HAL
open science

Utilisation des corrélations de bruit micro-sismique pour l'analyse des propriétés du champ d'onde et l'imagerie crustale

Fabien Hubans

To cite this version:

Fabien Hubans. Utilisation des corrélations de bruit micro-sismique pour l'analyse des propriétés du champ d'onde et l'imagerie crustale. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. Français. NNT : . tel-00564324

HAL Id: tel-00564324

https://theses.hal.science/tel-00564324v1

Submitted on 8 Feb 2011

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.

Université de Grenoble
Observatoire des Sciences de la Terre et de l'Univers de Grenoble
Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique

THESE

Utilisation des corrélations de bruit micro-sismique pour l'analyse des propriétés du champ d'onde et l'imagerie crustale

---

présentée par

Fabien HUBANS

pour obtenir le titre de Docteur de

L'Université de Grenoble,
Ecole doctorale Terre, Univers, Environnement
spécialité **Terre Solide**

Composition du Jury :

Rapporteur	Valérie Maupin	Pr. à l'Université d'Oslo
Rapporteur	Eric Debayle	Dir. de Recherche à l'ENS Lyon
Examinateur	Michel Bouchon	Dir. de Recherche au LGIT Grenoble
Examinateur	Nikolaï Shapiro	Dir. de Recherche à l'IPG Paris
Examinateur	Hayrullah Karabulut	Pr. à l'Université Bogazici d'Istanbul
Directeur de thèse	Anne Paul	Dir. de Recherche au LGIT Grenoble
Co-directeur de thèse	Michel Campillo	Pr. à l'Université Joseph Fourier de Grenoble

Date de soutenance :
le 15 novembre 2010

Remerciements :

Tout d'abord, je souhaite remercier tous les membres du jury pour avoir accepté de corriger mon manuscrit et de participer à la soutenance. Je les remercie également pour leurs remarques scientifiques et pour leurs questions. Cet échange fût enrichissant pour moi et m'a permis non seulement de prendre du recul par rapport à mon travail mais aussi d'améliorer mon manuscrit. Merci à Valérie Maupin d'avoir corrigé avec autant d'attention mon manuscrit. Merci à Eric Debayle, Hayrullah Karabulut et Nikolaï Shapiro pour les nombreux échanges scientifiques et humains que nous avons eu lors de ma soutenance mais également lors de conférences ou de collaborations. Merci enfin à Michel Bouchon pour avoir présidé ce jury.

Je souhaite également remercier Anne Paul et Michel Campillo sans qui cette thèse n'aurait jamais pu se réaliser. Durant cette thèse nous avons beaucoup échangé aussi bien au niveau scientifique qu'au niveau humain. Je tiens notamment à souligner l'implication d'Anne dans la rédaction de la thèse et le temps passé qui m'a permis d'aboutir à ce document. Par ailleurs, je souhaite également la remercier pour son rôle dans le projet SIMBAAD qui est un projet scientifiquement très complet mais réellement complexe à gérer au quotidien. Ce projet m'a permis de travailler à tous les niveaux du traitement sismologique aussi bien sur le terrain, que dans la préparation des données, les traitements ou dans l'interprétation des résultats. Je remercie donc tous les participants de ce projet et notamment les ingénieurs qui ont fait un travail formidable sur cet énorme jeu de données : Catherine Pequegnat, Glenn Cougoulat et Sandrine Roussel.

Il m'apparaît indispensable de remercier tout le personnel administratif que l'on oublie trop souvent. En effet, les équipes du LGIT, du CIES et de l'école doctorale sont disponibles et efficaces pour aider les étudiants à se débattre dans le système universitaire. Je vais sûrement oublier des gens, mais je tiens à citer : Jacques Pellet, Karine De Palo, Gaelle Favier et Christine Bigot qui sont les personnes avec qui j'ai eu le plus de contacts.

Cette thèse s'est déroulée au sein de l'équipe onde et structure du LGIT je tiens donc à remercier tous les chercheurs avec qui j'ai eu des échanges, notamment : Anne Simienski, Eric Larose, Helle Pedersen, Olivier Coutant et Philippe Roux.

Ces remerciements ne seraient pas complet sans penser à tous les étudiants du LGIT mais

également à tous ceux de l'OSUG avec lesquels j'ai eu des contacts. L'ambiance chez les étudiants est simulante et enrichissante aussi bien pour le travail qu'au niveau personnel. J'oublierai certainement du monde et je m'en excuse par avance. Merci à mes différents co-buraux : Ben, Tom, Mathilde, Dimitri et Regina. Merci également à Pierre, Lolo, Céline, Bérénice, Mathilde, Sumaya, Bastien, Romain, Christian, Clara, Gwenaelle, Matthieu, Grand Mathieu, Seb, Aloé, Elizabeth, Vio, Nico, Arnaud ...

Pour finir, je voudrais remercier toute ma famille et mes amis. Je pense notamment à mes collocataires (Nico et Mu) mais surtout à mes parents, mon parrain et ma marraine de m'avoir toujours soutenu et de s'être déplacé pour la soutenance. Enfin, ma plus grande gratitude va à Emily qui m'a soutenue tous les jours et surtout dans les mauvais moment. Sans elle je pense que ce travail aurait été encore plus compliqué. Elle m'a permis de donner un sens à tout cela. Nous avons fait un bon bout de chemin ensemble avec des bons et des mauvais moments et j'espère que cela continuera longtemps.

Table des matières

Introduction **11**

Notations 13

I Les corrélations de bruit micro-sismique : historique, origine et propriétés de symétrie **15**

1 Bases de sismologie **19**

1.1 Les différentes types d'ondes sismiques 19

1.2 Enregistrements sismiques continus, différents signaux 23

1.3 Conclusion 28

2 Théorie des corrélations **31**

2.1 Historique global 31

2.2 Analogie entre les corrélations et le Miroir à Retournement Temporel 32

2.3 Analogie avec le théorème de la phase stationnaire 36

2.4 Démonstration théorique 39

2.5 Bilan 43

3 Dissymétrie des corrélations **45**

3.1 Causes et applications 45

3.2 Conclusion 48

II L'expérience SIMBAAD (Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Aegean-Anatolian Domain) : description du réseau et contrôle de qualité des données **49**

1 SIMBAAD **53**

1.1 Objectifs de SIMBAAD 53
1.2 La région Egée-Anatolie 54
1.3 Les stations large bande du projet SIMBAAD 62
1.4 Conclusion 65

2 Calcul des corrélations de bruit 67
2.1 Données de bruit 67
2.2 Pré-traitements facultatifs 69
2.3 Conclusion : chaîne de traitement proposée 73

3 Erreur de temps 75
3.1 Principe de la méthode 76
3.2 Limitations liées au calcul de la fonction de référence 83
3.3 Des données synthétiques à la réalité 85
3.4 Application aux données de SIMBAAD 86
3.5 Conclusion 89

III Origine et nature du bruit sismique : présence d'ondes de volume et localisation de sources en océan profond 91

1 Onde P dans le bruit sismique 95

2 Bruit sismique en Egée-Anatolie 111
2.1 La formation de voie : principe 112
2.2 Corrélations et formation de voie 113
2.3 Beamforming sur des corrélations synthétiques 115
2.4 Présentation des données synthétiques 115
2.5 Une source 116
2.6 Plusieurs sources 118
2.7 Bilan 120
2.8 Bruit dans la région Egée-Anatolie 122
2.9 Premier pic micro-sismique : [0.05 ; 0.1] Hz 123
2.10 Second pic micro-sismique : [0.1 ; 0.2] Hz 127
2.11 Ondes à basses fréquences : [0.02 ; 0.04] Hz 131

IV Tomographie de la croûte de la région Egée-Anatolie 135

1 Calcul des courbes de dispersion 143
1.1 Tenseur de corrélation 143
1.2 Mesure des courbes de dispersion en vitesse de groupe 147
1.3 Test de symétrie 152
1.4 Comparaison avec la méthode classique 155
1.5 Bilan 158

2 Régionalisation des vitesses de groupe 161
2.1 Principe de la régionalisation 161
2.2 Détermination des paramètres de l'inversion 165
2.3 Propriétés de l'ensemble des données à inverser 167
2.4 Test de résolution 171
2.5 Modèle initial et qualité 176
2.6 Rayleigh 179
2.7 Love 185
2.8 Conclusion 189

3 Modèle 3D de vitesse des ondes S 191
3.1 Données et paramètres 192
3.2 Principe simple 196
3.3 Résultats 197
3.4 Hétérogénéité et variations spatiales 199
3.5 Profondeur du Moho 207
3.6 Epaisseur de la croûte et déformation 211
3.7 Conclusion 215

Conclusion et Perspectives 219

Introduction

Les modèles géodynamiques d'évolution de la lithosphère sont contraints par des mesures de surface (géodésie, tectonique, géologie structurale) et en profondeur par l'imagerie géophysique et notamment la tomographie sismique. La tomographie reconstruit un modèle de la vitesse de propagation des ondes dans le milieu qui permet d'expliquer les observations. Les premières tomographies réalisées sont basées sur les temps d'arrivée des ondes émises par des sources ponctuelles énergétiques (séismes, sources artificielles, ...). Ces études ont évolué en suivant deux directions différentes. La première consiste à complexifier les inversions pour utiliser des formes d'onde complètes et la seconde à chercher de nouveaux signaux qui apportent de nouvelles informations sur le milieu. L'évolution dans ces deux directions a été permise par le développement de l'informatique, par l'augmentation du nombre de stations sismologiques installées ainsi que par le développement de nouvelles théories sur la propagation des ondes (diffusion multiples, noyaux de sensibilité, ...).

