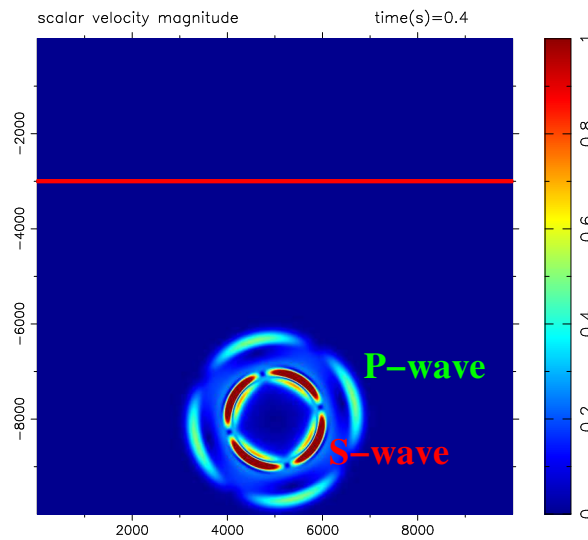


FIG. 3.27: Propagation d'une source en double-couple avec un angle  $\alpha = 30^\circ$  calculée par le code SOLFLU ( $t=0.4$  s)

### 3.3.3 Traitement des sorties du code

#### Visualisation des séries temporels

Initialement le code SOLFLU ne dispose pas d'un module de visualisation des résultats en série temporelle. Les sorties graphiques illustrées précédemment (voir fig. 3.23, 3.25 etc...) représentent uniquement des instantanés du calcul.

Le module *plot.f90* et le package graphique associé permettent seulement la représentation du module des vitesses calculées par le solveur *elasticheter* au temps  $t$ . Les résultats sont ensuite traduits sur une échelle d'intensité de couleur définie par la bibliothèque graphique viz2D. Cette sortie ne permet pas de quantifier les résultats, ni de les comparer entre eux.

Ainsi, nous avons développé un module qui permet d'insérer des capteurs à des endroits

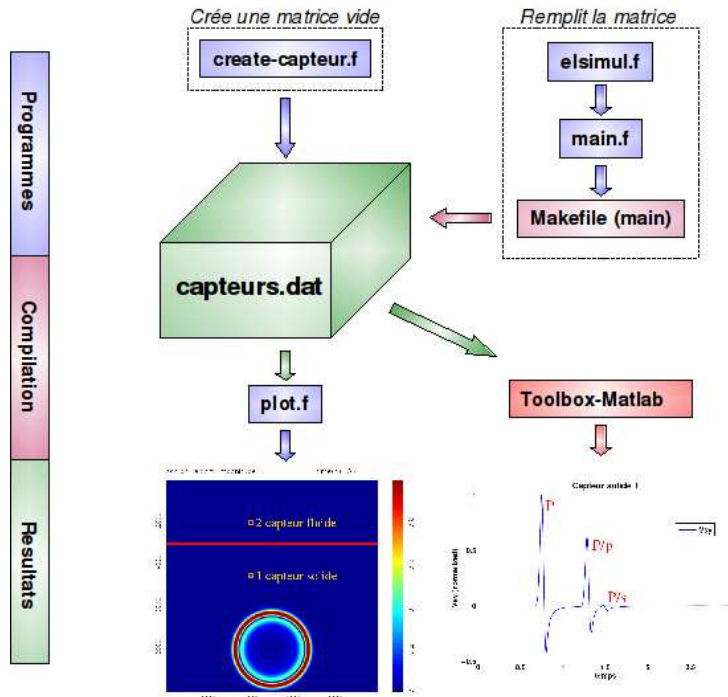


FIG. 3.28: Diagramme schématisant l'insertion de capteurs temporels dans SOLFLU

choisis dans le domaine de calcul pour visualiser et quantifier tous les paramètres calculés par le code. Ce module se compose d'un ensemble de sous-programmes insérés à l'intérieur du code permettant de stocker les informations du calcul, et d'un ensemble de programmes MATLAB baptisé "*TOOLBOX-MATLAB*" qui gère a posteriori toutes ces informations. Comme son nom l'indique, cette "boîte à outils" composée d'une vingtaine de programmes et fonctions MATLAB permet tout un ensemble de visualisations, comparaisons entre simulations et calculs sur les résultats. La figure 3.28 schématise cet ajout de capteurs temporels dans l'architecture globale du code, on détaille le principe dans les paragraphes suivants.

#### Exemple de sorties temporelles

A titre d'exemple, on montre l'insertion de deux capteurs dans le domaine de calcul (fig 3.29). Le *capteur 1* dans le domaine solide est placé 3500 m au-dessus de la source mais décalé de 1000 m vers la gauche par rapport à sa verticale, et le *capteur 2* dans le fluide se situe sur la même verticale 1000 m au-dessus de l'interface. Les capteurs sont représentés par un carré clair sur fond bleu. La source choisie est de type isotrope (voir section 3.3.2).

#### Capteur dans le domaine solide

Une fois le calcul lancé, à chaque pas de temps le programme `elsimusu.f` stocke les informations dans la matrice `capteur.dat` pour chacun des capteurs placés dans le domaine solide (voir diagramme 3.28). Dans le cas du domaine solide, on stocke les paramètres suivants (tab. 3.5) :

Sur la figure suivante (fig 3.30), le front d'onde **P** généré par la source isotrope va être enregistré par le capteur 1 au temps  $t=0.8$  s. Après le temps  $t=1.2$  s le capteur enregistrera



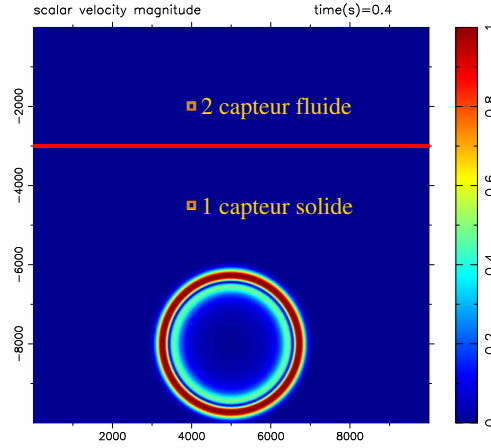


FIG. 3.29: Insertion de capteurs dans la sortie graphique de SOLFLU

information stockée	description
NT*dt	temps
U	vitesse solide horizontale ( $V_{sx}$ )
W	vitesse solide verticale ( $V_{sy}$ )
SXXH	contrainte horizontale en haut du noeud ( $\sigma_{xx}^h$ )
SXXB	contrainte horizontale en bas du noeud ( $\sigma_{xx}^b$ )
SXZD	contrainte tangentielle ( $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$ )
SZZG	contrainte verticale à gauche du noeud ( $\sigma_{yy}^g$ )
SZZB	contrainte verticale à droite du noeud ( $\sigma_{yy}^d$ )

TAB. 3.5: Informations stockées par un capteur placé dans le domaine solide

de nouveau successivement l'onde P réfléchi p ( $\mathbf{P}/\mathbf{p}$ ) et l'onde P réfléchi s ( $\mathbf{P}/\mathbf{s}$ ).

La figure 3.31 nous montre l'enregistrement du capteur 1 durant la durée de la simulation où le code calcule les sorties du temps  $t=0$  s à  $t=3$  s. L'information sélectionnée est ici la vitesse verticale ( $V_{sy}$ ) normalisée et le graphique est généré à l'aide d'un des sous-programmes de la "TOOLBOX-MATLAB". Sur cette sortie, les différents passages des fronts d'ondes ( $\mathbf{P}$ ,  $\mathbf{P}/\mathbf{p}$  et  $\mathbf{P}/\mathbf{s}$ ) apparaissent nettement.

### Capteur dans le domaine fluide

De la même manière que pour le domaine solide, le programme *elsimusu.f* stocke les informations relatives aux capteurs placés dans le fluide dans le fichier *capteur.dat*. Pour chaque capteur, on stocke les paramètres suivants (tab. 3.6) :

information stockée	description
NT*dt	temps
$V_{fx}$	vitesse fluide horizontale ( $V_{fx}$ )
$V_{fy}$	vitesse fluide verticale ( $V_{fy}$ )
P	pression calculée au centre de la maille

TAB. 3.6: Informations stockées par un capteur placé dans le domaine fluide

### 3.3. Modifications apportées : de FLUSOL à SOLFLU

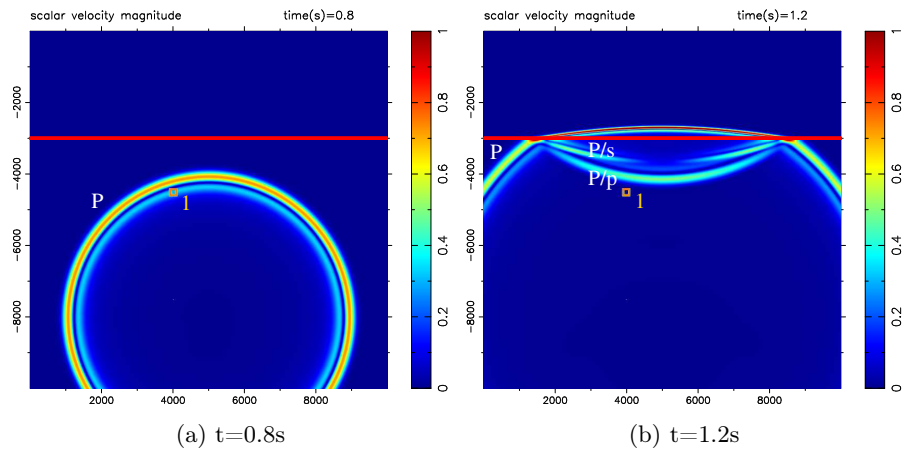


FIG. 3.30: Exemple d'un capteur inseré dans le domaine solide

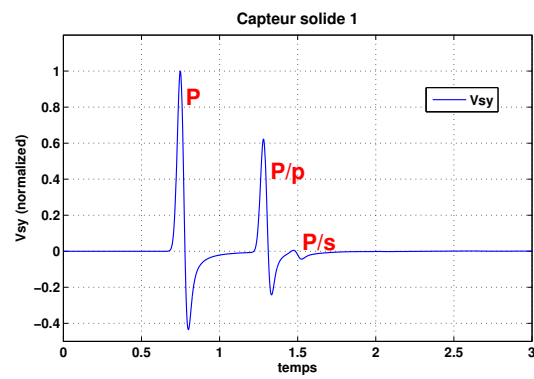


FIG. 3.31: Sortie temporelle du paramètre  $V_{sy}$  pour le capteur solide 1 situé dans le milieu solide

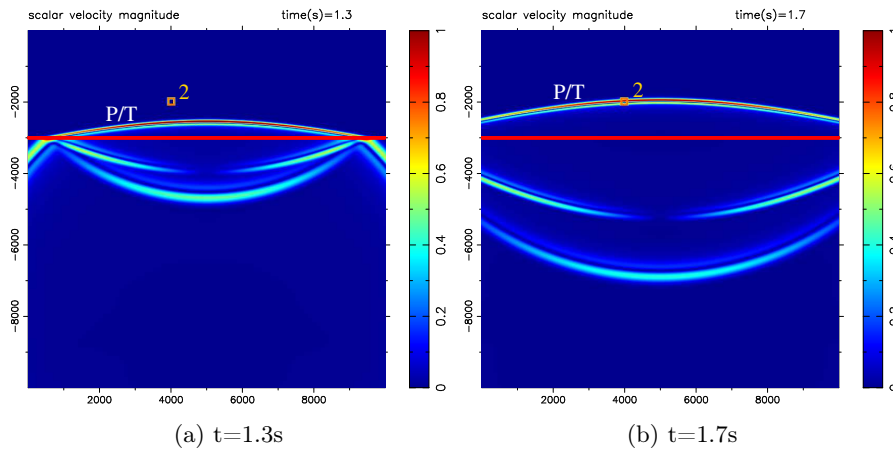


FIG. 3.32: Exemple d'un capteur inséré dans le domaine fluide

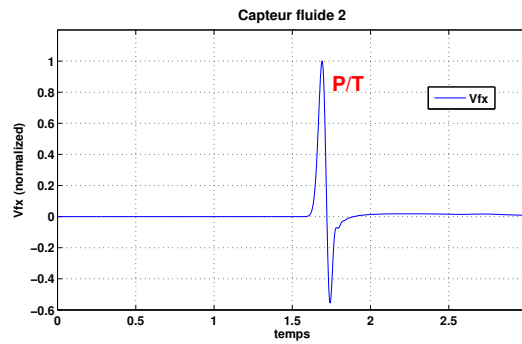


FIG. 3.33: Sortie temporelle du paramètre  $V_{sx}$  pour le capteur solide 1

Sur la figure suivante (fig. 3.32), on voit dans le domaine fluide l'onde acoustique **onde P/T** convertie de l'onde P qui sera enregistrée par le capteur 2 au temps  $t=1.7$  s.

La figure 3.33 nous montre l'enregistrement du capteur 2. Dans ce cas, on choisit le paramètre  $V_{sx}$  (vitesse horizontale) que l'on normalise. Sur cette sortie temporelle, on voit nettement le passage de l'**onde P/T**. La quantification et l'interprétation de cette onde T seront discutées dans le prochain chapitre (chap 4).

### 3.3.4 Optimisation de la résolution du code

#### Problème de convergence numérique

Une des difficultés majeures rencontrée lors du passage de FLUSOL à SOLFLU est celle de la convergence numérique du calcul. Comme tout code à éléments finis, SOLFLU doit obéir à des critères de stabilité numérique pour que le calcul reste exact. Avant les modifications, la dimension du pas en espace était  $h_x = 50$  m avec un domaine de calcul de 10 km sur 10 km, ce qui revient à une grille de 4000 éléments (voir 3.4). Cette résolution ne permet pas un calcul satisfaisant du point de vue de la précision numérique. A titre d'exemple, la figure 3.34 nous montre le résultat graphique d'un calcul de SOLFLU obtenu avec une résolution de  $h_x = 50$  m. La source est un double-couple, les instantanés de l'affichage graphique (3.34a et 3.34b) correspondent respectivement au temps  $t=0.7$  s et

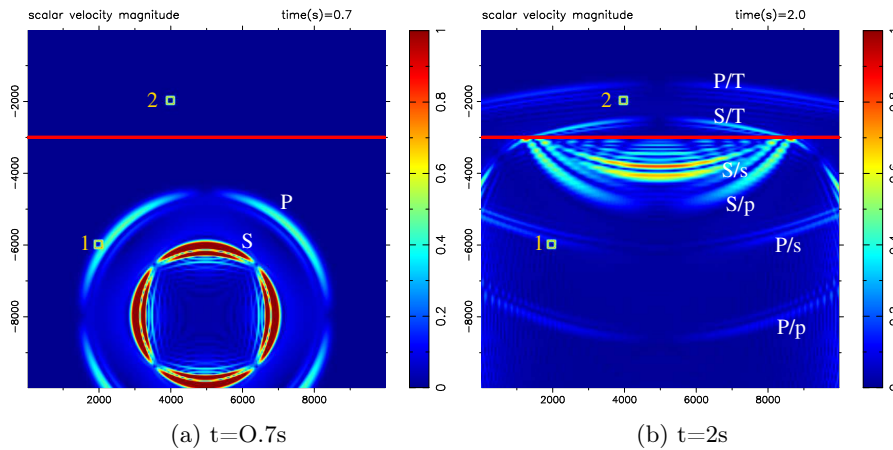


FIG. 3.34: Convergence du calcul pour une maille  $h_x = 50$  m (source en double-couple)

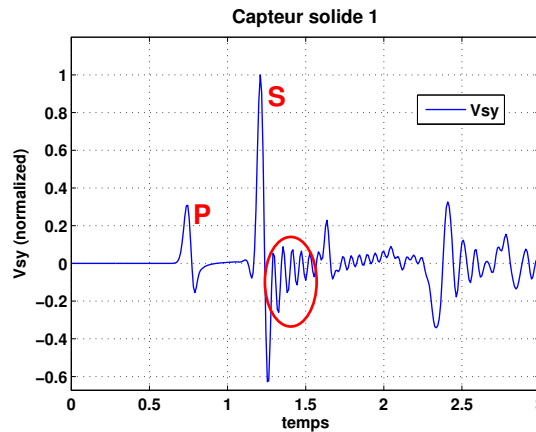


FIG. 3.35: Sortie temporelle pour le capteur fluide 1,  $h_x = 50$  m

$t=2$  s. Sur ces deux figures, il apparaît clairement des imprécisions de calcul sous forme de “bavures” au passage des fronts d’ondes. On remarque que ces erreurs sont particulièrement prononcées pour l’onde (S), les ondes (S/p) et (S/s) réfléchies et les ondes (P/T) et (S/T) transmises. On place un capteur dans le domaine solide (capteur 1) et un autre dans le fluide (capteur 2) pour mieux visualiser ces erreurs de calcul. Sur la figure 3.35 la zone entourée en rouge met bien en évidence le phénomène de “bavure” au passage de l’onde (P). L’erreur est encore plus importante en ce qui concerne le passage de l’onde (P/T) et (P/S) sur le capteur fluide, comme le montrent les deux zones entourées de rouge sur la figure suivante (3.36).

#### Optimisation du calcul

L’erreur du calcul vue précédemment est expliquée par la résolution spatiale de la grille de calcul trop faible  $h_x = 50$  m. Ce phénomène est lié au fait que l’on propage une onde dans un milieu discret. Dans notre cas, la source de fréquence ( $f$ ) génère une onde associée à une longueur d’onde ( $\lambda = c_i/f$ ) qui se propage dans un milieu de vitesse ( $v_i$ ) (en m/s). Pour obtenir un calcul exact le pas en espace ( $h_x$ ) doit satisfaire au minimum la condition :

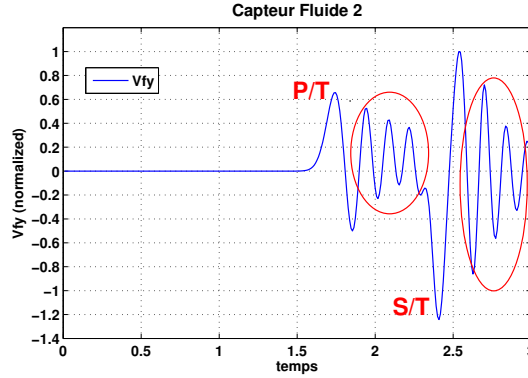


FIG. 3.36: Sortie temporelle pour le capteur fluide 2,  $h_x = 50$  m

	onde P	onde S	onde T
$c_i$ (en m/s)	5500	3175	1500
$\lambda$ (en m)	1100	635	200
$h_x$ max (en m)	55	31	10

TAB. 3.7: Pas maximal  $h_x$  en fonction du milieu  $i$  pour une fréquence  $f=5$  Hz

$$h_x \text{max} < \frac{\lambda}{20} \quad (3.70)$$

Le tableau 3.7 synthétise la dimension maximale que peut prendre le pas en espace  $h_x$  en considérant les trois type d’ondes (P, S et T) pour une source initiale de 5 Hz. Ce tableau illustre la condition de stabilité “Courant, Friedrichs et Lewy”, dite **condition CFL** (voir éq. 3.52), qui montre que plus le pas en espace diminue, plus le pas de temps du calcul ( $dt$ ) va devoir diminuer. Ainsi, en augmentant la résolution spatiale, on augmente directement la durée globale du calcul. D’après les valeurs de ce tableau, on voit que du fait de la faible vitesse de propagation dans l’eau, c’est dans le milieu fluide qu’il sera critique de déterminer la valeur maximale du pas en espace ( $h_x$ ). Dans notre cas, il est nécessaire que  $h_x$  soit au maximum égale à 10 m pour respecter la condition CFL pour l’ensemble du calcul et du domaine.

L’étape suivante est de modifier le code et d’adapter les différentes dimensions des vecteurs pour qu’il accepte un pas en espace de  $h_x = 10$  m. On reprend l’exemple du paragraphe précédent, le code est cette fois ci modifié avec succès et le calcul s’effectue pour un pas en espace de  $h_x = 10$  m. Sur les sorties graphiques (fig. 3.37) ainsi que pour le capteur solide (fig. 3.38) et fluide (fig. 3.39), on constate que le problème d’erreur numérique a disparu.

La figure 3.40 compare sur un même graphique les enregistrements au niveau du capteur 2 pour le paramètre ( $V_{fx}$ ) au passage du front d’onde (P/T) avec les trois résolutions :  $h_x = 50$  m,  $h_x = 25$  m et  $h_x = 10$  m. De cette figure, on déduit clairement que la résolution du code doit être au minimum de  $h_x = 10$  m. Cette optimisation est un préalable indispensable, elle permet de quantifier des résultats justes pour interpréter notre modèle dans le prochain chapitre (voir Chap. 4).

### 3.3. Modifications apportées : de FLUSOL à SOLFLU

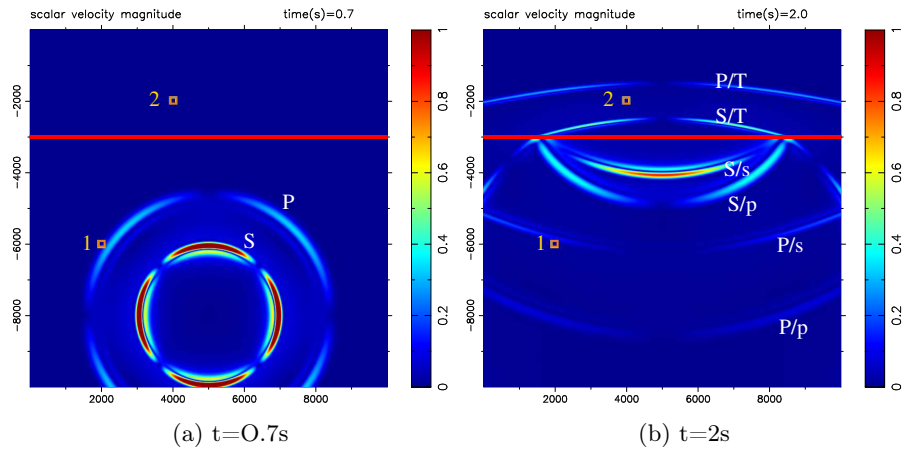


FIG. 3.37: Convergence du calcul pour une maille  $h_x = 10$  m (source en double-couple)

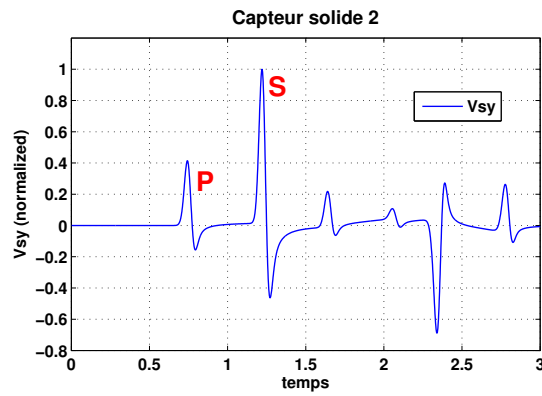


FIG. 3.38: Sortie temporelle pour le capteur fluide 1,  $h_x = 10$  m

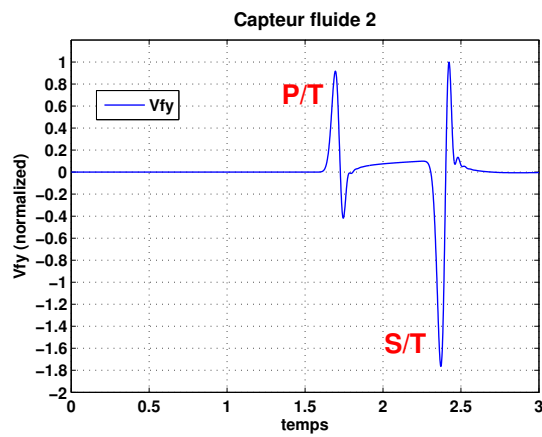


FIG. 3.39: Sortie temporelle pour le capteur fluide 2,  $h_x = 10$  m

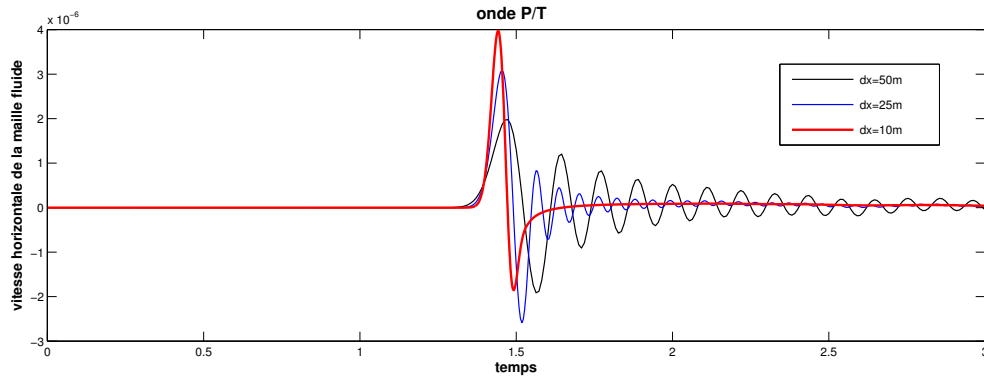


FIG. 3.40: Effet de l'augmentation de la résolution spatiale sur la convergence

résolution (en m)	nb de mailles ( $x \times y$ )	nb de mailles total	dt (en ms)
$h_x = 50$	$200 \times 200$	40 000	9
$h_x = 25$	$400 \times 400$	16 0000	4,5
$h_x = 10$	$1000 \times 1000$	1 000 000	1,8
$h_x = 5$	$2000 \times 2000$	4 000 000	0.9

TAB. 3.8: nombre de mailles et discrétisation temporelle en fonction de la résolution du modèle, maille  $h_x$  (en m)

### Coût de l'optimisation du calcul

L'optimisation de la résolution se traduit directement en termes de coût du temps de calcul. Les deux facteurs qui augmentent le temps de calcul sont :

1. l'augmentation du nombre de mailles de la grille de calcul
2. le pas en temps qui va diminuer avec le pas en espace d'après la condition CFL, (voir éq. 3.52)

Le tableau suivant (3.8) résume en chiffres la variation de ces deux facteurs pour la modélisation d'un domaine de  $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$  avec une fréquence source centrée sur 5 Hz.

Par rapport aux paramètres de notre modélisation, l'augmentation de la résolution de SOLFLU dépasse les possibilités d'un ordinateur de capacité standard à partir d'une maille inférieure à  $h_x = 10 \text{ m}$ . Pour pouvoir effectuer le calcul d'une maille  $h_x = 5 \text{ m}$ , nous avons donc utilisé le **supercalculateur CAPARMOR** hébergé par le pôle de calcul du centre IFREMER de Brest. Grâce à une convention, IFREMER met à disposition du temps de calcul pour les laboratoires de l'IUEM et d'autres organismes sur la région de Brest (SHOM, ENSIETA, etc). D'un point de vue technique, CAPARMOR est un cluster *Altix ICE 8200 de SGI* composé de 64 noeuds de calcul, chaque noeud contient 2 processeurs *3.0 GHz Intel Dual-core*. Le tout revient à 256 coeurs de calcul pour une puissance théorique de 3 tera Flops, ce qui classe CAPARMOR dans la gamme moyenne des supercalculateurs dans le monde en 2008. Le calcul étant effectué de manière séquentiel, le paramètre limitant était mémoire vive (RAM) par rapport à l'augmentation de la taille des vecteurs de calculs. Ainsi pour un calcul avec une résolution  $h_x = 5 \text{ m}$  nécessite environ 3H (temps CPU) sur CAPARMOR. Plusieurs optimisations numériques ainsi qu'un échantillonnage moins fréquents dans l'écriture des fichiers de sorties des résultats permet désormais un calcul d'environ 1 H (CPU) sur un PC standard (RAM de 2 Giga-Bits).



## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les bases de la mécanique du milieu continu nécessaires pour appréhender le phénomène de conversion sismo-acoustique d'une onde, en vue de modéliser la production des ondes T. Dans la suite, nous avons exposé le type de schéma numérique que le code SOLFLU utilise pour discrétiser ces équations de la mécanique. La mise au clair de l'architecture de ce code nous a permis d'évaluer les étapes de modification nécessaires pour simuler notre problème. Suite aux modifications apportées, les objectifs de ce code mécanique ont été atteints (voir section 3.1.3). Le code rebaptisé SOLFLU est désormais en mesure de simuler la conversion sismo-acoustique d'un séisme dont le foyer est situé à quelques kilomètres de la croûte océanique vers la colonne d'eau avec une résolution satisfaisante. En effet, il est possible de générer un milieu solide reproduisant les paramètres typiques d'une croûte océanique ou tout autre substratum hétérogène en terme d'élasticité. Il est également possible d'intégrer une source sismique selon le modèle du double-couple produisant un diagramme de rayonnement variable en fonction de l'angle d'inclinaison de la faille. De plus, les développements effectués sur les sorties permettent à présent de fournir des résultats graphiques et quantitatifs exploitables. Le prochain chapitre présente les résultats obtenus ainsi que les interprétations susceptibles de contribuer à une meilleure compréhension du mode de génération des ondes T.



## Chapitre 4

# Modélisation de la conversion sismo-acoustique : résultats

### Introduction

Ce chapitre présente les résultats obtenus par la modélisation sismo-acoustique au passage du fond océanique ainsi que les perspectives en cours de développement. En première partie, on trouvera un article publié en 2009 dans la revue *Geophysical Journal International*, suivi d'un développement. Dans une deuxième partie, nous présenterons les premiers résultats ainsi que les perspectives liées à l'implémentation d'une interface solide-fluide à géométrie complexe. Cette modélisation supplémentaire vise à simuler l'effet de la présence d'une topographie régionale du fond océanique, que l'on peut typiquement rencontrer au voisinage d'une dorsale, ainsi que l'effet d'une topographie locale à plus petite échelle, que l'on assimilera à une rugosité du plancher océanique.

### 4.1 Production des ondes T en fonction du type d'onde sismique

Dans cette section, nous présentons les premiers résultats obtenus à partir du modèle SOLFLU sous la forme d'un article publié en 2009 dans la revue *Geophysical Journal International*. Cet article est le fruit d'une collaboration étroite avec Claude Guennou pour la partie mécanique et Camille Mazoyer pour la partie calcul numérique, ainsi que Jean Goslin pour l'interprétation géophysique des résultats. Ce papier est condensé sur 5 pages car il s'agit d'un article de type communication rapide ("Fast track paper category"). Ainsi, cette courte introduction sera suivie d'un développement concernant les résultats.

Ce travail propose de modéliser la conversion sismo-acoustique des ondes sismiques à l'interface du plancher océanique. Ce modèle est utilisé par le code à élément finis SOLFLU, basé sur les équation de la mécanique en milieu solide et fluide (voir Chap. 3). Dans la configuration présentée, notre modèle n'a pas recours aux deux hypothèses initiales utilisées couramment pour modéliser la production des ondes T (voir Chap. 2), à savoir : présence d'une topographie ou d'une rugosité au niveau du plancher océanique au voisinage du point de conversion. Deux questions étaient posées qui ont justifié les développements méthodologiques que nous avons effectués :

1. Comment une onde T produite au niveau du plancher océanique peut-elle émerger avec un angle d'incidence suffisant pour permettre son guidage par le SOFAR (voir Chap. 2, section 2.2) à partir d'un fond plat et non rugueux ?
2. Quelle est l'efficacité du processus de conversion sismo-acoustique selon le type de l'onde sismique incidente ? En d'autres termes, dans quelle mesure la proportion des ondes P et S contenue dans l'onde sismique influence les caractéristiques de l'onde T produite ?

## FAST TRACK PAPER

# Generation of hydroacoustic signals by oceanic subseafloor earthquakes: a mechanical model

A. Balanche,<sup>1</sup> C. Guennou,<sup>1</sup> J. Goslin<sup>1</sup> and C. Mazoyer<sup>2</sup>

<sup>1</sup>CNRS; UMR 6538 'Domaines Océaniques', Institut Universitaire Européen de la Mer, Université de Bretagne Occidentale, Université Européenne de Bretagne, 29280 Plouzané, France. E-mail: [abel.balanche@univ-brest.fr](mailto:abel.balanche@univ-brest.fr)

<sup>2</sup>Institut Universitaire Européen de la Mer, Université de Bretagne Occidentale, Université Européenne de Bretagne, 29280 Plouzané, France

Accepted 2009 February 13. Received 2008 January 12; in original form 2008 October 14

## SUMMARY

For more than 15 yr, the recording of hydroacoustic signals with hydrophones moored in a minimum sound-velocity channel, called the SOFAR (SOund Fixing And Ranging) channel, has allowed for detection and localization of many small-magnitude earthquakes in oceanic areas. However, the interpretation of these hydroacoustic signals fails to provide direct information on the magnitudes, focal mechanisms, or focal depths of the causative earthquakes. These limitations result, in part, from an incomplete understanding of the physics of the conversion, across the seafloor interface, from seismic waves generated by subseafloor earthquakes to hydroacoustic *T* waves. To try and overcome some of these limitations, we have developed a 2-D finite-element mechanical model of the conversion process. By computing an exact solution of the velocity field of the waterborne *T* waves, our model shows that a double-couple source mechanism of a subseafloor earthquake generates *T* waves, whose take-off angles are adequate to allow penetration into the SOFAR channel and efficient trapping by this waveguide. Furthermore, our model confirms that a double-couple source with a high *S*-wave content produces higher-amplitude *T* waves than a simple explosive source, which only generates *P* waves.

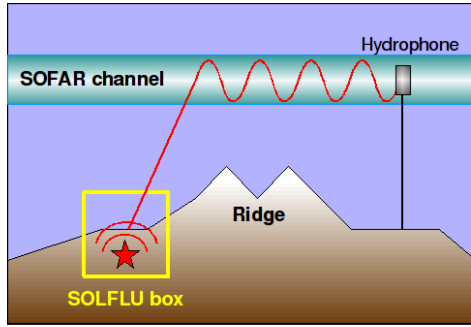
**Key words:** Seismic monitoring and test-ban treaty verification; Computational seismology, Mid-ocean ridge processes.

## 1 INTRODUCTION

Hydrophone arrays moored in the SOFAR channel, a low-velocity channel that acts as a waveguide for acoustic signals travelling in the ocean, have been used for more than 15 yr to detect and localize relatively low-magnitude (typically  $M_w > 2.5$ ) subseafloor earthquakes (Fox *et al.* 2001; Dziak *et al.* 2004). The main reason for using hydrophone arrays is that the seismic waves are rapidly attenuated when they travel through the oceanic crust and upper mantle. This attenuation precludes land-based seismic networks from having detection and localization capabilities comparable to those of hydrophone arrays. Conversely, thanks to the low attenuation properties of the SOFAR channel, acoustic signals can be recorded at large epicentral distances and allow for acoustic monitoring of vast oceanic areas by hydrophones networks made up with a small number of instruments. For example, autonomous hydrophone arrays of four to six instruments deployed on the flanks of the Northern Mid-Atlantic Ridge (MAR) have succeeded in detecting and localizing 30–50 times more earthquakes along this slow-spreading ridge than did land-based networks during the same periods. Detection and localization of seismic events are made possible by picking ar-

rival times of acoustic signals recorded by hydrophone arrays. These acoustic signals, termed '*T* waves', result from the conversion at the seafloor interface of seismic waves generated by subseafloor earthquakes. The space and time distribution of the seismicity, computed from the catalogues of events produced by interpreting hydrophone data, recorded during relevant multiyear periods of time, provide major insights into the accretion processes active along the axes of mid-oceanic ridges (e.g. Goslin *et al.* 2005) and into intraplate deformation phenomena (e.g. Fox & Dziak 1999).