Notamment, *Campillo and Paul* (2003) ont observé que la corrélation de champs d'onde diffus permet de reconstruire les ondes de surfaces balistiques qui se propagent entre deux stations. Plus tard, le même type d'observation fût faite en corrélant des enregistrements de bruit sismique (*Shapiro and Campillo* (2004)). En parallèle, la théorie s'est développée et elle a permis de montrer que la corrélation des enregistrements à deux stations de champs diffus et de bruit sismique converge vers la fonction de Green entre les deux stations. Grâce à cette technique, il est possible de mesurer des temps de propagation d'ondes balistiques qui se propagent entre deux stations et ainsi de s'affranchir des incertitudes liées aux coordonnées hypocentrales (localisation et temps origine). Pour cette raison, depuis *Shapiro et al.* (2005), de nombreuses tomographies qui utilisent les temps d'arrivée de ces ondes de surface ont été réalisées dans différentes régions. Cependant, ces techniques de corrélations sont basées sur la cohérence globale entre les phases de deux enregistrements sismiques. Par conséquent, la qualité des fonctions de Green reconstruites dépend fortement de la nature des enregistrements (positions et amplitudes des sources) et de leur qualité (type de capteurs, bande passante, ...). Parmi ces tomographies, peu se sont posées la question de la qualité des données de bruit et de la validation des fonctions de Green reconstruites. La qualité des données détermine la qualité de l'imagerie de la structure, il est donc important de vérifier la qualité des observations.

D'autre part, ces méthodes basées sur les corrélations mettent en jeu une grande quantité de données ce qui implique une adaptation des techniques de tomographie. Cette grande quantité de données ajoute une dimension statistique au problème de l'inversion ce qui rend le problème plus complexe et pose la question du filtrage et de la validation des données.

Pour analyser ces questions, nous avons à notre disposition un ensemble de données acquises dans la région Egée-Anatolie. Cette base est composée des enregistrements de stations qui appartiennent à quatre réseaux différents à la fois permanent et temporaires dont les matériels, les

périodes de fonctionnement et les pré-traitements sont différents. Cette diversité, et la taille de ce réseau font que ce jeu de données est très bien adapté au développement d'une chaîne de traitement efficace. Cette chaîne de traitement devra prendre en compte l'analyse des différentes composantes et la vérification de la qualité des observations. Le jeu de données a été construit dans le cadre du projet SIMBAAD (Seismic Imaging of the Manthe Beneath the Aegean Anatolian Domain) dont l'objectif est d'étudier la structure lithosphérique sous la région Egée-Anatolie, qui est la région la plus active d'Europe (fortes vitesses de déplacement, forte sismicité). Il existe plusieurs hypothèses sur l'origine de cette dynamique de surface et une meilleure connaissance de la structure lithosphérique pourrait permettre de mieux comprendre les mécanismes. L'étude de cette région est donc très importante d'un point de vue géodynamique.

Dans cette thèse, nous avons travaillé sur les questions de qualité des corrélations et de tomographie de la croûte. Pour cela, nous avons essayé de respecter les propriétés théoriques des corrélations et d'avoir une approche statistique des temps de propagations mesurés dans les corrélations. Nous présenterons ce travail en quatre parties.

La première partie servira à présenter les bases théoriques nécessaire à la compréhension des corrélations de bruit. Dans le premier chapitre, nous rappelerons quelques bases sur les ondes et nous présenterons des exemples de différents signaux (bruit, coda, séisme) dont nous nous attacherons à expliquer rapidement les origines. Ensuite, nous montrerons avec différentes théories et analogies que la corrélation d'enregistrements de coda ou de bruit permet de retrouver les fonctions de Green entre deux stations. Nous en déduirons des propriétés sur la symétrie (ou la dissymétrie) en temps des corrélations et nous présenterons comment elles peuvent être utilisées pour valider nos mesures et vérifier la qualité des datations des enregistrements.

Dans la seconde partie, nous nous intéresserons aux données de bruit et aux corrélations obtenues. Dans le premier chapitre, nous présenterons les données continues que nous avons utilisées. Ces données ont été acquises dans la région Egée-Anatolie et elles sont regroupées dans l'ensemble de données SIMBAAD. Nous commencerons par décrire le contexte géologique et géodynamique de cette région et nous ferons un bilan rapide des connaissances géophysiques, géologiques et géodynamiques. Nous décrirons également les données de bruit disponibles et les instruments installés. Dans le second chapitre, nous présenterons la chaîne de traitement qui nous a permis d'obtenir les corrélations journalières pour toutes les paires de stations disponibles. Nous ferons également une analyse rapide des différents traitements possibles et nous expliquerons notre choix. Nous terminerons cette partie en présentant une nouvelle méthode qui permet de vérifier la qualité des datations de toutes les stations sismologiques à partir de la symétrie des corrélations de bruit.

Dans la troisième partie, nous nous intéresserons à l'origine du bruit sismique. Grâce aux corrélations de bruit, dans le premier chapitre, nous identifierons des sources d'ondes P en océans

profonds et nous montrerons que cette observation est cohérente avec la théorie de la génération des sources de bruit en océans profonds. Ensuite, nous montrerons qu'il est possible d'utiliser la formation de voie sur les corrélations pour retrouver les positions de sources de bruit. Enfin, nous analyserons l'ensemble des corrélations de bruit de SIMBAAD pour étudier les positions des sources de bruit. Nous montrerons que les sources ne sont pas réparties de manière homogène autour des stations et qu'il sera donc nécessaire de vérifier la qualité des temps de propagation mesurés dans les corrélations.

Dans la dernière partie, nous utiliserons toutes les corrélations de bruit que nous avons calculées pour réaliser une tomographie de la croûte dans la région Egée-Anatolie à partir des ondes de surface. Dans le premier chapitre de cette partie, nous commencerons par présenter notre méthode de validation des temps de propagation mesurés qui est basée sur la symétrie des corrélations. Cette méthode nous permettra d'obtenir une courbe de dispersion avec une information sur la qualité de chaque mesure pour toutes les paires de stations disponibles. Dans le second chapitre, nous calculerons les variations spatiales de la vitesse de groupe ce qui permet d'expliquer tous les temps de propagation mesurés à chaque fréquence. Ainsi, nous obtiendrons des cartes de la variation spatiale de la vitesse de groupe à toutes les fréquences. Dans le dernier chapitre, nous utiliserons les courbes de dispersion locales afin de reconstruire un modèle en trois dimensions de la vitesse des ondes S. Nous finirons par une analyse du modèle obtenu pour essayer de relier nos observations avec les structures géologiques et la déformation que subit cette région.

Enfin, nous conclurons sur les apports de ce travail et son intérêt.

Notation

Dans ce document, nous noterons :

la convolution : $\otimes$

la corrélation : $\times$.

la matrice transposée A **:** ${}^tA$.

le gradient : $\vec{\nabla}$

la divergence : ∇

le rotationel : $\vec{\triangle}\wedge$

le laplacien : $\triangle$

Première partie

Les corrélations de bruit micro-sismique : historique, origine et propriétés de symétrie

Table des matières

1 Bases de sismologie **19**

1.1 Les différentes types d'ondes sismiques 19

1.1.1 Les ondes de volume 19

1.1.2 Les ondes de surface 21

1.1.3 La fonction de Green : définition et propriétés 22

1.2 Enregistrements sismiques continus, différents signaux 23

1.2.1 Les séismes 24

1.2.2 Le bruit sismique 27

1.3 Conclusion 28

2 Théorie des corrélations **31**

2.1 Historique global 31

2.2 Analogie entre les corrélations et le Miroir à Retournement Temporel 32

2.2.1 Le Miroir à Retournement Temporel (MRT) : présentation 32

2.2.2 Utilisation du retournement temporel pour interpréter la corrélation de bruit 34

2.3 Analogie avec le théorème de la phase stationnaire 36

2.4 Démonstration théorique 39

2.4.1 Cas en 2 dimensions et ondes SH 39

2.5 Bilan 43

3 Dissymétrie des corrélations **45**

3.1 Causes et applications 45

3.1.1 Dissymétrie liée aux positions des sources de bruit 45
3.1.2 Dissymétrie des corrélations de bruit et erreur de temps 47
3.2 Conclusion 48

Chapitre 1

Bases de sismologie

1.1 Les différentes types d'ondes sismiques

Les solides plastiques se déforment de façon permanente ce qui les oppose aux solides élastiques dont la déformation est temporaire. Cela signifie que lorsqu'un solide élastique est déformé, le relâchement de la contrainte qui a provoquée la déformation lui permet de retrouver sa forme initiale. Ces déformations peuvent être décrites par le premier principe fondamental de la dynamique pour un solide élastique homogène :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \overrightarrow{\nabla} (\nabla \vec{u}) - \overrightarrow{\triangle} \wedge \left(\overrightarrow{\triangle} \wedge \vec{u} \right) \tag{1.1}$$

avec λ et μ les coefficients de Lamé du milieu considéré, $\overrightarrow{\nabla}$ le gradient, ∇ la divergence, $\overrightarrow{\triangle}\wedge$ le rotationnel et $\vec{u}$ le vecteur déplacement (voir le paragraphe Notations).