However, more in-depth interpretations of the amplitudes and waveforms of *T* waves require a fuller understanding of the physics of the seismic to acoustic conversion mechanism at the seafloor interface and of the propagation of the *T* waves along the SOFAR channel. For example, empirical models are the only currently available means to link the acoustic source levels recorded by hydrophone arrays to the seismic size of the earthquakes (e.g. Dziak 2001). Several models have been proposed to explain the generation of *T* waves by subseafloor earthquakes. The first type of models (Johnson *et al.* 1963; Talandier & Okal 1998) invokes the conversion across a sloped seafloor, which produces *T* waves with adequate incidence angles, to become efficiently trapped within the SOFAR



**Figure 1.** Cartoon showing the  $T$ -wave generation and propagation. The SOLFLU modelling is performed in the yellow box.

channel. This ‘downslope propagation’ model therefore requires a specific regional seafloor topography. However,  $T$  waves were later observed originating from events located in flat areas of the abyssal plains. This observation was termed the ‘ $T$ -phase paradox’. de Groot-Hedlin & Orcutt (1999) later proposed that local seafloor roughness in the vicinity of the epicentre would be responsible for the production of  $T$  waves. Their ‘seafloor scattering model’ produces two different waves: a short onset-time, high-frequency ‘abyssal  $T$ -phase’, which would be generated by earthquakes located in deeper areas, and a ‘slope  $T$ -phase’, of lower frequency and shorter onset. However, a study by Williams *et al.* (2006), based on 158 events observed along the Mid-Atlantic Ridge, fails to confirm the relation between onset duration and seafloor depths at the conversion point as was proposed by de Groot-Hedlin & Orcutt (1999). Finally, a model based on the ‘modal scattering’ theory (Park *et al.* 2001) accounts for the generation of  $T$  waves by a rough seafloor in the epicentral region and provides first insight into the importance of the fault orientation in the  $T$ -wave excitation process.

The present work proposes a direct finite-element mechanical modelling of the conversion of seismic waves to acoustic waves at the seafloor interface (Fig. 1) to try and make some headway toward solving the  $T$ -phase paradox. Our model requires neither an *a priori* local topography nor a particular seafloor roughness. Our work addresses two main questions. First, how can  $T$  waves be generated at the seafloor with sufficient take-off angles to enter SOFAR channel? Second, what is the ‘efficiency’ of the seafloor conversion process for various types of seismic waves? In other words, how do the  $P$ - versus  $S$ -wave contents of various seismic sources influence the resulting  $T$ -wave signal characteristics?

## 2 MODEL DESCRIPTION

We have developed the ‘solid to fluid’ (SOLFLU) 2-D finite-element code to model the conversion of seismic–acoustic waves at the crust–water interface. The model presented here required major adaptations from a code developed for industrial applications involved in non-destructive testing control of cracks in complex structures (Bécache *et al.* 2001). This code was later adapted and applied to marine geophysical prospecting (Zhein *et al.* 2004). It should be noted that these two applications, which dealt with the conversion of acoustic wave propagating in a fluid to seismic waves in a solid medium, only allowed the implementation of a purely ‘explosive’ source producing only  $P$  waves, as  $S$  waves do not travel in the fluid source medium. Our new SOLFLU code allows the implementation of various types of sources located in the crust, such as double-couple source mechanisms, which generate crustal  $P$  and  $S$  waves both.

The SOLFLU code is based on the equations of continuum mechanics described below. Hooke’s law (eq. 1) and the fundamental law of dynamics (eq. 2), which both relate stress to velocity are used to describe the propagation in the solid medium. The  $\vec{v}_s$  and  $\vec{v}_f$  velocity components are computed at the centre of each grid element. The stress tensor is computed at each grid node, where mass conservation equation (eq. 3) and Euler’s law are used in the fluid medium. Similarly, the pressure is computed at the centre of each grid element and the velocity components at the centres of the sides of the grid elements (eqs 3 and 4). Eqs (5) and (6) model the boundary conditions at the solid/fluid interface. They express the continuity of the velocity component normal to the interface and the continuity of stress. To avoid reflection artefacts on the sides of the model box, propagating waves are absorbed by ‘perfectly matched layers’ (Collino & Tsogka 2001) whose thickness was chosen equal to 30 grid elements to have less than 0.01 per cent lateral reflection.

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{\sigma}}{\partial t} - \vec{\epsilon}(\mathbf{v}_s) = 0, \quad (1)$$

$$\rho_s \frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + \nabla \vec{\sigma} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c_f^2 \rho_f \nabla \mathbf{v}_f = 0, \quad (3)$$

$$\rho_f \frac{\partial \mathbf{v}_f}{\partial t} + \nabla p = 0, \quad (4)$$

$$\mathbf{v}_s \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v}_f \cdot \mathbf{n}, \quad (5)$$

$$\vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} = -p(\vec{I}) \cdot \mathbf{n}, \quad (6)$$

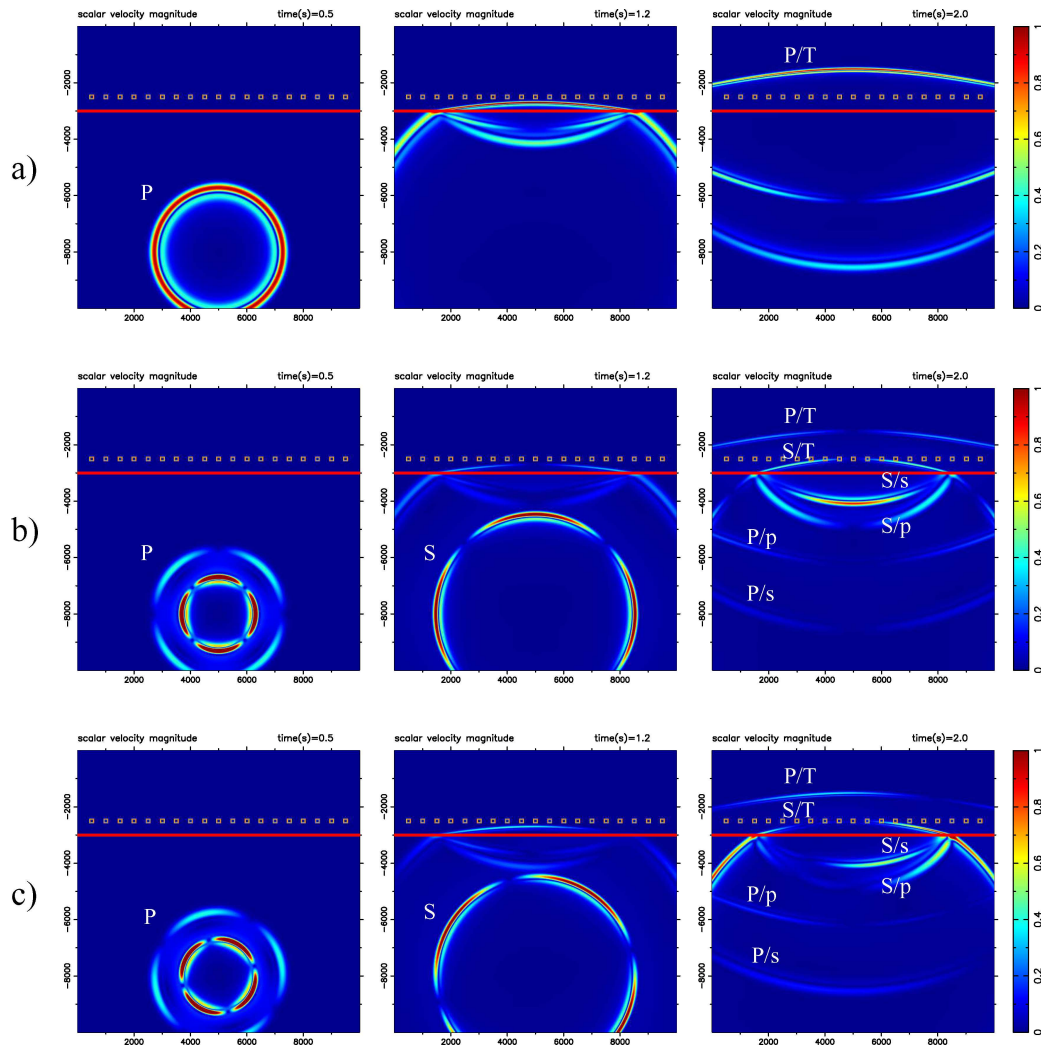
where  $\vec{\sigma}$  represents the stress,  $\vec{\epsilon}$  the time derivative of the strain tensor,  $\vec{A}$  the compliance tensor,  $\vec{I}$  the identity tensor,  $\rho_s$  and  $\rho_f$  the solid and fluid densities,  $\mathbf{v}_s$  and  $\mathbf{v}_f$  the solid and the fluid velocities,  $p$  the pressure within the fluid and  $\mathbf{n}$  the unit normal vector.

## 3 MODEL INPUT

The physical parameters of both the solid and fluid domains and type of source are input into the model (see Table 1). A  $10 \times 10$  km domain is described by a  $1000 \times 1000$  grid of  $10 \times 10$  m elements. For each case, the source is a Ricker pulse centred at 5 Hz and initial amplitudes for both compressive ( $P$  waves) and shear components ( $S$  waves) are normalized at the value one in the moment tensor source matrix. These parameters allow the modelling of the seismic to acoustic conversion with realistic space- and timescales.

**Table 1.** Model parameters for the 3 s runs.

Parameters	Values
Domain dimension (m)	10 000 × 10 000
Water column depth (m)	3000
$\rho_f$ (kg m <sup>-3</sup> )	1000
$c_f$ (m s <sup>-1</sup> )	1500
$\rho_s$ (kg m <sup>-3</sup> )	2900
$cp_s$ (m s <sup>-1</sup> )	5500
$cs_s$ (m s <sup>-1</sup> )	3175
Ricker source (Hz)	5
Source position (x,z)(m)	(5000, 8000)



**Figure 2.** Snapshots of the scalar velocity magnitude of the wavefield modelled at 0.5, 1.2 and 2.0 s after the start of three 3 s runs. The horizontal line is the interface between the underlying solid crust and the overlying fluid. Squares show the positions of the ‘synthetic sensors’ placed 500 m above the interface. Distances along the  $X$  and  $Y$ -axis are in metres. The scale of the scalar velocity magnitude is arbitrary.  $P$  and  $S$  are the direct waves out of the source;  $P/p$  is, for example, the  $P$  wave reflected downward from the incident  $P$  wave at the solid/fluid interface;  $P/T$  and  $S/T$  are the converted  $T$  waves travelling in the fluid. From top to bottom: (a) the source is purely explosive; (b) the source is an horizontal double-couple mechanism; (c) the source is a slanted double-couple.

#### 4 MODEL RESULTS

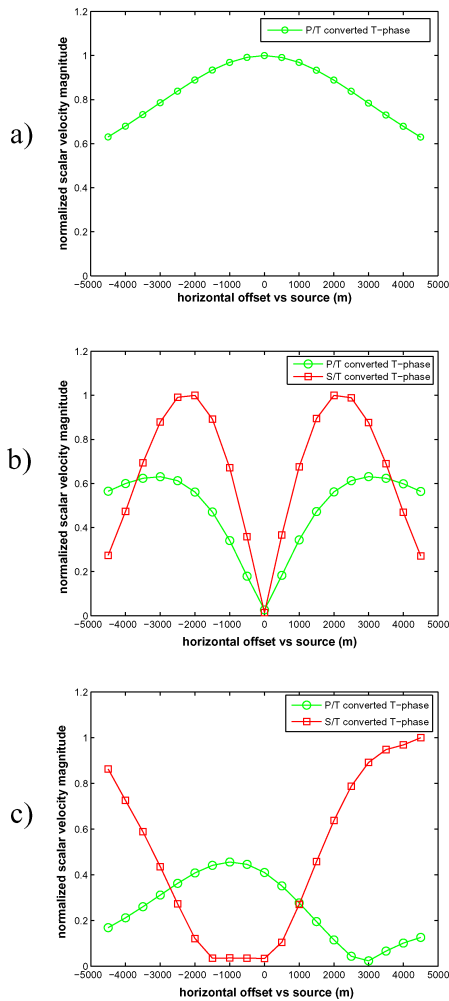
The results of three 3 s runs of the SOLFLU model are presented below. These model runs differ only by the type of source mechanisms, which were input into the model. Figs 2(a)–(c) show velocity snapshots at various times ( $t_1 = 0.5$  s,  $t_2 = 1.2$  s,  $t_3 = 2.0$  s) for each of the three model runs.

The first run (Fig. 2a) begins with a purely ‘explosive’ source in the crust, 5 km below the seafloor. This source only generates isotropic  $P$  waves, which will later be converted to  $T$  waves. The second run (Fig. 2b) displays the propagation of the crustal and waterborne waves produced by a pure horizontal double-couple seismic source. This source generates both  $P$ - and  $S$ - seismic waves in the crust, which are in turn converted to  $P$ -to- $T$  and  $S$ -to- $T$  acoustic waves in the water column, respectively, noted  $P/T$  and  $S/T$  below. Note that this second runs produces multiple wave fronts, rather than the single wave front of the first model run. Finally, as the radiation pattern evidently depends on the fault plane orientation, a

slanted double-couple mechanism representing the projection on a vertical plane passing through the hypocentre of the propagation of the waves generated by a normal fault event, is shown on Fig. 2(c). Various phases appear on the snapshots of Fig. 2(a) (explosive source case): in the solid, the direct  $P$  wave ( $P$ ), the ( $P/p$ ) and the ( $P/s$ ) waves reflected downwards by the seafloor interface and in the fluid, the ( $P/T$ ) converted  $T$ -phase. In the case of a double-couple source, additional phases are produced and are shown on Figs 2(b) and (c): the direct  $S$  wave travelling in the crust; the  $S/p$  and  $S/s$  waves, downward-reflected on the interface and, finally, the converted  $S/T$  contribution to the  $T$  waves. The snapshots shown on Figs 2(a)–(c) show that SOLFLU successfully models the major contribution of the  $S$ -wave component in the production of waterborne  $T$  waves.

To appreciate more precisely the amplitudes of the various waterborne phases during the model runs, a horizontal line of ‘synthetic sensors’ was positioned in the fluid, 500 m above the seafloor. Time-series of the  $v_{fx}$  and  $v_{fz}$  components of the displacement velocity element were computed at each sensor. The maximum of the





**Figure 3.** Normalized maxima of the scalar velocity magnitude versus horizontal offset along the line of ‘synthetic sensors’ (see positions of the sensors on Fig. 2). Source characteristics are as Fig. 2, that is, from top to bottom: (a) explosive; (b) horizontal double-couple; (c) slanted double-couple.

scalar velocity magnitude at each sensor, that is,  $\max(\sqrt{v_{f_x}^2 + v_{f_z}^2})$ , was finally extracted from these time-series. These maxima were, in turn, normalized to the higher value for each source type and displayed on Fig. 3 below.

The maximum scalar velocity magnitude is proportional to the pressure (eq. 4 above) and can therefore be linked to the source level (SL) of earthquakes computed from the acoustic signals recorded by hydrophones moored in the SOFAR channel (for a definition of SL, see, e.g. Dziak 2001). Figs 3(a)–(c) further illustrate the differences between the two types of sources. In the case of the purely explosive source (Fig. 3a), the maximum of the converted wave pressure is observed near the vertical. It will thus enter the SOFAR channel at a low incidence angle and will not be efficiently trapped inside the waveguide. In the case of the double-couple mechanism, the ‘sensors’ will record, successively, the *P/T* and the *S/T* waves. The maximum pressure of both the *P/T* and *S/T* converted waves generated by double-couple mechanisms are observed at notable angles around  $80^\circ$  with respect to the vertical (Figs 3b and c). These phases will thus be efficiently trapped and guided by the SOFAR, a process that requires low enough grazing angles (Williams *et al.* 2006). Moreover, our model shows that the contribution of the *S/T*

converted waves exceeds that of the *P/T* converted wave for most offset angles. Finally, the orientation of the double-couple mechanism (i.e. its angle versus the vertical in our 2-D modelling scheme) influences the relative contributions of the *P/T* and *S/T* waves to the acoustic signal.

## 5 CONCLUSIONS

We have developed the SOLFLU code to achieve a direct model of the seismic to acoustic conversion of waves across the seafloor interface, by solving the fundamental equations of continuum mechanics. This code models the conversion of the waves generated by two different source mechanisms: a purely explosive source and a double-couple one. Our work provides two main results. First, water-column *T* waves can be generated by shallow crust double-couple mechanisms and enter the SOFAR channel with efficient incidence angles, thus allowing them to be trapped and propagate in the waveguide. Such *T* waves can be produced without the presence of a regional sloped topography, thus, overcoming the ‘*T*-phase paradox’ and without any local specific roughness characteristics of the seafloor. Second, our model confirms the results of the modal propagation model (Park *et al.* 2001), that is, that *S* waves are more efficient than *P* waves in producing energetic *T* waves.

Our results therefore bear direct consequences on the way earthquake size estimates can be derived from hydrophone source level observations. We show that sources that have a higher relative *S*-wave content are likely to produce higher-SL acoustic signals, for earthquakes with equal magnitudes. Therefore, empirical studies that develop relationships between acoustic source level and earthquake magnitude need to take source mechanism, and therefore *S*-wave radiation patterns, into account. A study by Dziak (2001) found that two distinct magnitude/SL empirical linear relations, based on the source earthquake fault orientation, were necessary to properly describe the seismic to acoustic energy distribution of 179 seismic NE Pacific earthquakes. Dziak proposed that *T*-phase energy at the seafloor–ocean interface would be lower for normal/reverse faults than for strike-slip events, an effect which he attributed to the *S*-wave radiation pattern, which would be different between the fault types. Strike-slip events produce *S*-wave energy with horizontal particle motion (parallel to seafloor ocean interface).