L'équation différentielle 1.1 implique une propagation dans le solide de la déformation initiale sous la forme d'ondes élastiques. Deux grands types d'ondes existent dans les solides, les ondes de volume et les ondes de surface.

1.1.1 Les ondes de volume

Grâce au théorème d'Helmholtz-Hodge, le champ vectoriel de déplacement $\vec{u}$ de l'équation 1.1 se décompose sous la forme de 2 champs vectoriels : $\vec{u} = \vec{u}_P + \vec{u}_S$ avec $\vec{u}_P = \overrightarrow{\nabla}\phi$ et $\vec{u}_S = \overrightarrow{\triangle} \wedge \psi$

A partir de la définition de ces 2 champs, nous avons les propriétés suivantes :

- $\vec{u}_P$: provient d'une source scalaire et $\overrightarrow{\triangle} \wedge \vec{u}_P = \vec{0}$
- $\vec{u}_S$: provient d'un source de vortex et $\overrightarrow{\nabla}\vec{u}_S = \vec{0}$ et $\nabla \vec{u}_S = \vec{0}$

En remplaçant le champ $\vec{u}$ dans l'équation 1.1, nous obtenons 2 équations d'ondes de la forme :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \triangle p \tag{1.2}$$

avec p égal à $\vec{u}_P$ ou $\vec{u}_S$, c la vitesse de l'onde dans le milieu considéré et $\triangle$ le laplacien. La vitesse de l'onde est soit égale à $v_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ ou $v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ lorsque respectivement $p = \vec{u}_P$ et $p = \vec{u}_S$.

En sismologie, ces 2 champs sont appelés ondes P et ondes S. Les ondes P ($\vec{u}_P$) sont issues d'une source scalaire, elles déforment le solide dans la direction de propagation (figure 1.1), elles sont appelées : ondes de compression. Les ondes S ($\vec{u}_S$) proviennent d'une source de vortex et déforment le solide dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (figure 1.1 (b)). Elles sont appelées ondes de cisaillement. Pour une même direction de propagation, on décompose les ondes S en 2 champs en fonction de la direction de la déformation. Les ondes SH correspondent à la déformation dans le plan horizontal et les ondes SV à la déformation dans le plan vertical.

En étudiant les équations, nous pouvons remarquer que la vitesse des ondes dépend des propriétés du milieu de propagation (λ, μ et ρ), et que la vitesse des ondes P est supérieure à celle des ondes S. D'autre part, la vitesse des ondes S dépend seulement du coefficient de cisaillement (μ) qui est nul dans le cas d'un liquide. Cela signifie donc que les ondes S ne se propagent pas dans les liquides.

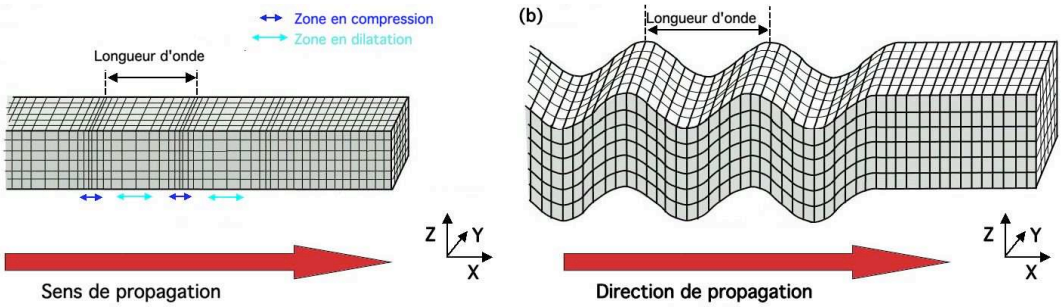

FIGURE 1.1 : *Mouvement de particule lié aux ondes P (a) et S (b)*

Ces ondes se propagent à l'intérieur du solide et sont regroupées sous la dénomination d'ondes de volume.

1.1.2 Les ondes de surface

Les ondes de surface se différencient des ondes de volume car elles se propagent le long d'une interface. Elles sont générées par les interactions entre différentes ondes de volume et le respect des conditions de continuité du déplacement et de la contrainte de part et d'autre d'une interface.

En sismologie, il existe à la surface libre (contrainte nulle) deux types principaux d'ondes de surface, les ondes de Rayleigh et les ondes de Love. Les ondes de Rayleigh sont issues de l'interaction entre des ondes P et des ondes SV (composante verticale des ondes S) à la surface libre. Cette onde déforme le milieu de propagation selon un mouvement circulaire rétrograde dans le plan de propagation (figure 1.2).

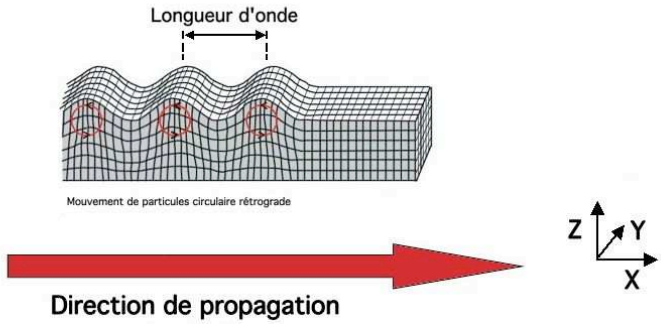

FIGURE 1.2 : *Mouvement de particule lié aux ondes de Rayleigh*

Dans le cas d'un milieu de propagation stratifié, les ondes de Love apparaissent lorsque les ondes SH qui sont piégées dans la couche superficielle interagissent. Cette onde provoque une déformation dans le plan horizontal dans la direction perpendiculaire au plan de propagation (figure 1.3).

Pour ces deux types d'ondes, la vitesse de ces ondes de surface varie en fonction de la fréquence, on parle donc d'ondes dispersives. Pour chaque onde, deux vitesses différentes peuvent être mesurées sur chaque onde : la vitesse de phase et la vitesse de groupe. La vitesse de phase est la vitesse de propagation de l'onde mesurée pour une fréquence précise, alors que la vitesse de groupe est la vitesse de propagation de l'enveloppe du signal pour une gamme de fréquences étroite autour d'une fréquence. Cette seconde vitesse caractérise la vitesse de propagation de l'énergie associée à l'onde à la fréquence considérée.

Ces deux types d'ondes de surface sont générées par des interactions différentes entre les ondes P et les ondes S dont les vitesses dépendent du milieu de propagation. Par conséquent,

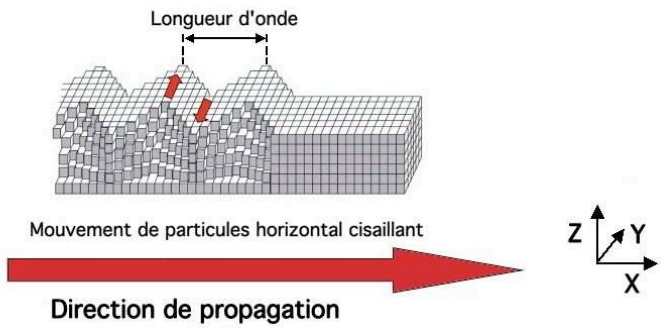

FIGURE 1.3 : *Mouvement de particule lié aux ondes de Love*

l'étude des variations des vitesses de groupe et des vitesses de phase en fonction de la fréquence permet de retrouver des informations sur la structure du milieu de propagation.

D'autre part, la génération de ces ondes est différente donc leurs vitesses seront différentes. Nous pouvons noter que l'origine des ondes de Love suggère que leurs vitesses de phase et de groupe seront fortement influencées par la vitesse de propagation des ondes S dans la couche superficielle. A l'inverse, les vitesses des ondes de Rayleigh seront dépendantes de la vitesse des ondes P et S pour une profondeur de pénétration qui augmente avec la période (longueur d'onde).