We are currently working to model the conversion in a more realistic context. In particular, a more complex first-order regional seafloor topography will be input in the model. Implementing a more realistic topography requires a precise choice of the grid element size to ensure that running the model will not exceed ‘reasonable’ computer resources. Extension of the SOLFLU code to 3-D is also envisioned to obtain a realistic view of the propagation wave-field. Finally, we plan to use the outputs of our model as inputs in acoustic propagation models to compute the effects of long-distance paths in the SOFAR channel. When these steps are completed, it will be possible to invert *T*-phase waveforms recorded by hydrophone arrays directly to derive earthquake seismic magnitudes.

## ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank Edouard Canot (IRISA, Rennes) for having provided to us the initial FLUSOL code, which was used as a base for the development of SOLFLU. We also thank Bob Dziak and Bob Odom for fruitful discussions on many intriguing questions *T* waves keep concealing.

## REFERENCES

- Bécache, E., Joly, P. & Tsogka, C., 2001. Application of the fictitious domain method to 2D linear elastodynamic problems, *J. Comput. Acoust.*, **9**, 1175–1202.
- Collino, F. & Tsogka, C., 2001. Application of the pml absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media, *Geophysics*, **66**, 294–307.
- de Groot-Hedlin, C.D. & Orcutt, J.A., 1999. Synthesis of earthquake-generated *T*-waves, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1227–1230.
- Dziak, R., 2001. Empirical relationship of *T*-wave energy and fault parameters of Northeast Pacific ocean earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2537–2540.
- Dziak, R. et al., 2004. *P*- and *T*-wave detection thresholds, *Pn* velocity estimate, and detection of lower mantle and core *P*-waves on ocean sound-channel hydrophones at the mid-atlantic ridge, *Bull. seism. Soc. Am.*, **95**, 665–677.
- Fox, C. & Dziak, R., 1999. Internal deformation of the gorda plate observed by hydroacoustic monitoring, *J. geophys. Res.*, **106**, 17 603–17 615.
- Fox, C., Matsumoto, H. & Lau, T.-K., 2001. Monitoring pacific ocean seismicity from an autonomous hydrophone array, *J. geophys. Res.*, **106**, 4183–4206.
- Goslin, J., Lourenço, N., Dziak, R.P., Bohnenstiehl, D.R., Haxel, J. & Luis, J., 2005. Long-term seismicity of the Reykjanes Ridge (North Atlantic) recorded by a regional hydrophone array, *Geophys. J. Int.*, **162**, 516–524.
- Johnson, R.H., Northrop, J. & Eppley, R., 1963. Sources of Pacific *T*-phases, *J. geophys. Res.*, **68**, 4251–4260.
- Park, M., Odom, R.I. & Soukup, D.J., 2001. Modal scattering: A key to understanding oceanic *T*-waves, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3401–3404.
- Talandier, J. & Okal, E.A., 1998. On the mechanism of conversion of seismic waves to and from *T*-waves in the vicinity of island shores, *Bull. seism. Soc. Am.*, **88**, 621–632.
- Williams, C.M., Stephen, R.A. & Smith, D.K., 2006. Hydroacoustic events located at the intersection of the Atlantis (30°N) and Kane (23°40'N) transform faults with the Mid-Atlantic Ridge, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **7**, Q06015, doi: 10.1029/2005GC001127.
- Zhein, S., Canot, E., Erhel, J. & Nassif, N., 2004. Développement de nouveaux moyens d'exploration géophysique: mise au point d'un modèle numérique pour la propagation des ondes élastiques, IFREMER internal report.

### 4.1.1 Développement des résultats et discussion

Le premier résultat de ce travail est que le calcul d'une solution exacte du champ des vitesses dans le fluide montre qu'une source sismique en double couple est capable de produire une onde T avec un angle d'incidence adéquat qui permet son piégeage dans le canal SOFAR. Cette onde T est produite sans la présence d'une pente topographique ni d'une rugosité au voisinage de l'épicentre. Ainsi, cette modélisation de type mécanique propose un scénario plausible de production d'onde T, permettant d'expliquer le "paradoxe des ondes T abyssales" (cf. Chap. 2, section 2.2.2). Le second résultat est que les ondes S apparaissent comme plus efficaces que les ondes P pour produire des ondes T dans le SOFAR. Dans la suite de cette section, après un développement expliquant la paramétrisation de la source, nous développerons plus en détails les implications de ces résultats.

#### Quantification de l'énergie de la source implémentée dans le modèle

Dans les résultats de l'article publié dans GJI, les valeurs de l'amplitude du module des vitesses des ondes T calculées dans le fluide ont été normalisées. Cependant, on rappelle que l'objectif à long terme est d'utiliser les résultats de ce modèle de conversion sismo-acoustique comme entrées d'un code de propagation acoustique longue distance juste après le passage de l'interface. Ce couplage permettrait de modéliser intégralement le trajet de l'onde de la source sismique jusqu'à l'hydrophone. Pour pouvoir engager ce futur travail, la première étape est de calculer un champ de vitesses obtenu à partir d'une source sismique paramétrée avec une valeur réaliste en termes d'intensité du signal source. En effet, c'est à partir de ces valeurs de vitesses des particules fluides au passage des ondes T produites que l'on va calculer le champ de pression à coupler en entrée d'un code de propagation acoustique. La section suivante détaille comment les valeurs physiques servant au paramétrage de la source sismique ont été établies.

#### Définition et quantification du moment sismique $M_0$

Le **moment sismique** ( $M_0$ ) permet de quantifier l'énergie mécanique rayonnée à partir du modèle du double couple. Il se calcule intrinsèquement au séisme à partir des paramètres géométriques et mécaniques de la rupture, on a :

$$M_0 = \mu \times S \times D \quad (\text{en N.m}) \quad (4.1)$$

où ( $\mu$ ) est le coefficient de rigidité du milieu (en  $N.m^{-2}$ ), S (en  $m^2$ ) la surface de la faille qui a subi la rupture et D (en m) le glissement le long de la faille. En réalité, la plupart des catalogues sismiques fournissent la **magnitude d'énergie** ( $M_w$ ) à partir de l'analyse des mesures du séisme enregistré par plusieurs stations. De cette magnitude mesurée on obtient facilement ( $M_0$ ). Voici les relations simples liant ( $M_w$ ) et ( $M_0$ ) :

$$\begin{cases} M_0 = \left(\frac{3}{2} M_w + 9\right)^{10} \\ M_w = \frac{2}{3} (\log_{10}(M_0) - 9) \end{cases} \quad (4.2)$$

Dans notre cas, les mesures hydroacoustiques sont des mesures de pression d'où l'on tire le Source Level (SL, voir Chap. 1, paragraphe 1.2.4), que l'on ne peut pas relier directement à la magnitude  $M_w$  du séisme correspondant. Cependant, on constate que la plupart des événements enregistrés par les réseaux d'hydrophones s'étalent sur des valeurs comprises

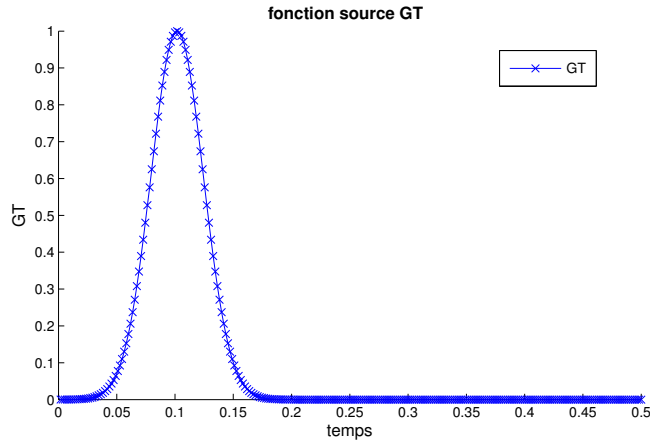


FIG. 4.1: Fonction source pour les premières 0.5 s du calcul

entre ( $200 < SL < 220$ ) dB. Une calibration par rapport aux événements les plus énergétiques, c'est-à-dire ceux enregistrés à terre, permet d'estimer grossièrement les magnitudes  $M_w$  correspondant à cette fourchette de valeur. Ainsi on peut ramener nos mesures hydroacoustiques à une échelle comprise entre  $3 < M_w < 5$ ; on situe donc un événement moyen à  $M_w = 4$  soit  $M_0 = 10^{15} (N.m)$ .

### Paramétrisation du moment sismique $M_0$ dans SOLFLU

Revenons sur les paramètres servant à définir et quantifier la source dans le module “*elsrc.dat*” et les programmes “*elsrcsu.f*”. Le code affecte au champ de contraintes une valeur homogène à une fonction  $\alpha(t)$  source exprimant une contrainte en fonction du temps, contrainte de type :

```

1 ...
2 ...      contrainte = GT*AMP*DT / (hx*hy)
3 ...

```

où :

1. (GT) est le type de fonction source choisie
2. (AMP) sera facteur d'intensité multiplié à la fonction source
3. (DT) est le pas de temps déterminé par le code pour chaque itération du calcul (en fonction de la longueur d'onde de la source et de la discrétisation en espace, Chap. 3, section 3.2.2)
4. (hx\*hy) est la surface de la maille du domaine sur laquelle va s'exercer la contrainte liée à la source

Il existe plusieurs types de fonction source (différentes fonctions gaussiennes ou une fonction sinusoïdale) ; la figure 4.1 illustre une fonction source (GT) gaussienne centrée sur la fréquence 10 Hz. Une fois la fonction source choisie, on fixe la valeur du paramètre AMP lié à la valeur de  $M_0$  pour donner au signal temporel une amplitude réaliste.

### Contribution des ondes S dans la production d'ondes T

Dans cette section, on se propose de détailler et de discuter les implications du deuxième résultat de la conversion sismo-acoustique présenté dans l'article. Celui-ci souligne que les ondes S semblent plus efficaces que les ondes P pour produire des ondes T, à la fois en termes d'amplitude de l'onde acoustique et d'angles adéquats permettant le piégeage de l'onde dans le SOFAR.

*Pour l'ensemble des figures de cette section, les graphiques représentent en ordonnées les différentes vitesses (ou le module des vitesses) des particules solide et fluide calculées par le code SOLFLU en fonction de l'offset horizontal par rapport à la verticale de la source sismique. Dans certains cas, on trouvera sur la partie de droite des diagrammes de répartition ; ils sont calculés en sommant les vitesses le long des lignes horizontales solide et fluide des capteurs. Dans tous les cas, la source est un double couple centré au milieu du domaine solide*

La figure suivante (fig. 4.2) nous présente de nouveau la comparaison entre le module des vitesses des ondes P/T et S/T produites dans le fluide à partir d'un mécanisme en double couple (voir article). On constate que l'onde S/T représente 58% de ce module contre 42% pour l'onde P/T. Cependant, la distribution horizontale des contributions relatives P/T et S/T de ce module dépend de celle présente dans l'onde sismique incidente. La figure 4.3 présente la comparaison entre les ondes P/T et S/T produites à partir des ondes sismiques P et S. Dans le cas de l'onde P, plus de 90% de ce champ de vitesses est converti dans le milieu fluide en onde P/T (fig. 4.3a). Dans le cas de l'onde S, seulement 60% de l'onde sismique incidente est convertie dans le milieu fluide en onde S/T. Cependant, on constate que l'onde S se montre plus efficace à produire une onde S/T avec des angles adéquats pour être piégée dans le SOFAR (c'est-à-dire plus loin de la verticale à la source), malgré :

1. une répartition de l'énergie sismique incidente plus concentrée au voisinage de la verticale de la source que pour l'onde P ;
2. une plus grande part de l'énergie incidente réfléchiée en onde sismique (S/p et S/s) que pour l'onde P.

Plusieurs observations sur les données hydroacoustiques tendent à confirmer ce résultat. A titre d'exemple, l'enregistrement du séisme du 8 juin 1993 (Poliokaeawe) par le Réseau Sismique Polynésien à la station PMO montre une onde S convertie T (S/T) plus énergétique que l'onde P convertie T (P/T), (Talandier and Okal, 1998).

D'autres auteurs cités à la fin de l'article vont plus loin dans cette analyse de la contribution des ondes S dans la production des ondes T : (Dziak, 2001) ainsi que (Park et al., 2001).

### Contribution de la composante horizontale des vitesses dans la production d'ondes T

Une autre information exploitable à partir des sorties calculées par le code SOLFLU est la contribution relative des vitesses horizontales et verticales du déplacement dans le solide et le fluide (voir Chap. 3, section 3.2.2). Les deux figures suivantes (fig. 4.5 et 4.6), nous présentent le résultat des comparaisons entre les ondes P, S (solide) et P/T, S/T (fluide) de manière indépendante pour chacune des composantes horizontale et verticale. On obtient :

#### 4.1. Production des ondes T en fonction du type d'onde sismique

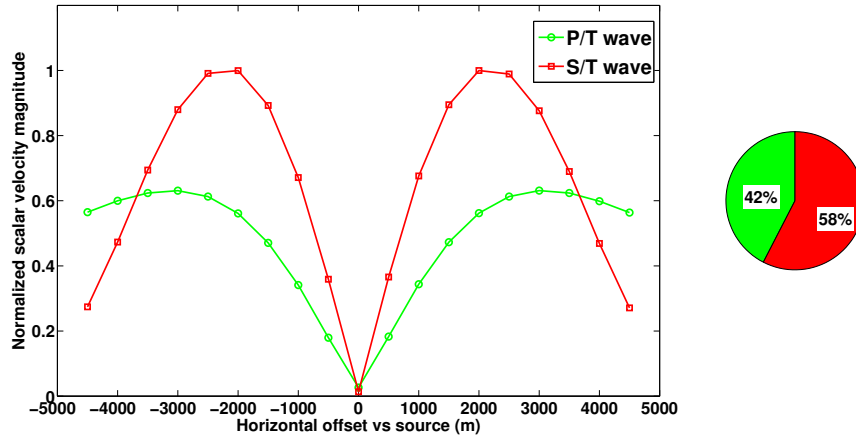
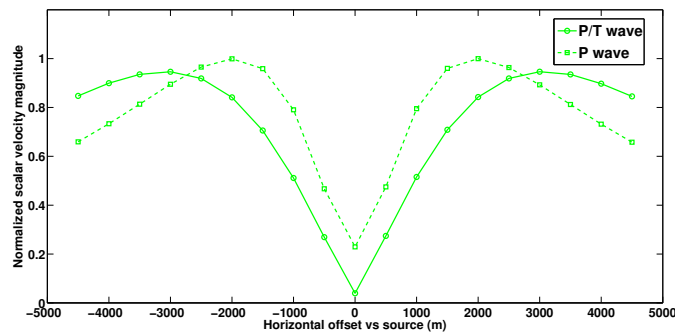
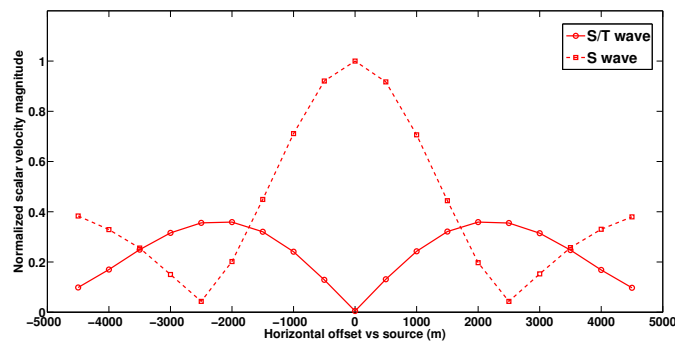


FIG. 4.2: Comparaison entre les ondes P/T et S/T produites à partir des ondes sismiques P et S. Les chiffres en pourcentage du diagramme sont calculés en sommant intégralement l'énergie des ondes P/T et S/T sur toute la ligne des capteurs horizontaux.



(a) PT vs P



(b) ST vs S

FIG. 4.3: Comparaison entre l'onde sismique incidente et l'onde T produite pour l'onde P (a) et pour l'onde S (b). Dans le cas de l'onde P (a), plus de 90 % de l'énergie sismique est convertie en onde acoustique. Pour l'onde S (b), la conversion est seulement de 50 %, mais la majorité de l'onde S/T produite n'est pas au voisinage de la verticale à la source, ce qui lui permettra un piégeage efficace dans le SOFAR

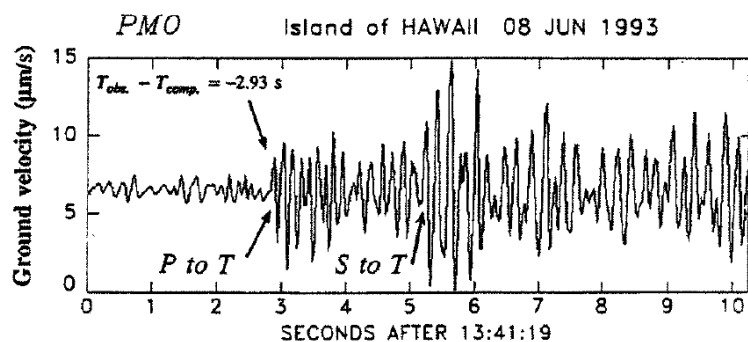


FIG. 4.4: Enregistrement hydroacoustique du séisme du 8 juin 1993 (Poliiokeawe) par le Réseau Sismique Polynésien à la station PMO (Talandier and Okal, 1998). L'onde S convertie T (S/T) est plus énergétique que l'onde P convertie T (P/T).

1. **Pour les ondes sismiques dans le solide**, les composantes verticales des ondes P et S moyennées sur les angles d'incidence se répartissent également (50% – 50%). En revanche, on observe que la composante horizontale est largement portée par l'onde S par rapport à l'onde P (26% – 74%).
2. **Pour les ondes acoustiques converties dans le fluide**. Dans les deux cas, les amplitudes des composantes horizontales et verticales des vitesses des ondes S/T sont plus importantes que celles des ondes P/T.