Des calculs théoriques permettent de calculer les courbes de dispersion des ondes de Love et de Rayleigh pour des modèles de vitesse des ondes P et S en une dimension du milieu de propagation. Dans la partie **4**, nous déterminerons un modèle de vitesse simple qui explique les courbes de dispersion en vitesses de groupe des ondes de Rayleigh.

1.1.3 La fonction de Green : définition et propriétés

Par convention, on écrira la convolution comme $\otimes$ (voir paragraphe **Notations**).

Par définition, la fonction de Green est la solution générale de l'équation des ondes 1.2. Par conséquent, quelques soient les 2 points A et B du solide, les déplacements en A ($\vec{u}(A,t)$) et B ($\vec{u}(B,t)$) sont liés par une relation de la forme : $\vec{u}(A,t) = G(A,B,t) \otimes \vec{u}(B,t)$ où $G(A,B,t)$, appelée fonction de Green entre A et B, est la solution générale de l'équation qui détermine la propagation des ondes (équation 1.1). $G(A,B,t)$ est solution cette équation donc $G(A,B,-t)$ l'est également. Cette propriété traduit la réciprocité de la propagation des ondes entre les points A et B ce qui s'écrit mathématiquement par :

$$G(A,B,t) \otimes G(A,B,-t) = \delta t \tag{1.3}$$

Cette fonction de Green permet de caractériser la propagation des ondes, elle dépend donc

directement du milieu de propagation et de la nature des ondes considérées. Sa définition implique qu'elle correspond à l'enregistrement au point A pour une source impulsionnelle au point B.

L'équation d'onde définie (équation 1.2) est valable lorsque la propagation se fait sans atténuation. Si le milieu est atténuant, un terme de la forme $-Q\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$ apparaît dans l'équation 1.1. Dans ce cas, même si $G(A, B, t)$ est une solution de l'équation alors cela n'implique pas que $G(A, B, -t)$ est également solution. Dans ce cas, la propagation des ondes n'est plus réciproque.

Cette étude pour un champ de déplacement en une dimension peut être généralisée pour un espace en trois dimensions $((O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k}))$ où le déplacement $\vec{u}$ est défini par trois coordonnées $(u_{\vec{i}}, u_{\vec{j}}, u_{\vec{k}})$. Le lien entre les champs de déplacement de deux points (A et B) est déterminé par neuf fonctions de Green différentes. Toutes ces fonctions sont nécessaires pour décrire toutes les relations entre les 6 composantes des deux vecteurs déplacements. Elles sont regroupées dans une matrice qui est appelé le tenseur de Green.

Remarque :

Le tenseur de Green s'écrit sous la forme :

$$G(A,B,t) = \begin{pmatrix} G(A,B,t)_{\vec{i}\vec{i}} & G(A,B,t)_{\vec{i}\vec{j}} & G(A,B,t)_{\vec{i}\vec{k}} \\ G(A,B,t)_{\vec{j}\vec{i}} & G(A,B,t)_{\vec{j}\vec{j}} & G(A,B,t)_{\vec{j}\vec{k}} \\ G(A,B,t)_{\vec{k}\vec{i}} & G(A,B,t)_{\vec{k}\vec{j}} & G(A,B,t)_{\vec{k}\vec{k}} \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

Avec $G_{\vec{i}\,\vec{j}}(A,B,t)$ qui décrit la relation entre le déplacement dans la direction $\vec{i}$ au point A (noté $u_{\vec{i}}(A,t)$) et celui dans la direction $\vec{j}$ au point B (noté $u_{\vec{j}}(B,t)$). Les autres composantes s'interprètent de la même manière.

Dans le paragraphe suivant (1.2), nous analyserons un enregistrement sismique continu, et nous y distinguerons deux fenêtres de temps durant lesquelles le signal sismique est différent. Nous identifierons les enregistrements de séismes et de bruit sismique et nous présenterons leurs caractéristiques.

1.2 Enregistrements sismiques continus, différents signaux

La figure 1.4 présente l'enregistrement des déplacements verticaux du sol pour les 24 et 25 Février 2008 à la station BEL du réseau SIMBAAD (Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Aegean Anatolian Domain, voir partie II). Sur cet enregistrement, nous distinguons deux portions de signal différentes. La première est caractérisée par du déplacement avec des amplitudes faibles mais dont le niveau est constant (zones bleues sur la figure 1.4) alors que durant la seconde, les amplitudes des déplacements sont importantes et varient rapidement (zones rouge sur la figure 1.4). Ces forts déplacements sont générés par des sources très localisées qui dégagent

brutalement une grande quantité d'énergie, les séismes. L'ensemble des déplacements de faibles amplitudes sont générés par des sources avec très peu d'énergie distribuées dans l'espace et le temps. Contrairement au séisme, il est impossible ici d'identifier les sources qui ont émis les ondes, on parle alors de bruit sismique.

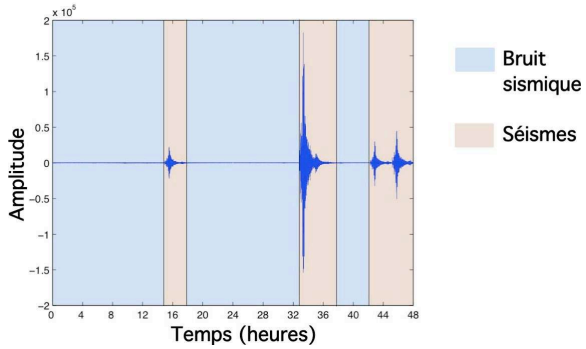

FIGURE 1.4 : *Enregistrement des 24 et 25 Février 2008 de la composante verticale de la station BEL*

Sur l'enregistrement (figure 1.4), la durée des séismes représente environ 25 % de la durée totale de l'enregistrement. Cependant, ce rapport entre la durée cumulée du séisme et du bruit varie en fonction des périodes d'enregistrement ainsi que des régions du globe. En effet, les épicentres des séismes ne sont par répartis de manière homogène à la surface de la Terre (limites de plaques, volcans, ...).

1.2.1 Les séismes

La figure 1.5 est l'enregistrement du déplacement vertical du séisme de magnitude 7.2 du 25 Février 2008. Cet enregistrement peut être divisé en trois portions qui sont chacunes délimitées par une augmentation brutale du déplacement enregistré. Ces augmentations brutales correspondent aux arrivées des ondes directes émises par le séisme appelées ondes balistiques. Ces trois arrivées correspondent successivement aux ondes P, aux ondes S et enfin aux ondes de Rayleigh (composante verticale du déplacement).

Sur la figure 1.5 les amplitudes des ondes P et S sont identiques et environ deux fois plus faibles que celle des ondes de surface. Cette différence d'amplitude est principalement liée à leurs expansions géométriques différentes. En effet, les ondes de volume se propagent dans le solide, donc leurs amplitudes diminuent en $\frac{1}{d^3}$ avec d la distance à la source alors que les ondes de surface se propagent dans un plan donc leurs amplitudes varient en $\frac{1}{d}$.

Après chaque arrivée balistique, les sismologues ont appelé coda sismique la portion du signal dont l'amplitude diminue exponentiellement avec le temps (figure 1.5). Après les ondes P, S

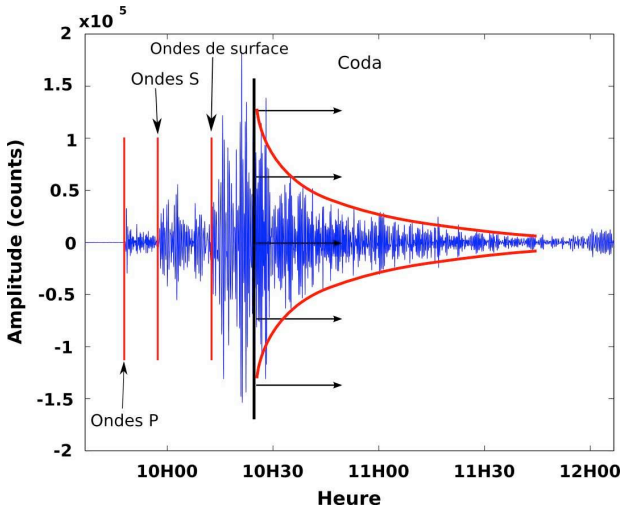

FIGURE 1.5 : *Composante verticale du séisme de Magnitude 7.2 du 25/02/2008 à 8H36min33.03s localisé à -2.49°de latitude et 99.97°de longitude (sud de Sumatra) enregistré à la station BEL*

et les ondes de surface, nous parlons respectivement de coda d'ondes P, de coda d'ondes S et de la coda des ondes de surface. La durée du déplacement associé aux codas sismiques est plus longue que la durée de déplacement associé aux ondes balistiques. *Aki and Chouet* (1975) définissent une expression empirique qui quantifie l'évolution de l'enveloppe (E) de la coda à une pulsation (w) donnée : $E_w(t) \propto \frac{1}{t^\gamma} \exp\left(-\frac{wt}{Q_c(w)}\right)$. Dans cette expression, t^γ est un facteur d'atténuation géométrique et Q_c le facteur de qualité de la coda qui varie en fonction de la fréquence et de la région (*Margerin et al.* (1999)). Ils expliquaient la décroissance exponentielle de la coda par deux théories :

1. si les ondes qui composent la coda proviennent de la diffusion simple alors la décroissance de l'enveloppe de la coda est liée à l'absorption anélastique du milieu.
2. si la coda est composée d'ondes issues de la diffusion multiple, alors la décroissance de l'amplitude de la coda est entièrement expliquée par les capacités diffusantes du milieu de propagation.

Ces deux théories s'opposent car dans le premier cas, la diminution la diminution exponentielle de l'enveloppe de la coda est liée à la diffusion de l'énergie dans le milieu alors que dans le second cas la diminution de l'amplitude s'explique par une équipartition de l'énergie entre tous les modes des ondes.

Cette seconde hypothèse est plus complexe, analysons comment la diffusion multiple permet d'expliquer la variation de l'amplitude et la durée de la coda sismique.

Considérons un signal $\vec{U}$ émis en A qui traverse un milieu diffusant (gris) puis qui est en-

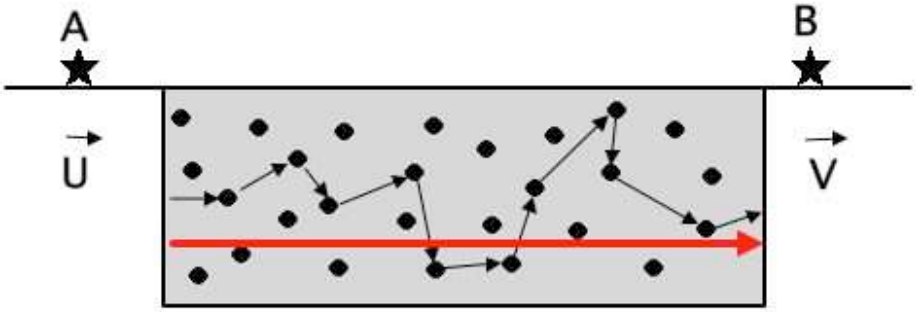

FIGURE 1.6 : *Evolution d'un champ d'onde en champ équi-réparti par un milieu diffusant. Les points A et B correspondent aux enregistrement avant et après la propagation dans le milieu diffusant*

registré en B (figure 1.6). Lorsque l'onde incidente rencontre un diffuseur, son énergie initiale est répartie entre toutes les ondes qui sont re-émises. Le diffuseur se comporte alors comme une source secondaire qui émet tous les types d'ondes dans toutes les directions possibles. Si un milieu contient de nombreux diffuseurs, alors les ondes qui traversent ce milieu peuvent être diffractées plusieurs fois (trajet noir) ou ne pas l'être (trajet rouge). Plus un signal est diffracté, plus son énergie est faible et plus son temps d'arrivée est tardif (distance parcourue plus grande). Par conséquent, la première onde qui est enregistrée à la station B est l'onde qui a parcouru la distance la plus courte, qui n'a donc pas été diffractée et dont l'énergie est la plus importante. Cette hypothèse de diffusion multiple est donc cohérente avec la diminution de l'amplitude et la longue durée de la coda.

De plus, la diffusion multiple suppose une conversion de l'énergie de l'onde incidente dans tous les modes, qui doivent donc tous avoir la même énergie. En utilisant des stations très proches,*Hennino et al.* (2001) ont calculé l'énergie des ondes P (E_P) et l'énergie des ondes S (E_S) pour l'enregistrement d'un séisme. Ils ont observé une stabilisation du rapport $\frac{E_p}{E_s}$ à $\frac{1}{2}$ dans la coda qui confirme l'équipartition de l'énergie entre tous les modes (2 modes pour les ondes S (SH et SV) et 1 mode pour les ondes P).

Enfin, en utilisant des modèles numériques, *Margerin et al.* (2000a) ont développé une théorie qui quantifie la diminution de l'enveloppe de la coda en fonction des propriétés de diffusion du milieu et du terme de libre parcours moyen (distance moyenne que parcourt une onde avant d'être

diffusée).

La diffusion multiple explique la variation exponentielle de l'amplitude des codas ainsi que leurs longues durées par rapport à la durée initiale de la source.

Depuis les hypothèses sur l'origine de la coda sismique formulées par *Aki and Chouet* (1975), les scientifiques ont compris l'origine de la coda sismique ce qui leur a permis de l'utiliser pour obtenir des informations sur le milieu de propagation.

Cependant, la majorité des enregistrements sismiques est en réalité composée de signaux de faibles amplitudes pour lesquels il est difficile d'identifier des sources précises et que les sismologues ont appelé le bruit sismique. Dans le paragraphe suivant (1.2.2) nous ferons une description rapide des connaissances actuelles sur la composition du bruit sismique et son origine.

1.2.2 Le bruit sismique

Le bruit sismique décrit toutes les ondes émises de façon aléatoire (en apparence) par des sources de faibles amplitudes. Contrairement aux séismes, il est difficile de localiser ces sources car leurs signaux ne peuvent pas être identifiés sur différents enregistrements et il est donc impossible de trouver la position et le signal émit pour chaque source.

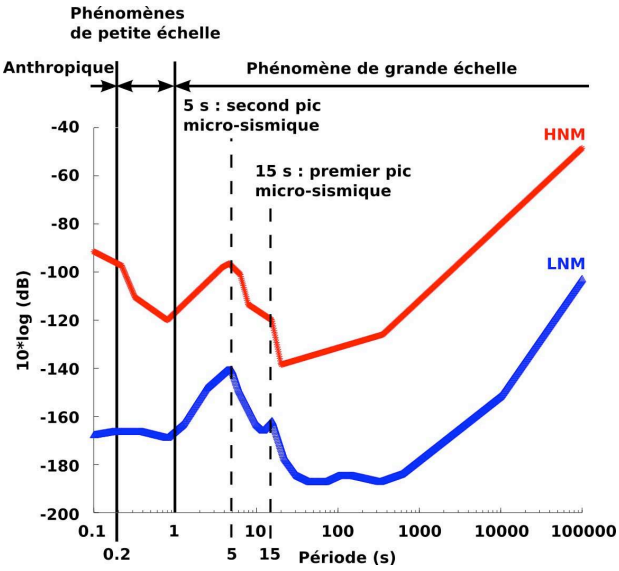

FIGURE 1.7 : *Low Noise Model (courbe bleue) et High Noise Model (courbe rouge) d'après l'article de Petersen (1993)*

Bien que les sources bruit sismique ne soient pas identifiées, en fonction de la période nous pouvons distinguer trois origines différentes :

Pour les périodes inférieures à 1 s : les sources de bruit sont liées aux phénomènes de grande taille (courants marins, tempêtes, circulation atmosphérique, ...).

Entre 1 et 0.2 s : les sources de bruit sont locales et souvent liées à des phénomènes de petites tailles (pluie, vent dans les arbres, vagues sur la côte, ...).

Au dessus de 0.2 s : les sources de bruit sont en majorité anthropiques (routes, barrages, ..).

L'étude d'enregistrements de bruit montre que l'amplitude du bruit varie en fonction des zones d'étude. Malgré ces variations d'amplitude, *Petersen* (1993) ont observé des structures similaires dans les modules des spectres d'enregistrements sismiques. Notamment, sur tous les spectres ils ont identifié deux pics d'énergie à 7 s et 15 s qu'ils ont appelé respectivement les pics secondaire et primaire. L'analyse statistique d'un grand nombre d'enregistrements sismiques leur a permis de définir des modèles extrêmes de spectres de bruit : le Low Noise Model (LNM) (courbe bleue sur la figure 1.7) et le High Noise Model (HNM) (courbe rouge sur la figure 1.7). De plus, en sélectionnant des périodes de bruit puis en comparant leurs spectres avec les deux modèles, ils ont identifié la signature des séismes, des sources anthropiques et d'ondes de surface propagatives sur les spectres.

Concernant la gamme de périodes dans laquelle nous travaillerons ($> 1\ s$), actuellement deux théories sont défendues pour expliquer l'origine du bruit sismique. La première théorie suppose que les sources sont principalement localisées en océan profond alors que la seconde les situent le long des côtes. La première hypothèse est basée sur la théorie de *Longuet-Higgins* (1950) qui montre que l'interaction entre deux houles de même période qui se propagent dans des directions opposées génère des variations de pression dont l'amplitude ne diminue pas avec la profondeur. Ces variations de pression sont ensuite converties en ondes sismiques sur le fond océanique. Selon la seconde théorie, les ondes sismiques sont générées par le couplage direct de la houle avec le fond océanique. Or, les variations de pression liées à la houle diminuent exponentiellement avec la profondeur donc ces couplages ne peuvent exister qu'en océan peu profond, le long des côtes.