#### 4.1. Production des ondes T en fonction du type d'onde sismique

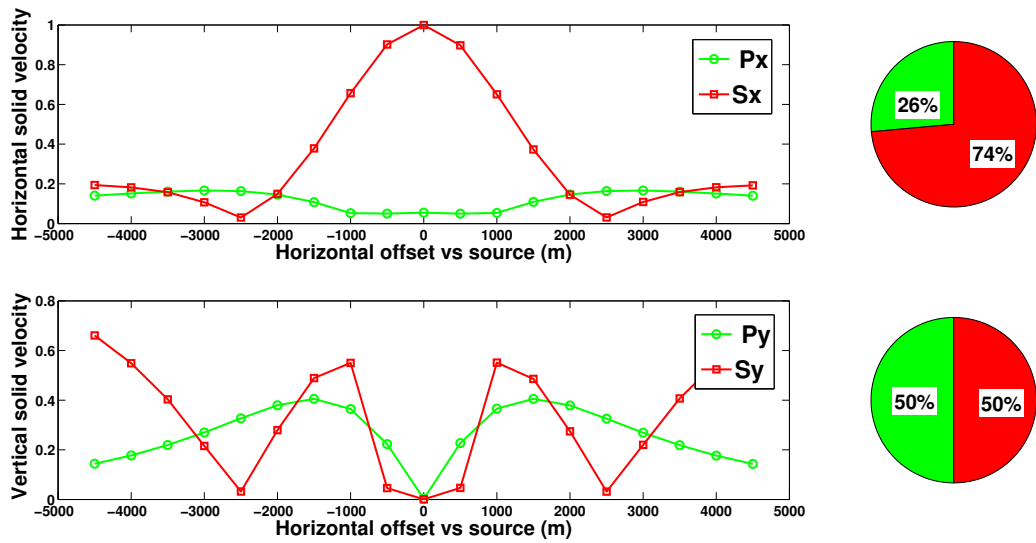


FIG. 4.5: Contribution des composantes horizontale et verticale de la vitesse du volume élémentaire solide dans la production des ondes P et S. (Haut) Comparaison des composantes horizontales pour l'onde P et S. (Bas) Comparaison des composantes verticales pour l'onde P et S. Les chiffres en pourcentage du diagramme sont calculés en sommant intégralement l'ensemble des vitesses horizontales et verticales des ondes P et S sur toute la ligne de capteurs horizontale.

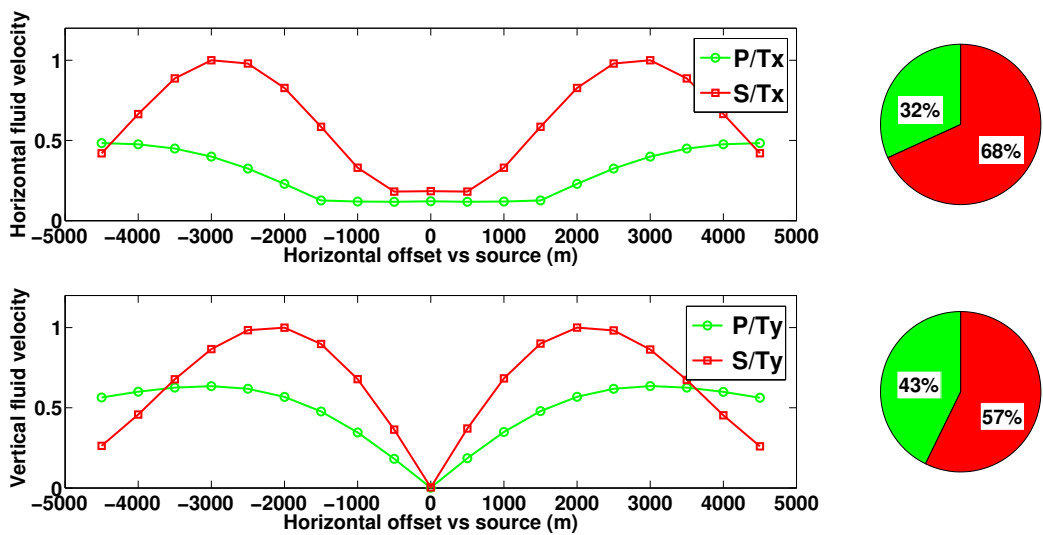


FIG. 4.6: Contribution des composantes horizontale et verticale de la vitesse des déplacements calculées dans la production des ondes P/T et S/T. (Haut) Comparaison des composantes horizontales pour l'onde P/T et S/T. (Bas) Comparaison des composantes verticales pour l'onde P/T et S/T. Les chiffres en pourcentage du diagramme sont calculés en sommant intégralement l'ensemble des vitesses horizontales et verticales des ondes P/T et S/T sur toute la ligne de capteurs horizontale.



A partir de ces résultats, on peut avancer de manière plus précise que l'onde S contient plus d'énergie dans la composante horizontale. Dans le processus de conversion, c'est cette composante horizontale solide qui va se coupler le plus efficacement au fluide pour produire le plus d'énergie acoustique (onde S/T). Ce résultat semble confirmer les travaux de [Park et al. \(2001\)](#) (voir Chap. 2, section 2.2.3). Dans cette modélisation, l'auteur rappelle que les ondes T sont connues pour être portées par les modes acoustiques bas (de 1 à 5) qualifiés de "modes propagatifs" en acoustique sous marine. Or si l'on considère l'amplitude de ces modes bas, la composante horizontale est largement plus importante que la composante verticale comme le montre la figure suivante (fig. 4.7).

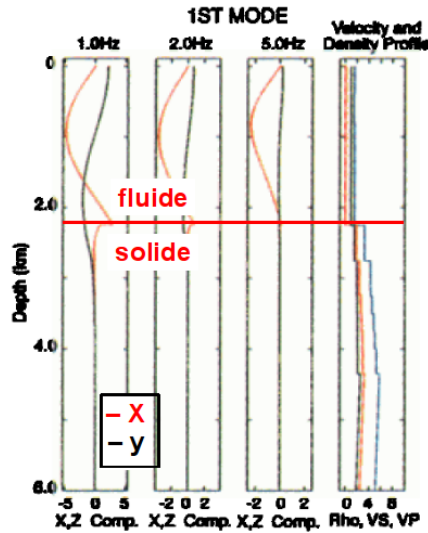


FIG. 4.7: Contribution de l'amplitude des composantes horizontales et verticales dans l'énergie des modes acoustiques propagatifs des ondes T (mode  $<5$ ), ([Park et al., 2001](#)). Dans l'exemple de ce premier mode acoustique montrant l'amplitude modale en fonction de la profondeur, l'amplitude maximale dans l'axe du SOFAR provient de la composante horizontale (rouge, X) du déplacement ; en revanche la composante verticale (noire, Y) est nettement plus faible.

A partir de ces travaux, il a été possible pour les auteurs de comparer l'excitation des modes acoustiques par deux types de source. La figure 4.8 montre les résultats obtenus confirmant l'importance des vitesses horizontales dans la production des ondes T :

1. Dans le cas d'un séisme avec un mécanisme en faille normale "Normal fault" (a), les ondes sismiques ont une faible composante en vitesse horizontale. Dans ce cas, le couplage de ces ondes sismiques avec le milieu acoustique va exciter peu de modes propagatifs.
2. Dans le cas d'un séisme avec un mécanisme en décrochement "Strike-slip" (b), les ondes sismiques ont une forte composante en vitesse horizontale. Dans ce cas, le couplage de ces ondes sismiques avec le milieu acoustique va exciter les modes propagatifs, rendant ainsi possible la propagation de l'onde T le long du canal SOFAR.

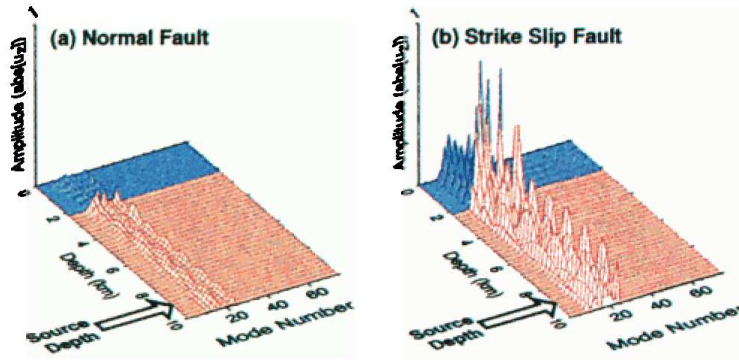


FIG. 4.8: Influence du type de faille à la source sur l'onde T produite selon un modèle d'excitation solide-fluide modale, (Park et al., 2001). Le modèle nous montre l'excitation des modes acoustiques en fonction du type de faille du séisme : (a) Normal-fault, (b) Strike-slip.

## 4.2 Perspectives de la modélisation sismo-acoustique

### 4.2.1 Conversion au passage d'une interface non plane et horizontale

#### Topographie réaliste d'un fond marin et production d'onde T

Dans les résultats présentés précédemment, l'interface solide-fluide a toujours été considérée de manière plane. On rappelle que ce cas de figure permet de s'affranchir des deux hypothèses initiales couramment invoquées pour expliquer la production des ondes T (voir Chap. 2), à savoir : présence d'une topographie ou d'une rugosité au niveau du plancher océanique au voisinage du point de conversion. La modélisation par la mécanique permet alors d'isoler le seul effet de la conversion sismo-acoustique sur une interface plane et horizontale. Ces résultats démontrent qu'il est possible de produire des ondes T en zone de plaine abyssale, ce qui permet d'expliquer le "paradoxe des ondes T abyssales"

Cependant, une grande partie des réseaux d'hydrophones ont pour objectif d'enregistrer la sismicité en zone de dorsale océanique (voir Chap. 2, section 1.2). Au niveau de ces zones de dorsales, le fond océanique présente le plus souvent deux types de caractéristiques topographiques :

1. A l'échelle régionale, les dorsales présentent un profil topographique transverse caractéristique dépendant au premier ordre du taux d'expansion (voir fig. 4.9). Ce relief est bordé de deux pentes douces, avec en son centre une vallée axiale plus ou moins prononcée en fonction du type de régime d'accrétion : dorsale rapide ou lente, (voir Chap. 2, fig. 1.2).
2. A l'échelle locale, le fond océanique est fortement rugueux. Cette rugosité a une longueur d'onde pouvant typiquement varier de quelques centaines de mètres à quelques mètres, c'est-à-dire une échelle inférieure à celle de l'onde sismique incidente ( $\lambda_i$ ), environ égale à 1 km à une fréquence de 5 Hz dans un basalte océanique.

L'effet d'une topographie régionale sur l'efficacité de la conversion sismo-acoustique a déjà été analysé à travers le phénomène de "downslope propagation" (voir Chap. 2, fig. 2.2.1) qui considère l'effet d'un fond océanique penté. Concernant l'effet d'une topographie locale, un travail est en cours sur les données des campagnes SIRENA et MOMAR (voir Chap. 1, section 1.2.2) pour étudier l'impact de la rugosité du fond océanique sur les signaux

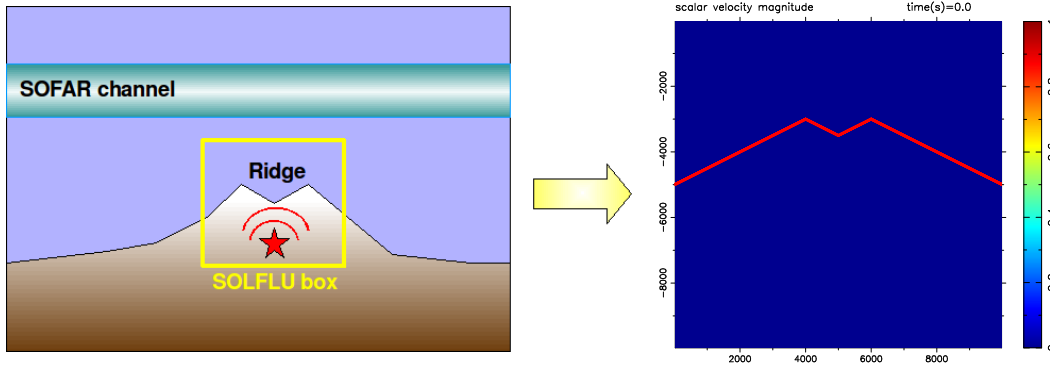


FIG. 4.9: Illustration de l'implémentation d'une topographie transverse réaliste d'une dorsale océanique de type lente

hydroacoustiques.

Il apparaît donc intéressant d'étendre notre travail de modélisation en prenant en compte une interface solide-fluide reproduisant la topographie générale d'une dorsale et l'effet d'un fond océanique rugueux. De telles topographies devraient clairement avoir des conséquences sur :

1. La répartition de l'énergie acoustique selon sa direction de propagation par rapport à la verticale. Cette distribution a un effet direct sur la part de cette énergie qui sera ou ne sera pas piégée dans le SOFAR.
2. La durée de la coda du signal hydroacoustique, cette dernière étant définie comme la longueur du signal hydroacoustique qui suit le pointage du maximum de l'énergie.

Avant d'implémenter ces interfaces à géométrie complexe, la première étape consiste à valider un modèle de conversion sismo-acoustique dans le cas le plus simple, c'est à dire pour une interface en pente. Dans un deuxième temps, nous montrerons l'apport des éléments spectraux pour résoudre ce problème.

### Interface pentée avec SOLFLU, topographie régionale

#### Limitations actuelles de SOLFLU

Initialement, le code ELAST2D à l'origine du code SOLFLU permet de définir des milieux solides hétérogènes avec des bords pouvant intégrer des interfaces à géométrie variable, à l'aide de la méthode des domaines fictifs utilisée par [Tsogka \(1999\)](#), (voir Chap. 3, fig.3.1). Ces interfaces à géométrie variable complexe ne peuvent être définies que pour un milieu purement élastique, c'est-à-dire en l'absence d'un milieu fluide. Dans notre cas solide-fluide, le code SOLFLU utilise des éléments finis rectangulaires. Il n'est donc pas possible de créer une interface pentée en passant par la méthode des éléments finis irréguliers qui épouse la géométrie de l'interface.

Ainsi pour utiliser ce type d'éléments finis rectangulaires, le couplage solide-fluide a été ré-écrit dans le cadre du travail de thèse de [Zein \(2007\)](#) pour une interface en forme d'escalier (fig. 4.10). La figure 4.11 montre l'intérêt de l'optimisation numérique dans le résultat obtenu pour une interface pentée d'angle  $\alpha = 10^\circ$ . Dans la figure de droite (b) où la maille est de dimension  $h_x = 10$  m, on constate que les artefacts dus à des erreurs numériques du calcul (voir Chap. 2, section 3.3.4) ne sont plus présents comme dans le cas présenté à gauche (a) où  $h_x = 50$  m. Cependant, dans les deux cas, on remarque que les

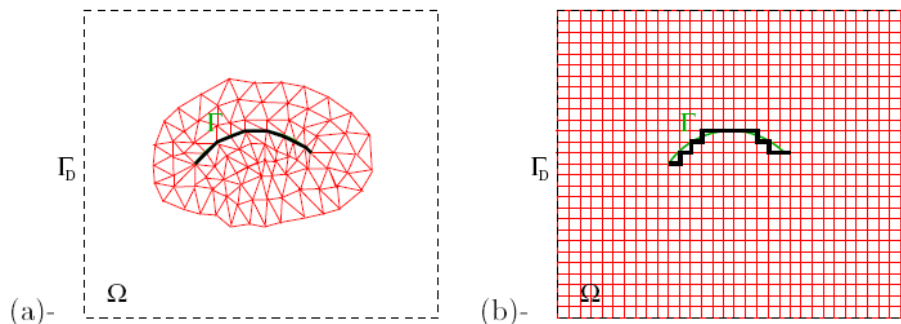


FIG. 4.10: Interface pentée obtenue par éléments finis (a), ou approximée en escalier par différences finies (b), (Tsogka, 1999)

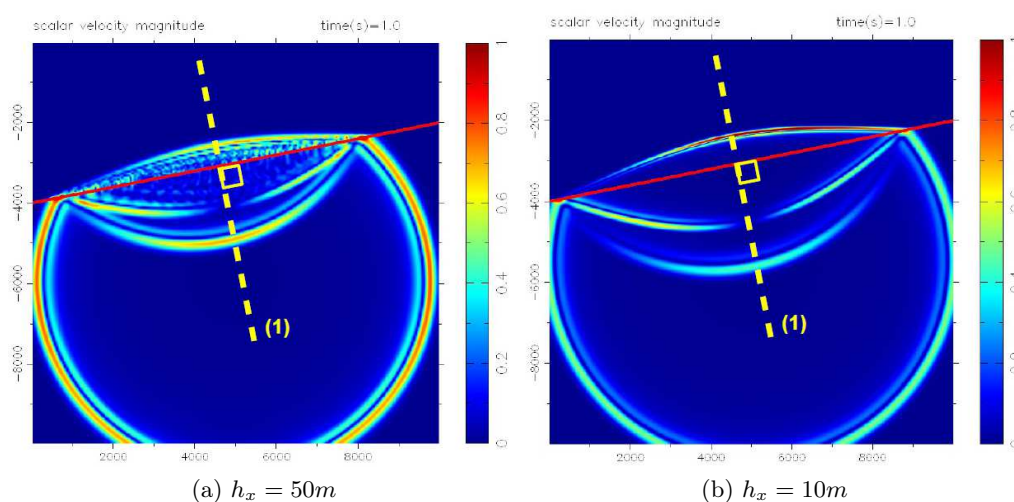


FIG. 4.11: Conversion sismo-acoustique à travers une interface pentée ( $\alpha = 10^\circ$ ) par le code SOLFLU pour deux résolutions  $h_x = 50m$  et  $h_x = 10m$ . La géométrie de l'interface pentée est approximée par des marches d'escalier. L'onde convertie dans le fluide montre une dissymétrie par rapport à la normale à l'interface tracée en jaune (1).

ondes solides réfléchies P/p et P/s, et surtout l'onde P/T convertie dans le fluide, perdent leur symétrie au passage de l'interface par rapport à la normale à l'interface tracée en jaune (1). Cette erreur montre que malgré l'optimisation numérique, les équations de couplage utilisées ne transmettent pas intégralement le champ de contraintes à travers l'interface.

#### Développement futur pour l'interface de SOLFLU

Pour résoudre ce problème d'interface, un travail d'écriture d'une sous-routine supplémentaire traitant le cas d'une interface pentée est en cours. Dans le cas d'une interface en marches d'escalier, si l'on prend en compte des zones où la pente monte, reste plane et descend : on va rencontrer sept configurations géométriques dans les noeuds du maillage séparant le domaine solide du domaine fluide. L'idée consiste à adapter localement par un changement de base la matrice calculant la vitesse et les contraintes dans chacune de ces sept configurations afin de transmettre intégralement le champ des contraintes dans le fluide.

### Modélisation par le code à élément finis spectraux SPECFEM

Le code SPECFEM (SPECtral Finite Element Method) est un code à éléments finis spectraux développé pour la propagation des ondes sismiques. Initialement utilisé dans le domaine de la mécanique des fluides (Patera, 1984), ce type d'éléments a été appliqué plus tard dans le domaine de la sismologie globale 2D puis 3D (Komatitsch and Vilotte, 1998; Komatitsch and Tromp, 1999). Par rapport aux éléments finis, cette méthode possède l'avantage d'être stable numériquement, à un coût de calcul moindre, pour la propagation des ondes élastiques dans des milieux géologiques réalistes incluant des interfaces au sein du milieu élastique, ainsi que des surfaces libres 2D et 3D à géométrie complexe comme des chaînes de montagnes. Plus récemment, cette méthode a été appliquée pour développer un code 2D fluide-solide capable de traiter une interface à topographie complexe entre les deux milieux (Komatitsch et al., 2000). Les équations mécaniques utilisées dans les milieux élastiques et fluides sont les mêmes que celles du code SOLFLU (voir Chap. 3, section 3.2.1). Cependant, SPECFEM utilise une formulation en déplacement-contrainte, différente de celle en vitesse-contrainte de SOLFLU. Depuis 2007, les derniers développements de SPECFEM lui permettent de calculer dans un domaine solide-fluide en intégrant une source dans le solide. Ainsi, dans le cadre d'une collaboration récente avec l'auteur du code, il a été possible de tester SPECFEM en paramétrant les entrées de manière identique au code SOLFLU. Les résultats des comparaisons entre les codes, ainsi que les perspectives de SPECFEM, sont présentés dans la suite de cette section.

### Comparaison avec SOLFLU pour le cas d'une interface plane

Avant de pouvoir estimer la façon dont SPECFEM gère une interface à géométrie pentée ou variable, la première étape consiste à comparer ce code à SOLFLU à l'aide de cas tests avec une interface plane. Le milieu solide de SPECFEM est paramétré de la même manière que SOLFLU à l'aide des coefficients d'élasticité et de la densité caractéristiques d'un basalte océanique (voir Chap. 3, section 3.3.1). Le milieu fluide se paramètre également à partir des valeurs de vitesse et densité de l'eau. De même que dans SOLFLU, la fonction source (voir Chap. 4, section 4.1.1) est de type gaussienne, et les sorties graphiques représentent le module des vitesses en des points choisis du milieu solide et du milieu fluide à un instant donné.

Le premier cas test compare les calculs effectués par les deux codes suite à l'implémentation d'une source de type isotrope (voir Chap. 4, section 3.3.2). La figure suivante (fig. 4.12) nous montre les résultats des calculs en juxtaposant les sorties graphiques des deux codes aux mêmes instants de la simulation. Au niveau des bords du domaine, le code SPECFEM ne dispose pas de couche absorbante parfaitement adaptée dans sa version solide-fluide (voir Chap. 3, section 3.2.2), (Collino and Tsogka, 2001). Ainsi, pour s'affranchir des réflexions parasites, on a entouré le domaine de calcul de 10 km\*10 km (encadré en blanc) par des marges de 5 km dans les milieux fluide et solide. Les lignes de capteurs fluides et solides enregistrant les vitesses au passage des ondes sont positionnées identiquement dans les deux domaines de calcul afin de pouvoir comparer les résultats numériques en chacun des capteurs. Un module SPECFEM a été ajouté à la "TOOLBOX-MATLAB" afin d'exploiter les résultats de SPECFEM de la même manière que ceux de SOLFLU. Le capteur fluide n°6 (entouré en jaune) a été choisi arbitrairement pour comparer les résultats présentés dans la figure suivante (fig. 4.13).

Le second cas test compare les calculs effectués par les deux codes suite à l'implémentation d'une source de type double-couple (voir Chap. 4, section 3.3.2). De même que

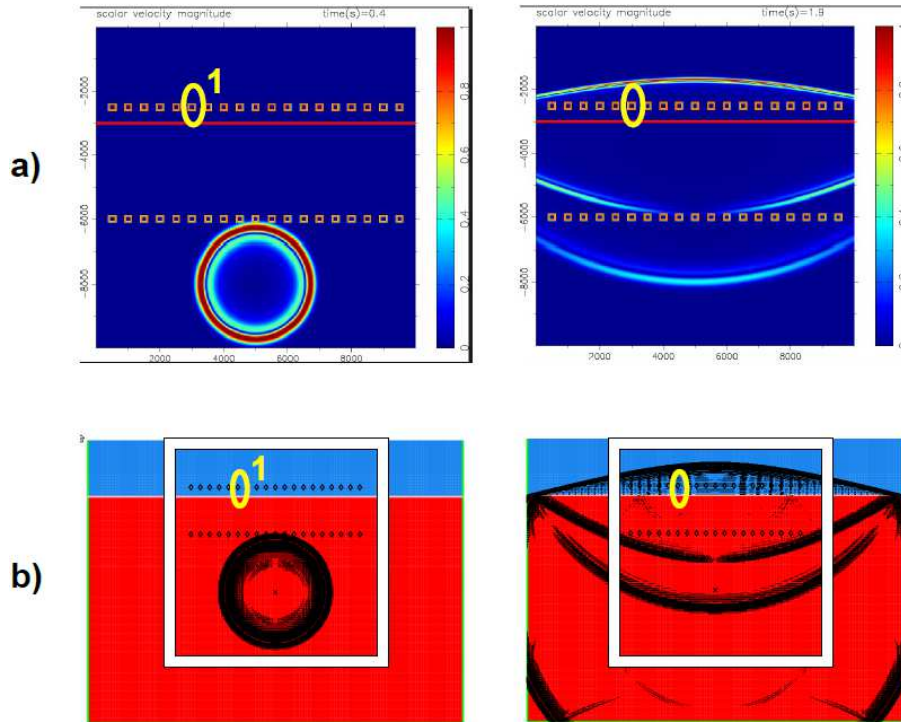


FIG. 4.12: Comparaison entre les codes SOLFLU (a) et SPECSEM (b) pour une source isotrope. Pour SPECSEM (b), le domaine de calcul a été paramétré plus large (20 km) pour s'affranchir des problèmes de réflexion aux bords qui ne disposent pas de couches parfaitement adaptées (PML). Le carré blanc matérialise le domaine de calcul identique à celui de SOLFLU. Les capteurs solides et fluides sont positionnés de manière identique dans les 2 domaines. Le capteur fluide entouré en jaune servira d'exemple pour comparer les calculs.

précédemment, les figures suivantes (fig. 4.14 et 4.15) montrent les résultats des calculs en juxtaposant les sorties graphiques des deux codes aux mêmes instants de la simulation, ainsi que les valeurs du module des vitesses au capteur fluide n°6 enregistrant le passage de l'onde acoustique.

Sur les figures correspondant aux instantanés (fig. 4.12 et fig. 4.14) on observe que pour les deux types de source, l'affichage graphique montre une très bonne corrélation en espace entre les calculs des deux codes. En quantifiant les résultats capteur à capteur, on observe que les ondes P et S dans le solide ainsi que les ondes T converties dans le fluide (P/T et S/T) ont le même temps d'arrivée. Cela démontre l'exactitude du paramétrage des milieux solide et fluide dans les deux cas. En revanche, ces ondes n'ont pas les mêmes valeurs pour le calcul de la norme des vitesses dans le solide et dans le fluide. Cette différence a deux causes : la première provient d'une fonction source gaussienne différente dans les 2 codes. La deuxième est liée au problème de convergence numérique du code SPECSEM. En effet, le tracé du capteur SPECSEM (en bleu) fait apparaître dans les deux cas des oscillations qui témoignent d'un problème de convergence numérique, dû a priori à une résolution insuffisante en espace (voir Chap. 2, section 3.3.4). On remarque que plus la vitesse de l'onde considérée est faible, plus ce problème s'accroît, ainsi le calcul dans le milieu fluide est le plus entaché d'erreur.



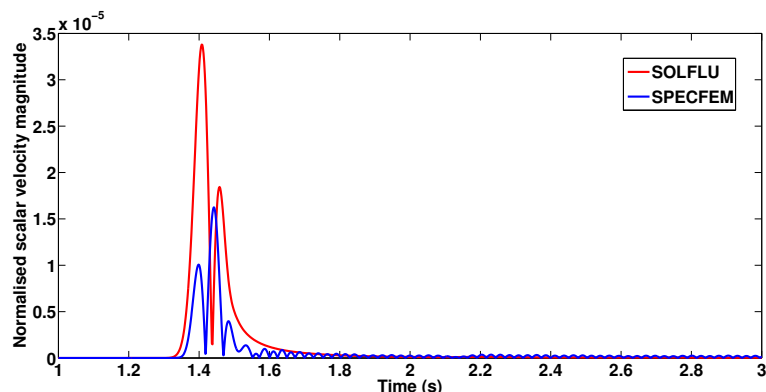


FIG. 4.13: SOLFLU vs SPECFEM, calcul du module des vitesses de l'onde T produite pour une source isotrope. Les deux tracés correspondent à la norme de la vitesse ( $v_{norm} = \sqrt{v_{Fx}^2 + v_{Fy}^2}$ ) enregistrée par le capteur fluide n°6 qui dans les 2 cas se situe 500 m au-dessus de l'interface et 2000 m à gauche de la verticale à la source. Les différences d'amplitudes s'expliquent par des fonctions sources légèrement différentes. La précision de calcul du code SOLFLU est nettement meilleure que celle du code SPECFEM où les oscillations après le passage de l'onde résultent d'une résolution trop faible en espace.

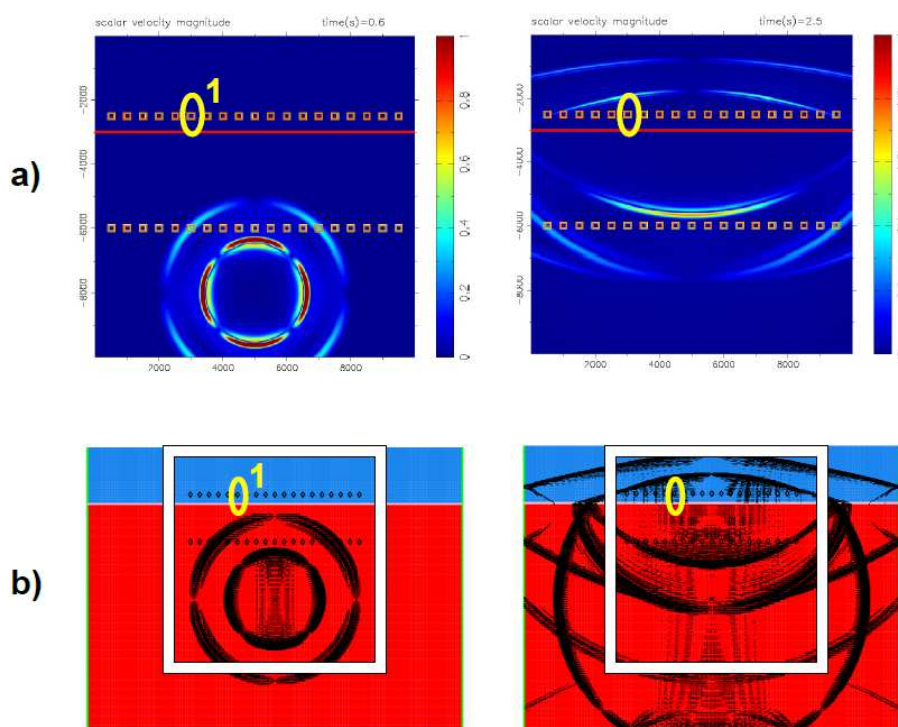


FIG. 4.14: Comparaison entre les codes SOLFLU (a) et SPECFEM (b) pour une source en double couple. Pour SPECFEM (b), le domaine de calcul est plus large (20 km) pour s'affranchir des problèmes de réflexion aux bords qui ne disposent pas de couches parfaitement adaptées (PML). Le carré blanc matérialise le domaine de calcul identique à celui de SOLFLU. Les capteurs solides et fluides sont positionnés de manière identique dans les 2 domaines. Le capteur fluide entouré en jaune servira d'exemple pour comparer les calculs.

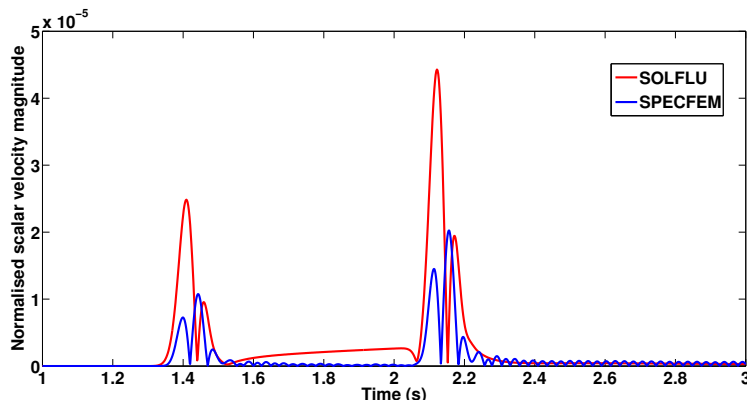


FIG. 4.15: SOLFLU vs SPECIFEM, calcul du module des vitesses de l’onde T produite pour une source en double couple. Les deux tracés correspondent à la norme de la vitesse ( $v_{norm} = \sqrt{v_{Fx}^2 + v_{Fy}^2}$ ) enregistrée par le capteur fluide n°6 qui dans les 2 cas se situe 500 m au-dessus de l’interface et 2000 m à gauche de la verticale à la source. Les différences d’amplitudes s’expliquent par des fonctions sources légèrement différentes. La précision de calcul du code SOLFLU est nettement meilleure que celle du code SPECIFEM où les oscillations après le passage de l’onde résultent d’une résolution trop faible en espace.

### Interface pentée avec SPECIFEM, topographie régionale

De même que pour SOLFLU, on paramètre cette fois une interface pentée d’angle  $\alpha = 10^\circ$  dans le code SPECIFEM avec une source isotrope. La figure suivante (fig. 4.16) présente le résultat obtenu. Par rapport à la normale à l’interface tracée en jaune (1), les front d’ondes réfléchies P/p et P/s, ainsi que l’onde convertie P/T, présentent une amélioration dans la symétrie par rapport au cas du code SOLFLU. Cependant, les problèmes d’oscillations font apparaître de nombreux “artefacts numériques” clairement disymétriques par rapport à l’axe normal. De plus, ces oscillations après le passage du front de l’onde P/T pourraient à tort être interprétées comme la conséquence d’une longue coda dans la caractérisation de la forme d’onde de l’onde T produite. En conclusion, il est indispensable de résoudre les problèmes de résolution du code SPECIFEM avant d’exploiter convenablement les sorties calculées d’un point de vue quantitatif.

### Interface rugueuse avec SPECIFEM, topographie locale

A l’interface solide-fluide, les éléments finis spectraux du code SPECIFEM permettent d’adapter une interface à géométrie complexe. Il est possible de paramétrer une interface équivalente à un fond océanique rugueux pour l’onde sismique incidente ( $\lambda_i$ ). On définit l’échelle de la rugosité du fond océanique par la longueur d’onde caractéristique des rugosités ( $\lambda_R$ ). Pour simuler les effets de la rugosité à plusieurs échelles, on configure deux interfaces avec des longueurs d’ondes différentes en modulant une fonction sinusoïdale en fonction du ( $\lambda_R$ ) choisi autour d’un fond océanique à 3000 m de profondeur ; on définit :

1. Une longueur d’onde caractéristique de rugosité  $\lambda_R = 500$  m, les reliefs ont une dimension horizontale de 500 m pour une hauteur de +/-500 m par rapport à un fond océanique à -3000 m de profondeur
2. Une longueur d’onde caractéristique de rugosité  $\lambda_R = 100$  m, les reliefs ont une dimension horizontale de 100 m pour une hauteur de +/-100 m par rapport à un fond océanique à -3000 m de profondeur



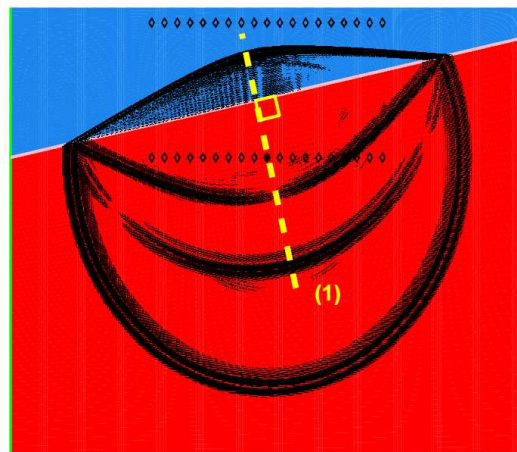


FIG. 4.16: Conversion sismo-acoustique à travers une interface pentée ( $\alpha = 10^\circ$ ) par le code SPECFEM. Les éléments spectraux épousent la géométrie de l'interface pentée. L'onde convertie dans le fluide montre une meilleure symétrie que dans le cas du code SOLFLU par rapport à la normale à l'interface tracée en jaune (1).