Les sources de bruit sont principalement localisées à l'interface solide/fluide (eau ou air). Cette position à la surface libre ajoutée à l'effet de l'atténuation géométrique plus importante pour les ondes de volume que pour les ondes de surface (voir paragraphe 1.1) expliquent que l'énergie dominante du bruit sismique correspond à des ondes de surface.

1.3 Conclusion

Lorsqu'un milieu élastique est déformé, cette déformation se propage dans le solide sous forme d'ondes de volume et d'ondes de surface. En étudiant les caractéristiques de la propaga-

tion de ces ondes, les sismologues retrouvent des informations sur les propriétés physiques et la structure du solide. La première technique utilise les temps d'arrivé des ondes, pour différentes stations pour retrouver les propriétés du milieu de propagation (interface, vitesse des ondes, ...). Pour ces mesures, le signal doit être identifié à toutes les stations, par conséquent, les sismologues utilisent les ondes de grande amplitude qui sont émises par des sources ponctuelles que l'on peut localiser (séismes, explosions artificielles, ...). Ces dernières années, le développement d'acquisitions numériques continues a conduit les sismologues à étudier des signaux initialement délaissés : la coda et le bruit. En recherchant l'origine et des propriétés de ces champs de déplacements, de nouvelles théories ont été développées. Il a notamment été montré que la corrélation de deux enregistrements de bruit ou de coda converge vers la fonction de Green entre les deux stations (voir chapitre 2 partie I).

Dans le chapitre suivant, nous présenterons l'évolution de la technique de corrélations de bruit et des raisonnements théoriques qui appuient cette théorie. En analysant différentes approches, nous en déduirons les conditions pour lesquelles cette théorie est valable ainsi que les propriétés des corrélations obtenues.

Chapitre 2

Convergence des corrélations vers la fonction de Green : différentes approches

La convergence des corrélations de bruit ou de champ diffus a été utilisée dans différentes disciplines (acoustique, héliosismologie, sismologie, ...). Pour chacune, les hypothèses utilisées et les démonstrations faites sont différentes mais la conclusion reste identique. Dans cette partie, nous présenterons tout d'abord un historique rapide des différentes applications et de leur évolution pour chaque discipline. Dans un second temps, nous utiliserons des démonstrations et analogies simples provenant de ces différents domaines pour prouver que les corrélations de champs diffus ou de bruit convergent vers les fonctions de Green. La comparaison de ces différentes approches fera apparaître les hypothèses communes qui sont nécessaires pour l'utilisation de cette méthode en sismologie ainsi que les propriétés des corrélations.

2.1 Historique global

Cette méthode fût initialement utilisée en héliosismologie en corrélant les enregistrements des intensités lumineuses. *Duvall et al.* (1993) ont calculé les corrélations entre des enregistrements de l'intensité lumineuse émise en différents points du soleil. Dans ces corrélations, ils ont observé la propagation d'ondes P à la surface du soleil. Ensuite, *Giles et al.* (1997) ont utilisé les corrélations des enregistrements d'intensité pour observer l'écoulement de la surface du soleil entre son équateur et ses pôles. Finalement, *Chang et al.* (1997) ont réalisé une tomographie d'une région du soleil à partir des fonctions de Green reconstruites par corrélation des intensités.

Dans le cas du soleil, les positions des sources de lumière varient aléatoirement ce qui favorise la convergence des corrélations vers les fonctions de Green. A cet effet s'ajoute un phénomène de résonance qui améliore le rapport signal sur bruit des ondes de surface. Pour ces deux raisons,

cette méthode basée sur les corrélations d'enregistrements de sources aléatoires était bien adaptée à l'étude du soleil.

Ensuite, cette méthode fut testée en acoustique par *Weaver and Lobkis* (2001) qui ont montré que l'autocorrélation de bruit thermique converge vers la fonction de Green entre un point et lui-même. Puis, en utilisant deux capteurs différents, ils ont reconstruit la fonction de Green entre ces deux points. Finalement, en utilisant trois capteurs, ils ont retrouvé la position d'une cavité dans un bloc d'aluminium (*Weaver and Lobkis* (2002)). De nombreuses études acoustiques sur les champs diffus et le Miroir à Retournement Temporel (MRT) ont été faites (*Derode et al.* (2003a), *Derode et al.* (2003b), ...) et ont permis le développement d'une analogie entre les corrélations de champs diffus et le MRT. En acoustique, *Larose et al.* (2004) et *Larose et al.* (2008) ont observé la reconstruction des fonctions de Green pour des inter-corrélations et des auto-corrélations de champs diffus.

En sismologie, *Campillo and Paul* (2003) et *Paul et al.* (2005) se sont basés sur des travaux montrant la nature diffuse de la coda sismique (*Aki and Chouet* (1975), *Margerin et al.* (2000b), *Hennino et al.* (2001)) pour reconstruire des ondes de Rayleigh grâce à la corrélation d'enregistrements de codas sismiques. En comparant une inter-corrélation de bruit avec l'enregistrement d'un séisme, *Shapiro and Campillo* (2004) ont montré les ondes de Rayleigh sont reconstruites dans les corrélations de bruit. Une première tomographie de la croûte a été réalisée en Californie par *Shapiro et al.* (2005) à partir d'ondes de surface reconstruites par corrélation d'enregistrements de bruit de fond sismique. Depuis, cette méthode a été appliquée dans de nombreuses régions pour des réseaux de tailles différentes (*Bensen et al.* (2008, 2009); *Liang and Langston* (2008, 2009); *Yang et al.* (2010)).

2.2 Analogie entre les corrélations et le Miroir à Retournement Temporel

2.2.1 Le Miroir à Retournement Temporel (MRT) : présentation

Le Miroir à Retournement Temporel (MRT) est une méthode utilisée en acoustique pour identifier les positions des sources. En utilisant une analogie entre cette technique et les inter-corrélations nous montrerons que l'inter-corrélation entre deux enregistrements de bruit converge vers la fonction de Green. Pour cette analogie, nous considérons un champ de pression (une dimension) et un plan qui contient des sources et des capteurs de pression.

Imaginons une expérience de retournement temporel, celle-ci se déroule en 2 phases. La première phase est représentée par la figure 2.1(a). Durant cette phase, une source est placée au

point A et des capteurs aux points C_i où chaque enregistrement est de la forme :

$$s_{C_i}(t) = G(C_i, A, t) \otimes s_A(t)$$

avec $s_A(t)$ la fonction source au point A. Comme schématisé sur la figure 2.1(a), les capteurs doivent être réparties de manière homogène autour de la source A.

Dans un second temps, les points C_i sont des sources et A un capteur (figure 2.1(b)). Dans cette seconde phase, les signaux émis par les sources C_i sont les enregistrements de la première expérience retournés temporellement soit : $s_{C_i}(-t)$. Dans cette expérience, l'enregistrement au point A est alors :

$$e_A(t) = \sum_i G(A, C_i, t) \otimes s_{C_i}(-t)$$

donc en remplaçant $s_{C_i}(-t)$ nous obtenons :

$$e_A(t) = \sum_i G(A, C_i, t) \otimes (G(C_i, A, -t) \otimes s_A(-t)) \tag{2.1}$$

La réciprocité de la propagation des ondes (équation 1.3) donne donc : $e_A(t) = s_A(-t)$, soit la fonction source retournée en temps (voir *Fink* (1992), *Cassereau and Fink* (1992) et *Fink et al.* (2000)). Cela signifie qu'en retournant puis en émettant les champs de pression depuis plusieurs capteurs il est possible de retrouver la position de la source initiale ainsi que la fonction source. Cependant cette expérience fonctionne lorsque la propagation des ondes dans le milieu obéit au théorème de réciprocité (pas d'atténuation) et lorsque les sources secondaires (C_i) sont localisées autour de la source initiale (A).

Le champ d'onde retourné temporellement puis ré-émis depuis les points C_i se focalise au niveau de la source A. L'enregistrement obtenu au point A est la source utilisée durant la première phase de l'expérience qui est retournée temporellement.

Cette expérience est valable lorsque la propagation des ondes suit le théorème de réciprocité de la propagation des ondes (atténuation constante et pas de déformation du milieu), ce qui n'est pas vrai en sismologie. En effet, la diminution des amplitudes des ondes varie avec la période et le milieu se déforme de manière plastique voir cassante dans certains cas. Cependant, en limitant la largeur de la bande passante utilisée, l'atténuation peut être considérée comme constante et dans la majorité des cas, la déformation plastique peut être négligée par rapport à la déformation élastique. D'autre part, il est également nécessaire que les sources C_i aient des amplitudes et des bandes passantes proches, nous parlerons de sources "semblables".