La figure suivante (fig. 4.17) montre les résultats obtenus à partir d'une source isotrope pour les deux indices de rugosité. Dans les deux figures (a) et (b), le graphique du haut affiche la géométrie du domaine et de l'interface paramétrés dans le code SPECFEM pour chacun des deux indices caractéristiques de rugosité  $\lambda_R$ . Les deux graphiques du bas affichent la sortie graphique du code à deux instants donnés. En comparant l'onde T produite en fonction de l'indice de rugosité, on remarque que l'indice le plus faible produit un train d'onde plus long. Cet effet est la résultante de la multiplication des conversions acoustiques en espace et en direction que va subir l'onde sismique au passage d'une interface présentant une rugosité à petite échelle. De même que pour le cas précédent de l'interface pentée, il est nécessaire de discriminer au préalable l'effet des "artefacts numériques" au passage de l'onde T dans le fluide, avant de pouvoir quantifier et interpréter la longueur du train d'onde acoustique.

## 4.2. Perspectives de la modélisation sismo-acoustique

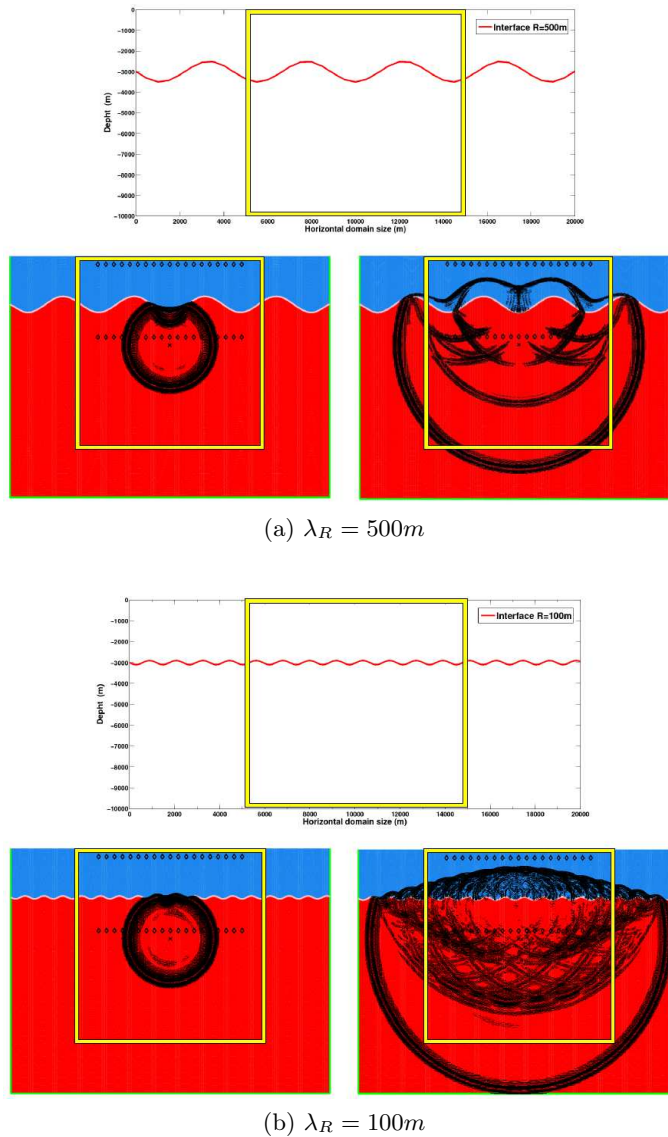


FIG. 4.17: Implémentation d'une interface rugueuse d'échelle  $\lambda_R = 500$  m et  $\lambda_R = 100$  m. (Haut) : Géométrie du domaine et de l'interface paramétrés dans le code SPECFEM. (Bas) : Résultats du code SPECFEM pour une source isotrope. L'indice de rugosité le plus faible (b) semble générer un train d'onde T plus long.

En conclusion, ces résultats préliminaires montrent que la présence d'une topographie et d'une rugosité du fond océanique vont avoir un effet sur la conversion sismo-acoustique. Au stade de développement du code SPECFEM, l'utilisation des éléments spectraux présente des avantages et des inconvénients pour implémenter une interface à géométrie complexe. L'étape suivante, qui n'a pas pu être réalisée dans ce travail de thèse, sera d'optimiser la résolution du code SPECFEM afin de supprimer les erreurs numériques de calcul. La validation du calcul numérique permettra de comparer les résultats du modèle aux résultats des études sur les données réelles.



# Conclusion générale

## Une réponse au paradoxe des ondes T

En choisissant d'utiliser les équations de la mécanique pour résoudre le problème de la conversion sismo-acoustique, ce travail a permis d'apporter une contribution originale sur le mode de production des ondes T dans l'océan à un débat vieux de plus de 50 ans.

Par un calcul exact du champ des vitesses dans les milieux solide et fluide, la modélisation montre qu'il est possible de produire une onde T avec des angles d'incidences adéquats pour pénétrer dans le SOFAR à partir d'une source en double couple dans la croûte océanique. N'impliquant pas d'hypothèses sur la topographie du fond a priori (pente régionale ou fond rugueux), ce résultat permet de résoudre ce que l'on nomme "le paradoxe des ondes T abyssales".

## L'influence du contenu de la source sismique en onde P et S

Ce travail montre également que les ondes S apparaissent plus efficaces que les ondes P pour produire des ondes T. Ce résultat souligne la nécessité de prendre en compte les contenus relatifs en ondes P et S de la source sismique lors de l'interprétation des amplitudes acoustiques des ondes T observées. Une analyse plus poussée des vitesses calculées dans les milieux solide et fluide selon les composantes horizontales et verticales met en évidence un couplage solide-fluide différent selon le type d'onde sismique P et S. Les modèles de propagation longue distance dans l'océan indiquent que la possibilité d'exciter des modes acoustiques capables de se propager dans le SOFAR dépend directement de ces composantes. Ainsi, les contenus relatifs de ces composantes vont avoir un effet direct sur l'amplitude de l'onde T enregistrée par l'hydrophone.

## Perspectives

Pour faire suite à ce travail de thèse, voici une liste non exhaustive des perspectives qui me paraissent les plus prometteuses dans la modélisation sismo-acoustique :

### **L'implémentation d'une interface à géométrie complexe.**

Les résultats préliminaires du dernier chapitre présentent les développements futurs du code SOLFLU ainsi que l'utilisation d'un code à éléments spectraux permettant l'implémentation d'une interface à géométrie complexe. Une fois les méthodes numériques validées, la modélisation devrait permettre de simuler l'effet des caractéristiques topographiques régionales ou locales du fond océanique sur la production des ondes T.

### **L'implémentation d'un milieu solide hétérogène.**

Dans le processus de conversion sismo-acoustique, l'onde sismique est susceptible de traverser un milieu différent de la croûte océanique avant de se convertir dans l'eau. Dans les

zones situées loin de l'axe d'accrétion des dorsales ou en contexte de sismicité intraplaque, on peut s'attendre à ce que la présence d'un remplissage sédimentaire, même peu épais, affecte la conversion sismo-acoustique. Dans le but de modéliser ce phénomène, un travail est en cours (non présenté dans le chapitre de résultats) pour quantifier l'effet d'un milieu solide composé d'une croûte océanique surmontée d'une couche sédimentaire. Les premiers tests effectués parviennent à convertir des ondes sismiques propagées à travers un milieu solide stratifié. Cependant, la présence d'un milieu solide hétérogène induit un problème critique de traitement numérique des couches absorbantes sur les bords du domaine, non résolu à ce jour, ce qui rend les résultats inexploitable pour l'instant.

### **Le développement d'un modèle solide-fluide 3D.**

A partir d'une source en double couple, la modélisation sismo-acoustique 2D montre l'importance de prendre en compte la distribution spatiale des ondes P et S. Cependant, la limitation 2D ne permet pas de rendre compte du diagramme de rayonnement d'une source sismique tridimensionnelle, qui dans la réalité va "insonifier" une surface du fond océanique avant de se convertir en onde acoustique. En conséquence, les caractéristiques de l'onde T enregistrée par les hydrophones va dépendre à la fois de l'angle par rapport à la verticale mais également de l'azimut par rapport à la source et la géométrie du réseau. En implémentant une source 3D sous forme d'un tenseur des moments dans le solide, il serait directement possible de rendre compte de l'efficacité de la conversion sismo-acoustique en fonction du mécanisme au foyer ; cette perspective est très prometteuse.

### **Couplage avec un modèle de propagation acoustique longue distance.**

Dans un dernier temps, l'objectif à long terme de ce travail est d'utiliser les résultats du modèle de la conversion sismo-acoustique en entrée d'un code de propagation acoustique longue distance juste après le passage de l'interface. Ce couplage offrirait la possibilité de modéliser l'onde T sur l'ensemble de son trajet allant de la source sismique jusqu'à l'hydrophone.

# Table des figures

1.1	Première carte complète de la dorsale océanique, ( <a href="#">Tharp, 1961</a> ) . . . . .	13
1.2	Dorsale rapide vs dorsale lente (Emanuelle Ball) . . . . .	13
1.3	Sismicité de l’Atlantique Nord enregistrée par les réseaux à terre entre 1975 et 1995 . . . . .	16
1.4	Mise à l’eau d’une station d’OBS . . . . .	16
1.5	Sismicité observée par un réseau d’OBS, ( <a href="#">Mochizuki and Brandsdottir, 2000</a> )	17
1.6	Principe de la zone de faible vitesse . . . . .	20
1.7	Principe du piégeage d’une onde acoustique dans le SOFAR ( <a href="#">Williams et al., 2006</a> ) . . . . .	20
1.8	Premier enregistrement historique d’une onde T à Hawaï en 1927 . . . . .	21
1.9	Premier pointé d’une onde T sur le séisme des Caraïbes, 15 septembre 1935, adapté de ( <a href="#">Collins, 1936</a> ) . . . . .	22
1.10	Principe du mouillage d’un hydrophone autonome . . . . .	23
1.11	Le Suroît prêt à appareiller pour MARCHE 2, port d’Horta, Açores, 2007 . . . . .	24
1.12	Bilan des opérations conduites durant l’expérience MARCHE . . . . .	24
1.13	Récupération d’un hydrophone du réseau MARCHE . . . . .	25
1.14	Épicentres localisés par le réseau MARCHE 1 dans la zone MOMAR . . . . .	25
1.15	Différentes composantes d’un hydrophone autonome . . . . .	26
1.16	Interface graphique de “SEASICK” permettant à l’opérateur d’analyser et de localiser les ondes T enregistrées par le réseau d’hydrophones . . . . .	27
1.17	Pertes cylindrique ( $R_1$ ) et sphérique ( $R_2$ ) le long du trajet de l’onde T . . . . .	28
1.18	Extrait du catalogue compilé à partir des données du réseau MARCHE 1 . . . . .	29
1.19	Épicentres localisés par le réseau MARCHE 1 autour du site hydrothermal Lucky Strike . . . . .	30
1.20	Source Level (SL) et nombres d’événements en fonction du temps pour 2 zones des réseaux MARCHE 1 et 2 . . . . .	31
2.1	Corrélation entre amplitude de l’onde T et magnitude ( $SL/M_w$ ), ( <a href="#">Johnson and Northrop, 1966</a> ) and ( <a href="#">Yang et al., 2003</a> ) . . . . .	35
2.2	Relation empirique entre l’énergie des ondes T et le type de faille des séismes, ( <a href="#">Dziak, 2001</a> ) . . . . .	36
2.3	Étude spectrale sur les ondes T . . . . .	37

## TABLE DES FIGURES

---

2.4	Localisation des hydrophones du réseau Sud-Açores et des zones de fracture Atlantis et Kane, ( <a href="#">Williams et al., 2006</a> ) . . . . .	38
2.5	Carte de la distribution spatiale de 158 événements enregistrés sur les zones de fracture Atlantis (a) et Kane (b) en fonction du paramètre 'onset time', ( <a href="#">Williams et al., 2006</a> ) . . . . .	38
2.6	Mécanismes à l'origine des différences entre le séisme et l'onde T . . . . .	39
2.7	Effet de la propagation acoustique longue distance (a), ( <a href="#">Blackman et al., 2003</a> )	40
2.8	Effet de la propagation acoustique longue distance (b), ( <a href="#">Blackman et al., 2003</a> ) . . . . .	40
2.9	Scénarios existants permettant d'expliquer la production et le piégeage d'une onde T dans le SOFAR, ( <a href="#">Williams et al., 2006</a> ) . . . . .	42
2.10	Localisation des séismes du 8 juin 1993 (Poliokoawe) et du 29 juillet 1996 (Loihi) par le Réseau Sismique Polynésien à la station PMO. Reconstitué à partir de ( <a href="#">Talandier and Okal, 1998</a> ) . . . . .	44
2.11	Effet de la pente sur le mécanisme de la production d'onde T par "downslope propagation". Reconstitué à partir de ( <a href="#">Talandier and Okal, 1998</a> ) . . . . .	44
2.12	Production d'une onde T en zone de plaine abyssale, ( <a href="#">Okal, 2008</a> ) . . . . .	45
2.13	Solution théorique modale selon <a href="#">Pekeris (1948)</a> et <a href="#">Park et al. (2001)</a> . . . . .	47
2.14	Principe de la production d'onde T par transfert de modes crustaux vers les modes acoustiques, ( <a href="#">Odom</a> ) . . . . .	48
2.15	Mise en évidence de la production d'onde T par le modèle de "modal scattering", ( <a href="#">Park et al., 2001</a> ) . . . . .	48
2.16	Amplitude de l'excitation acoustique pour les 3 premiers modes à partir du profil de vitesse de la colonne d'eau et de la couverture sédimentaire au niveau des îles Fox (chaîne des Aléoutiennes), ( <a href="#">de Groot-Hedlin and Orcutt, 2001</a> ) . . . . .	50
2.17	Carte des épacentres des 5 séismes des îles Fox et localisation des sources acoustiques pour les différents modes excités produisant l'onde T enregistrée à la station WK30, adapté de ( <a href="#">de Groot-Hedlin and Orcutt, 2001</a> ) . . . . .	51
2.18	Comparaison entre le spectrogramme simulé et le spectrogramme réel enregistré à la station WK30 . . . . .	52
3.1	Contrôle non-destructif : détection d'une fissure dans un réacteur nucléaire par source ultra-sonore, ( <a href="#">Tsogka, 1999</a> ) . . . . .	56
3.2	Test d'une structure par contrôle non-destructif ultra-sonore, ( <a href="#">Tsogka, 1999</a> )	57
3.3	Contrôle non-destructif : effet de la diffraction lié à la fissure obtenu par différence entre la simulation avec et sans fissure ( <a href="#">Tsogka, 1999</a> ) . . . . .	57
3.4	Principe de la modélisation du code FLUSOL . . . . .	59
3.5	Tenseur des contraintes s'exerçant sur notre $dV$ . . . . .	63
3.6	Domaines de déformation $\varepsilon$ en fonction de la contrainte $\sigma$ . . . . .	65
3.7	Déformation du $dV$ selon une direction . . . . .	65
3.8	Détermination du module de Young et du nombre de Poisson à partir d'un essai de traction sur un matériau cylindrique . . . . .	69
3.9	Mouvement du volume $dV$ lors du passage d'une onde P et S . . . . .	72

3.10	Exemple d'utilisation des éléments finis . . . . .	73
3.11	Discrétisation spatiale du code FLUSOL . . . . .	74
3.12	Maille du domaine fluide . . . . .	74
3.13	Maille du domaine solide . . . . .	75
3.14	Diagramme : architecture du code FLUSOL . . . . .	78
3.15	Diagramme de paramétrage du milieu solide par SOLFLU . . . . .	81
3.16	Création du domaine solide et fluide avant calcul de la propagation de l'onde sismique . . . . .	82
3.17	Test du paramétrage du milieu solide pour une source simple explosive . . .	82
3.18	Principe du mécanisme en double-couple et des plan nodaux associés . . . .	83
3.19	Diagramme de rayonnement 3D des ondes P et S pour une source sismique ponctuelle de type double-couple, (Virieux, 2001) . . . . .	84
3.20	Diagramme du paramétrage de la source par SOLFLU . . . . .	85
3.21	Notations utilisés dans le repère 2D de la source sismique . . . . .	86
3.22	Propagation attendue à partir du diagramme de rayonnement théorique d'une source isotrope explosive . . . . .	87
3.23	Propagation d'une source isotrope calculée par le code SOLFLU (t=0.4s) . .	87
3.24	Propagation attendue à partir du diagramme de rayonnement théorique théorique à partir de la source en double-couple . . . . .	89
3.25	Propagation d'une source en double-couple calculée par le code SOLFLU (t=0.4 s) . . . . .	89
3.26	Propagation attendue à partir du diagramme de rayonnement théorique à partir de la source en double-couple avec une faille inclinée $\alpha = 30^\circ$ . . . . .	90
3.27	Propagation d'une source en double-couple avec un angle $\alpha = 30^\circ$ calculée par le code SOLFLU (t=0.4 s) . . . . .	90
3.28	Diagramme schématisant l'insertion de capteurs temporels dans SOLFLU .	91
3.29	Insertion de capteurs dans la sortie graphique de SOLFLU . . . . .	92
3.30	Exemple d'un capteur inséré dans le domaine solide . . . . .	93
3.31	Sortie temporelle du paramètre $V_{sy}$ pour le capteur solide 1 situé dans le milieu solide . . . . .	93
3.32	Exemple d'un capteur inséré dans le domaine fluide . . . . .	94
3.33	Sortie temporelle du paramètre $V_{sx}$ pour le capteur solide 1 . . . . .	94
3.34	Convergence du calcul pour une maille $h_x = 50$ m (source en double-couple)	95
3.35	Sortie temporelle pour le capteur fluide 1, $h_x = 50$ m . . . . .	95
3.36	Sortie temporelle pour le capteur fluide 2, $h_x = 50$ m . . . . .	96
3.37	Convergence du calcul pour une maille $h_x = 10$ m (source en double-couple)	97
3.38	Sortie temporelle pour le capteur fluide 1, $h_x = 10$ m . . . . .	97
3.39	Sortie temporelle pour le capteur fluide 2, $h_x = 10$ m . . . . .	97
3.40	Effet de l'augmentation de la résolution spatiale sur la convergence . . . . .	98
4.1	Fonction source pour les premières 0.5 s du calcul . . . . .	109