En conclusion, le retournement temporel permet de retrouver une source dans un milieu à partir d'enregistrements autour de celle-ci. Pour que cette expérience soit valable, la propagation des ondes doit être réciproque (atténuation constante des ondes et pas de déformation plastique

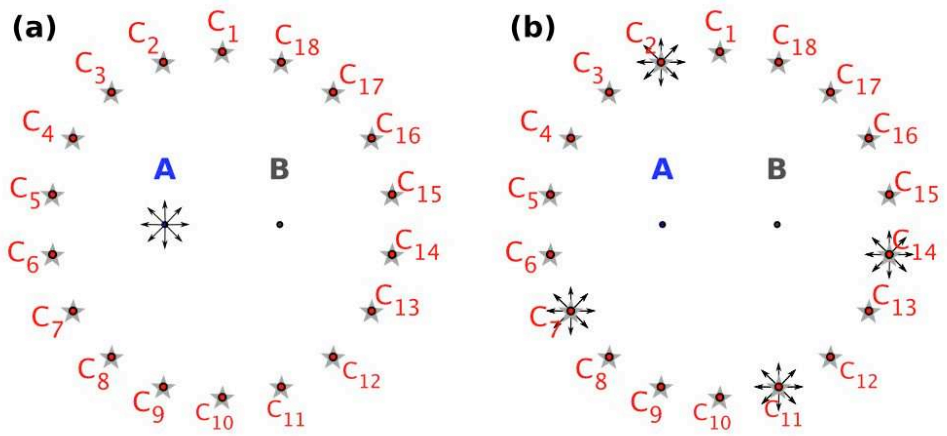

FIGURE 2.1 : *Répartition des sources et des récepteurs pour les deux phases de l'expérience du Miroir à Retournement Temporel. (a) : une source au point A et des capteurs aux points C_i, (b) : une source à chaque point C_i dont la somme des contributions se focalise en A*

du milieu), les capteurs doivent être "semblables" et les sources doivent être réparties de manière homogène autour de la source. En sismologie, il est nécessaire d'utiliser le MRT sur des bandes passantes étroites pour que toutes les hypothèses soient remplies. Dans le prochain paragraphe, nous utiliserons le miroir à retournement temporel pour interpréter la corrélation de bruit.

2.2.2 Utilisation du retournement temporel pour interpréter la corrélation de bruit

Considérons des sources aux points C_i que l'on enregistre en A (signal $s_A(t)$) et en B (signal $s_B(t)$). Nous avons donc :

$$s_A(t) = \sum_{i=1}^{n} G(C_i, A, t) \otimes f_{C_i}(t)$$

et

$$s_B(t) = \sum_{i=1}^{n} G(C_i, B, t) \otimes f_{C_i}(t)$$

avec $G(A, B, t)$ la fonction de Green entre A et B et $f_{C_i}(t)$ la fonction source du point C_i.

Par définition, la corrélation entre les enregistrements en A et B est donnée par l'équation :

$$C_{AB}(t) = s_A(t) \otimes s_B(-t) \tag{2.2}$$

A partir de l'équation 2.2 et des définitions de l'enregistrement en B nous pouvons écrire :

$$C_{AB}(t) = s_A(t) \otimes \sum_{i=1}^{n} G(C_i, B, -t) \otimes f_{C_i}(-t) \tag{2.3}$$

En appliquand l'interprétation de l'équation 2.1 sur l'équation 2.3, nous identifions le terme $\sum_{i=1}^{n} G(B, C_i, -t) \otimes f_{C_i}(-t)$ comme étant une source virtuelle en B que nous noterons $s_{0B}(t)$. La corrélations entre A et B s'écrit alors :

$$C_{AB}(t) = s_A(t) \otimes s_{0B}(-t) \tag{2.4}$$

Si $s_{0B}(t)$ est une source en B alors $s_A(t) = s_{0B}(t) \otimes G(B, A, t)$. En utilisant la propriété de commutativité de la convolution et le théorème de réciprocité de la propagation des ondes, nous obtenons alors : $C_{AB}(t) \propto G(A, B, -t)$.

En utilisant le MRT pour interpréter l'inter-corrélation, la station B devient une source virtuelle enregistrée en A. En appliquant ce même raisonnement pour la station A, nous pouvons montrer que cette station est également une source virtuelle qui est enregistrée à la station B. La corrélation permet de reconstruire la fonction de Green entre la station A et la station B dans les temps négatifs et celle entre B et A pour les temps positifs (équation 2.5).

$$C_{AB}(t) = G(A, B, +t) + G(B, A, -) \tag{2.5}$$

Cette analogie est valable si les 3 conditions du MRT sont remplies :

1. "semblance" des sources de bruit est respectée
2. distribution homogène des sources de bruit autour de la paire de station considérée
3. réciprocité de la propagation des ondes

De plus, la réciprocité de la propagation des ondes nécessaire à l'utilisation du MRT pour cette analogie implique que les fonctions de corrélation obtenues soient paires.

Des travaux plus récents ont montré que la diffusion multiple dans le milieu de propagation améliore le MRT car les sources du miroir ne doivent plus obligatoirement être réparties de façon homogène autour de la source que l'on veut focaliser (*Larose* (2005)).

En sismologie, les sources de bruit sismique respectent toutes les conditions pour que les corrélations convergent vers la fonction de Green. En effet, elles proviennent de phénomènes physiques particuliers donc elles sont "semblabes" (interaction vent/arbres, vagues/topographie, ...). D'autre part, elles sont réparties de façon homogène autour des stations car leurs positions sont aléatoires. Enfin, le bruit contient également des ondes issues de la diffusion multiple ce qui améliore la qualité du MRT en homogénéisant la répartition des sources.

Cependant, une limitation apparaît en raison de la dimension du problème considéré. Pour cette analogie, nous avons considéré un champ de pression (une dimension) dans un espace en 2 dimensions avec des sources et des capteurs situés dans le même plan ce qui nous a permit de reconstruire des fonctions de Green en une dimension. Dans la réalité, le problème est en 3 dimensions et le champ considéré est un champ de déplacement en trois dimensions. Si l'on considère que les conditions doivent être identiques, alors les sources de bruit doivent être réparties sur une sphère autour des stations et elles doivent provoquer des déplacements dans les trois dimensions pour que le tenseur de Green complet soit reconstruit. Or, les sources de bruit sont principalement localisées à la surface de la terre et l'énergie des ondes de surface est plus grande que celle des ondes de volume. Par conséquent, la partie qui concerne les ondes de surface sera plus facilement reconstruite dans les corrélations d'enregistrements de bruit.

Pour conclure, l'analogie avec le MRT montre que les fonctions de Green entre 2 stations peuvent être reconstruites à partir des corrélations des enregistrements de bruit car les conditions de similarité des sources de bruit et de réciprocité de la propagation sont respectées pour une bande passante étroite. Cette analogie montre également que les fonctions de corrélations calculées sont paires si toutes les conditions sont respectées.

Après cette analogie des corrélations de bruit avec le MRT en acoustique, dans le paragraphe suivant, nous ferons une analogie entre le théorème de la phase stationnaire et les corrélations de bruit. Cette approche basée sur un théorème mathématique apportera un éclairage sur les contributions des différentes sources dans la reconstruction des fonctions de Green.

2.3 Analogie avec le théorème de la phase stationnaire

Considérons une paire de stations A et B (distance d_{AB}) entourée de sources d'onde planes, E localisées sur le cercle de rayon R de centre A. Chaque source E émet une onde plane $f(\theta, t_0)$ (θ définit la position de E et f est non nulle pour θ dans $[\frac{-\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}]$) à l'instant t_0 qui se propage vers A (voir figure 2.2).

Dans le domaine fréquentiel, l'enregistrement obtenu en A pour une source est de la forme :

$$s_A(\omega) = f(\theta, t_0)\mathrm{e}^{i\omega\frac{R}{c}}$$

avec c la vitesse de propagation des ondes. Pour l'ensemble des sources, nous avons donc :

$$s_A(\omega) = \int_0^{2\pi} f(\theta, t_0)\mathrm{e}^{i\omega\frac{R}{c}} d\theta$$

.

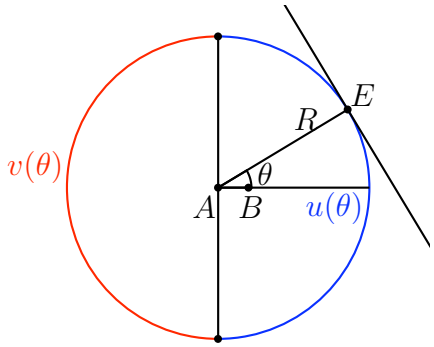

FIGURE 2.2 : *Géométrie pour la décomposition des sources dans l'analogie avec le théorème de la phase stationnaire*

La loi de retard pour une onde plane entre A et B nous donne l'enregistrement en B :

$$s_B(\omega) = \int_0^{2\pi} f(\theta, t_0) \mathrm{e}^{i\omega \frac{R - d_{AB}\cos(\theta)}{c}} d\theta$$

.