## TABLE DES FIGURES

---

4.2	Comparaison entre les ondes P/T et S/T produites à partir des ondes sismiques P et S . . . . .	111
4.3	Comparaison entre l'onde sismique solide et l'onde T produite pour l'onde P (a) et pour l'onde S (b) . . . . .	111
4.4	Enregistrement hydroacoustique du séisme du 8 juin 1993 (Poliokeawe) par le Réseau Sismique Polynésien à la station PMO, (Talandier and Okal, 1998)	112
4.5	Contribution des composantes horizontale et verticale de la vitesse du volume élémentaire fluide dans la production des ondes P et S . . . . .	113
4.6	Contribution des composantes horizontale et verticale de la vitesse des déplacements du volume élémentaire d'eau dans la production des ondes P/T et S/T . . . . .	113
4.7	Contribution de l'amplitude des composantes horizontales et verticales dans l'énergie des modes acoustiques propagatifs des ondes T (mode <5), (Park et al., 2001) . . . . .	114
4.8	Influence du type de faille à la source sur l'onde T produite, (Park et al., 2001) . . . . .	115
4.9	Illustration de l'implémentation d'une topographie transverse réaliste d'une dorsale océanique de type lente . . . . .	116
4.10	Interface pentée obtenue par éléments finis (a), ou approximée en escalier par différences finies (b), (Tsogka, 1999) . . . . .	117
4.11	Conversion sismo-acoustique à travers une interface pentée ( $\alpha = 10^\circ$ ) par le code SOLFLU . . . . .	117
4.12	Comparaison entre les codes SOLFLU (a) et SPECFEM (b) pour une source isotrope . . . . .	119
4.13	SOLFLU vs SPECFEM, calcul du module des vitesses de l'onde T produite pour une source isotrope . . . . .	120
4.14	Comparaison entre les codes SOLFLU (a) et SPECFEM (b) pour une source en double couple . . . . .	120
4.15	SOLFLU vs SPECFEM, calcul du module des vitesses de l'onde T produite pour une source en double couple . . . . .	121
4.16	Conversion sismo-acoustique à travers une interface pentée ( $\alpha = 10^\circ$ ) par le code SPECFEM . . . . .	122
4.17	Implémentation d'une interface rugueuse d'échelle $\lambda_R = 500$ m et $\lambda_R = 100$ m	123

# Bibliographie

## B

---

- E. Bécache. Etude d'un nouvel élément fini mixte permettant la condensation de masse. *C.R. Acad. Sci.*, t.324 :1281–1286, 1997. 73
- J. Bérenger. A perfectly matched layers for the absorption of electromagnetic waves. *J. of Comput. Physics.*, 114 :185–200, 1994. 75
- E. A. Bergman and S.C. Salomon. Earthquake swarm on the Mid-Atlantic-Ridge : Products of magmatism or extensional tectonics ? *J. Geophys. Res.*, 95 :4943–4965, 1990. 15
- D. Blackman, J. Mercer, R. Andrew, C. de Groot-Hedlin, and P. Harben. Indian Ocean calibration tests : Cape Town-Cocos Keeling 2003- Trends in nuclear explosion monitoring. *25th Seismic Research Review*, 2003. 39, 40, 128

## C

---

- K. Castor, P. Gerstoft, Ph. Roux, B.E., and W. A.W.Kuperman. Long range propagation of finite amplitude Acoustic waves in an ocean Waveguide. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116 : 2004–2010, 2004. 39
- F. Collino and C. Tsogka. Application of the PML absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media. *Geophysics*, 66 :294–307, 2001. 75, 118
- M.P. Collins. Bullentin Number 5. *Harvard University Seismograph Station*, 5 :23, 1936. 21, 22, 127
- J. Coulomb and P. Molard. Ondes sismiques au fond de la Mer des Antilles. *Ann. Geophys.*, 5 :212–214, 1949. 43

## D

---

- C. D. de Groot-Hedlin and J. A. Orcutt. Synthesis of earthquake-generated T-waves. *Geophys. Res. Lett.*, 26 :1227–1230, 1999. 49
- C. D. de Groot-Hedlin and J. A. Orcutt. Excitation of T-phases by seafloor scattering. *J. Acoust. Soc. Am.*, 109 :1944–1954, 2001. 35, 36, 37, 49, 50, 51, 52, 128
- R.P. Dziak. Empirical relationship of T-wave energy and fault parameters of northeast Pacific Ocean earthquakes. *Geophys. Res. Lett.*, 28 :2537–2540, 2001. 34, 36, 110, 127

## BIBLIOGRAPHIE

---

### E

---

- P. Einarsson. Seismicity and earthquake focal mechanisms along the Mid-Atlantic plate boundary between Iceland and the Azores. *Tectonophysics*, 55 :127–153, 1979. 15
- B. Engquist and A. Majda. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Math. Comp.*, 31 :629–651, 1977. 75
- W. M. Ewing and G. P. Woollard. Recent results in submarine geophysics. *geol. Soc. Amer. Bull.*, 57 :909–934, 1948. 19

### F

---

- C. G. Fox, R. P. Dziak, H. Matsumoto, and A. E. Schreiner. Potential for monitoring low-level seismicity on the Juan de Fuca Ridge using fixed hydrophone arrays. *Mar. Technol. Soc. J.*, 27 :22–30, 1994. 22
- C.G. Fox, H. Matsumoto, and T.-K. Lau. Monitoring Pacific Ocean seismicity from an autonomous hydrophone array. *J. Geophys. Res.*, 106 :4183–4206, 2001. 23, 34

### G

---

- S. Gac, J. Dymant, C. Tisseau, and J. Goslin. Axial magnetic anomalies over slow-spreading ridge segments : insights from numerical 3-D thermal and physical modelling. *Geophys. J. Int.*, 154 :618–632, 2003. 14
- J. Goslin, N. Lourenço, R. P. Dziak, D. R. Bohnenstiehl, J. Joe Haxel J., and Luis. Long-term seismicity of the Reykjanes Ridge (North Atlantic) recorded by a regional hydrophone array. *Geophysical Journal International*, 162 :516–524, 2005. 23
- J. Goslin, J. N. Lourenço, J. Luis, R. Dziak, A. Balanche, C. Brachet, J. Perrot, J.-Y. Royer, N. Simão, J. Haxel, and H. Matsumoto. Cruise MARCHE3/2008 and other cruises of the MARCHE experiment : a three-year hydroacoustic monitoring of the MOMAR section of the MAR at a regional scale. *Interridge*, 17 :7–9, 2008. 23

### H

---

- E. Hecht. *Physics*. De Boeck and Larcier. 1285pp, 1996. 80

### J

---

- T. A. Jaggar. How the seismograph work. *The Volcano Letters*, 268 :1–4, 1930. 21
- R. H. Johnson and J. Northrop. A comparison of earthquake magnitude with T-phase strength. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 56 :119–124, 1966. 34, 35, 127
- R. H. Johnson, J. Northrop, and R. Eppley. Sources of Pacific T-phases. *J. Geophys. Res.*, 68 :4251–4260, 1963. 43

- R.H. Johnson, R.A. Norris, and F.K. Duennebieer. Abyssally generated T-phases, in The Crust and Upper Mantle of the Pacific Area. *AGU Mono*, 12 :70–78, 1968. 35
- P. Joly. Rapport d'activité de l'équipe POEMS 2004-2007. Technical report, INRIA, 2007. URL <http://www-rocq.inria.fr/poems/>. 57

## K

- D. Komatitsch and J. Tromp. Introduction to the spectral-element method for 3-D seismic wave propagation. *Geophys. J. Int.*, 139(3) :806–822, 1999. doi : 10.1046/j.1365-246x.1999.00967.x. 118
- D. Komatitsch and J. P. Vilotte. The spectral-element method : an efficient tool to simulate the seismic response of 2D and 3D geological structures. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 88 (2) :368–392, 1998. 118
- D. Komatitsch, J. Tromp, and C. Barnes. Wave propagation near a fluid-solid interface :A spectral-element approach. *Geophysics*, 65(2) :623–631, 2000. doi : 10.1046/j.1365-246x.1999.00967.x. 118
- S. Kuwahara. Velocity of sound in sea water and calculation of the velocity for the use in sonic sounding. *Hydorg. Rev.*, 16 :123–140, 1939. 19

## L

- L.D. Leet, D. Linehan, and P. Berger. Investigation of the T-phase. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 41 :123–141, 1951. 43
- D. S. Linehan. Earthquake in the West Indian region. *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 21 : 229–232, 1940. 21

## M

- A. R. Milne. Comparaison of spectra of an earthquake T-phase with similar signal from nuclear explosions. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 49 :317–329, 1959. 19
- M. Mochizuki and B. Brandsdottir. Detailed distribution of microearthquakes along the northern Reykjanes Ridge, off SW-Iceland. *Geophys. Res. Lett.*, 27 :1945–1948, 2000. 15, 17, 127
- W. H Munk. Sound channel in a exponentially stratified ocean with application to SOFAR. *J. Acoust. Soc. Am.*, 55 :220–255, 1979. 46
- W. H. Munk and R. C. Spindel. The Heard Island feasibility test. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 96 :2330–2342, 1994. 19

## N

- J. Nédélec. A new family of mixed element in  $\mathbb{R}^3$ . *Numer. Math.*, 50 :57–81, 1986. 75

## BIBLIOGRAPHIE

---

### O

---

- R. I. Odom. T-wave excitation by modal scattering. 48, 128
- C.B. Officer. *Introduction to the theorie of sound transmission, with application to the Ocean*. Mc Graw-Hill, New-York. 284pp, 1958. 43
- E. A. Okal. The generation of T wave by earthquakes. *Adv. in Geophysics*, 49 :1–70, 2008. 21, 45, 128

### P

---

- M. Park and R. I. Odom. The effect of stochastic rough interfaces on coupled-mode elastic waves. *Geophys. J. Int.*, 136 :123–143, 1999. 47
- M. Park, R. I. Odom, and D. J. Soukup. Modal scattering : A key to understanding oceanic T-waves. *Geophys. Res. Lett.*, 28 :3401–3404, 2001. 46, 47, 48, 110, 114, 115, 128, 130
- B. Parson and .J G. Sclater. An analyse of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age. *J. Geophys. Res.*, 82 :803–827, 1977. 14
- A.T. Patera. A spectral element method for fluid dynamics : laminar flow in a channel expansion. *J. Comput. Phys.*, 54 :468–488, 1984. 118
- C. L. Pekeris. Theory of propagation of explosive sound in shallow water. *Geol. Soc. Amer. Mem.*, 27 :117pp, 1948. 46, 47, 128

### R

---

- P. Raviart and J. Thomas. A mixed finite element formulation for second order elliptic problem. *Lectures notes in Mathematics*, 606, 1977. 74
- A. Rous and C. Villeneuve. Aide à la détection automatique des séismes sous-marins et caractérisation. Technical report, IUEM-Ecole Navale, 2009. 27
- H. Rowlett. Seismicity at intersections of spreading centers and transform faults. *J. Geophys. Res.*, 86 :3815–320, 1981. 14

### S

---

- M. Saito. *DISPERS80 : a subroutine package for the calculation of Seimic Normal Mode solution, in seismological algorithms : computational methods and computer programs*. D.Doornbos (Academic, San Diego, 1988), 1988. 47
- D.K. Smith, J. Escartin, M. Cannat, M. Tolstoy, C.G. Fox, D.R. Bohnenstiehl, and S. Bazin. Spatial and temporal distribution of seismicity along the northern Mid-Atlantic Ridge (15°N-35°N). *J. Geophys. Res.*, 108, 2003. doi : 10.1029/2002JB001964. 23
- K. M. Stafford and C. G. Fox. Long-range acoustic detection and localization of blue whale calls in the northeast Pacific Ocean. *J. Acoust. Soc. Amer*, 104 :3616–3625, 1998. 19

- H.U. Sverdrup, M.W. Jonhson, and R.H. Fleming. *The ocean, their Physics, chemistry and General biology*. Prentice Hall, New-york, 1087 pp, 1942. 19
- O. W. Swainson. Velocity and ray path of sound wave in sea water. *US. Coast Geod. Surv. Field Eng. Bull.*, 10 :64, 1936. 19

## T

- J. Talandier and O. Hyvernaud. Long-range detection of hydroacoustic signal from large iceberg in the Ross Sea4, Antartica. *Earth Planet Sci. Lett.*, 203 :519–534, 2002. 19
- J. Talandier and E. A. Okal. On the mechanism of conversion of seismic waves to and from T-waves in the vicinity of island shores. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 88 :621–632, 1998. 43, 44, 110, 112, 128, 130
- W. J Teague, M. J. Carton, and P. J. Hogan. A comparison between the Generalized Digital Environmental Model and Levitus climatologies. *J. Geophys. Res.*, 95 :7167–7183, 1990. 27
- M. Tharp. Marie Tharp, oceanographic cartographer. Technical report, Lamont-Doherty Earth Observatory, 1961. URL <http://www.marietharp.com>. 13, 127
- L. Tolstoy and W. M. Ewing. The T-phase of shallow focus earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 40 :25–52, 1950. 21, 43
- C. Tsogka. *Modelisation mathématique et numérique de la propagation des ondes élastiques tridimensionnelles dans des milieux fissurés*. PhD thesis, University Paris IX, France, 1999. 56, 57, 116, 117, 128, 130
- C. Tsogka and A. Paouri. A numerical simulation of a non destructive testing experiment. Technical report, INRIA, 1998. URL <http://www.inria.fr/multimedia/Videotheque/0-Fiches-Videos/417-fra.html>. 57

## V

- J. Virieux. *Physique de la terre solide, observations et théories*. Gordon and Breach Science Publisher, 2001. 83, 84, 129

## W

- D.A. Walker, Y. Hiyoshi, and C.S. McCreery. T-phase Data and Regional Tsunami genesis in Japan. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 54 :2085–2086, 1991. 49
- C. M. Williams, R. A. Stephen, and D. K. Smith. Hydroacoustic events located at the intersection of the Atlantis (30°N) and Kane (23°40'N) Transform Faults with the Mid-Atlantic Ridge. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 7 :Q06015, 2006. doi : 10.1029/2005GC001127. 20, 36, 38, 42, 127, 128
- C. Wolfe, G. Purdy, D. Toomey, and S. Solomon. Microearthquake characteristics and crustal velocity structure at 29°N on the Mid-Atlantic Ridge : The architecture of a slow spreading segment. *J. Geophys. Res.*, 100 :24449–24472, 1995. 15

## BIBLIOGRAPHIE

---

### Y

---

- Y. Yang, D. W. Forsyth, and A. ba. Improving epicentral and magnitude estimation of earthquake from T-phases by considering the exitation fonction. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93 :2106–2122, 2003. 34, 35, 127

### Z

---

- S. Zein. *Application des méthodes d'optimisation stochastiques à deux problemes d'inversion sismique*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2007. 58, 116
- S. Zein, E. Canot, and N. Nassif. Determination of the Mechanical Properties of a Solid Elastic Medium from a seismic wave propagation using two statistical estimators. *Mathematics and Mechanics of Solid*, 13 :388–407, 2008. 58

## Résumé

Depuis plus de quinze ans, l'enregistrement des signaux hydroacoustiques par des hydrophones dans le canal SOFAR (SOund Fixing And Ranging) a permis la détection et la localisation de nombreux séismes de faible magnitude dans l'océan. Cependant, l'interprétation de ces signaux hydroacoustiques appelés "ondes T" ne permet pas de fournir une information directe sur les magnitudes, les mécanismes aux foyers et les profondeurs focales des séismes en cause. Cette limitation vient en partie du fait que le mécanisme de conversion des ondes sismiques en ondes acoustiques au passage du fond océanique n'est pas totalement compris à ce jour. Pour tenter de résoudre ce problème, nous avons développé un code mécanique 2D solide-fluide capable de modéliser le processus de conversion sismo-acoustique. En calculant de manière exacte la solution du champ de vitesses de l'onde acoustique produite, notre modèle montre qu'une source en double couple dans la croûte océanique produit des ondes T dans la colonne d'eau avec des angles permettant de se propager dans le SOFAR. Notre modèle confirme également l'importance relative des ondes P et S dans l'amplitude de l'onde T produite. Des développements sont en cours pour modéliser l'effet des caractéristiques topographiques régionales ou locales du fond océanique sur la production des ondes T. À terme, les sorties de ce modèle, utilisées comme entrées d'un code de propagation acoustique longue distance, pourraient permettre de modéliser l'onde T sur l'ensemble de son trajet, de la source sismique à l'hydrophone.

**Mots clés** Hydroacoustique ; Conversion sismo-acoustique ; Onde T ; Modèle mécanique.

## Abstract

For more than 15 yr, the recording of hydroacoustic signals with hydrophones moored in a minimum sound-velocity channel, called the SOFAR (SOund Fixing And Ranging) channel, has allowed for detection and localization of many small-magnitude earthquakes in oceanic areas. However, the interpretation of these hydroacoustic signals termed "T-waves" fails to provide direct information on the magnitudes, focal mechanisms, or focal depths of the causative earthquakes. These limitations result, in part, from an incomplete understanding of the physics of the conversion, across the seafloor interface, from seismic waves generated by subseafloor earthquakes to hydroacoustic T-waves. To try and overcome some of these limitations, we have developed a 2-D finite-element mechanical model of the conversion process. By computing an exact solution of the velocity field of the waterborne T-waves, our model shows that a double-couple source mechanism of a subseafloor earthquake generates T-waves, whose take-off angles are adequate to allow penetration into the SOFAR channel and efficient trapping by this waveguide. In addition, our model confirms the relative importance of P and S seismic waves in the amplitude of the produced T-wave. Further developments are in progress with a view to modelling the effects of regional or local topographic characteristics of seafloor on T-wave production. In the long term, the use of our code's outputs as inputs to a long range acoustic propagation code could allow T-wave modelling along its whole path, from seismic source to hydrophone.

**Key words** : Hydroacoustics ; Seismo-acoustic conversion ; T-wave ; Mechanical modelling.