Décomposons la fonction f comme : $f(\theta, t) = u(\theta, t) + v(\theta, t)$ avec

$$u(\theta, t) = \begin{cases} u(\theta, t) \neq 0 & \theta \in [-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}] \\ u(\theta, t) = 0 & ailleurs \end{cases}$$

et

$$v(\theta, t) = \begin{cases} v(\theta, t) \neq 0 & \theta \in [\frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}] \\ v(\theta, t) = 0 & ailleurs \end{cases}$$

(voir figure 2.2).

u et v sont donc 2 fonctions à support compact ce qui s'écrit : $u, v \in C_0^\infty(\mathbf{R}, \mathbf{C})$.

Et le signal $s_B(\omega)$ devient :

$$s_B(\omega) = \mathrm{e}^{i\omega \frac{R}{c}} \left[\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} u(\theta, t_0) \mathrm{e}^{-i\omega \frac{d_{AB}\cos(\theta)}{c}} d\theta + \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} v(\theta, t_0) \mathrm{e}^{-i\omega \frac{d_{AB}\cos(\theta)}{c}} d\theta \right]$$

.

De plus, la fonction cosinus est C^∞ (infiniment dérivable) de $\mathbf{R}$ dans $\mathbf{R}$. Sur $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$, la fonction cosinus admet un unique point critique non dégénéré en $\theta = 0$. Sur $\theta \in [\frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}]$, la fonction cosinus admet un unique point critique non dégénéré en $\theta = \pi$.

Rappelons le théorème de la phase stationnaire : soient $u \in C_0^\infty(\mathbf{R}, \mathbf{C})$, $\phi \in C^\infty(\mathbf{R}, \mathbf{R})$. On suppose que ϕ possède un unique point critique non dégénéré sur le support de u ($supp\ u$), c'est à dire :

$$\exists!\ x_c \in supp\ u \text{ tel que } \phi'(x_c) = 0, \text{ et } \phi''(x_c) \neq 0$$

.

Remarque :

Le point critique non dégénéré est le point d'une fonction pour lequel la dérivée de la fonction est nulle et la dérivée seconde non nulle.

On note

$$I(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{e}^{i\lambda\phi(x)} u(x) dx$$

alors

$$I(\lambda) \underset{\lambda \to +\infty}{\sim} \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda}} \frac{\mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}\mathrm{sgn}\phi''(x_c)}}{|\phi''(x_c)|^{\frac{1}{2}}} u(x_c) \mathrm{e}^{i\lambda\phi(x_c)} \tag{2.6}$$

Lorsque la distance entre les capteurs est petite par rapport à la longueur d'onde ($\omega \frac{d_{AB}}{c} \to +\infty$), nous pouvons appliquer le théorème de la phase stationnaire au signal $s_B(\omega)$, nous obtenons :

$$s_B(\omega) \approx \sqrt{\frac{2\pi c}{d_{AB}\omega}} \mathrm{e}^{i\omega\frac{R}{c}} \left(\mathrm{e}^{-i\omega\frac{\pi}{4} + i\omega\frac{\omega d_{AB}}{c}} u(0, t_0) + \mathrm{e}^{i\omega\frac{\pi}{4} - i\omega\frac{\omega d_{AB}}{c}} v(\pi, t_0) \right) \tag{2.7}$$

La corrélation entre A et B ($C_{AB}(\omega)$) est obtenue dans le domaine fréquentiel en multipliant $s_A(\omega)\overline{s_B(\omega)}$ où $\overline{s_B(\omega)}$ est le complexe conjugué de $s_B(\omega)$:

$$C_{AB}(\omega) \approx \mathrm{e}^{2i\omega\frac{R}{c}} \int_0^{2\pi} f(\theta, t_0) d\theta \sqrt{\frac{2\pi c}{d_{AB}\omega}} \left(\mathrm{e}^{i\omega\frac{\pi}{4} - i\omega\frac{\omega d_{AB}}{c}} u(0, t_0) + \mathrm{e}^{-i\omega\frac{\pi}{4} + i\omega\frac{\omega d_{AB}}{c}} v(\pi, t_0) \right) \tag{2.8}$$

En décomposant $f(\theta, t_0)$ avec $u(0, t_0)$ et $v(0, t_0)$, l'équation 2.8 montre que la corrélation C_{AB} est la somme de toutes les corrélations croisées entre les sources. Si l'on suppose que toutes les sources sont indépendantes, alors seuls deux termes au carré dominent la corrélation. Nous avons alors :

$$\begin{aligned} C_{AB}(\omega) &= \sqrt{\frac{2\pi c}{d_{AB}\omega}} * \\ &(\mathrm{e}^{i\omega\frac{\pi}{4} - i\omega\frac{\omega d_{AB}}{c}} u(0, t_0)^2 + \mathrm{e}^{-i\omega\frac{\pi}{4} + i\omega\frac{\omega d_{AB}}{c}} v(\pi, t_0)^2) \\ &+ o(\omega) \end{aligned} \tag{2.9}$$

où $o(\omega)$ contient tous les termes négligeables liés aux corrélations croisées entre les sources.

Dans l'équation 2.9, deux termes au carré ($u(0, t_0)^2$ et $v(\pi, t_0)^2$) dominent cette fonction et correspondent à des temps d'arrivée de $\frac{-d_{AB}}{c}$ et $\frac{d_{AB}}{c}$. Ces deux signaux correspondent à la propagation des ondes entre les stations A et B aux fonctions de Green $G(A, B, t)$ et $G(B, A, -t)$.

Cette équation prouve que les sources qui contribuent le plus à la reconstruction de la fonction de Green sont les sources qui se trouvent dans la direction AB.

Cette analogie met en évidence 2 conditions importantes :

- Les fonctions sources(u et v) sont continues ce qui équivaut à avoir une répartition azimutale homogène des sources.
- La distance entre les capteurs doit être assez courte par rapport à la longueur d'onde.

La continuité des fonctions sources implique qu'il ne doit pas y avoir une seule source directive dominante et que la densité des sources doit être assez importante. Le bruit sismique et les enregistrements de champs diffus sont donc bien adaptés à l'utilisation de cette méthode par rapport aux enregistrements de séismes dont la distribution est très hétérogène spatialement.

Dans cette analogie l'amplitude des sources doit être continue alors que dans l'analogie avec le MRT les sources doivent avoir la même amplitude (condition de "semblance"). L'analogie avec le théorème de la phase stationnaire permet d'avoir des conditions sur les sources de bruit qui sont moins restrictives que pour le MRT. Dans la partie suivante, nous présenterons une démonstration mathématique de la convergence des corrélations de champs diffus d'un point de vue sismologie.

2.4 Démonstration théorique

Dans cette partie, nous reprendrons la démonstration du papier de *Sanchez-Sesma and Campillo* (2006) que nous appliquerons dans un cas sans diffuseur. En utilisant cette méthode complexe à un cas simple nous présenterons principalement la démarche utilisée. Pour les mêmes raisons, nous nous limiterons aux ondes SH.

2.4.1 Cas en 2 dimensions et ondes SH

Soit un repère orthonormal $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{l})$, le déplacement des ondes SH est $(0, \nu, 0)$ et il se propage dans le plan $(\vec{i}, \vec{l})$ l'équation des ondes devient donc :

$$\frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \nu}{\partial z^2} = \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \nu}{\partial t^2} \tag{2.10}$$

avec β la vitesse des ondes S.

Soit le tenseur de Green, $G(X, Y, w)$ qui transforme un champ de déplacement au point $X(\vec{x})$ en déplacement au point $Y(\vec{y})$. X et Y ont pour coordonnées respectives $(r_X \cos\theta_X, 0, r_X \sin\theta_X)$ et $(r_Y \cos\theta_Y, 0, r_Y \sin\theta_Y)$ dans le repère $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{l})$. Ce tenseur est composé de 9 fonctions notées $G_{ij}(X, Y, w)$ qui décrivent chacune la transformation du déplacement dans la direction $\vec{i}$ au point

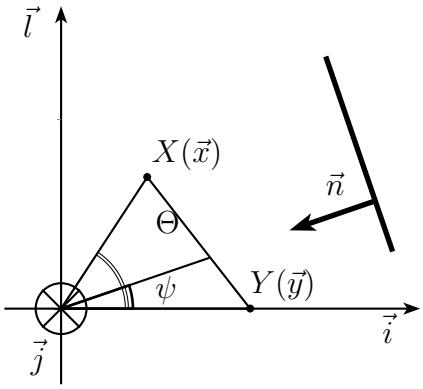

FIGURE 2.3 : *Géométrie considérée pour la démonstration théorique sans diffuseur, deux stations X et Y enregistrent des ondes planes dont le vecteur d'onde est proportionnel à $\vec{n}$*

X en celui dans la direction $\vec{j}$ au point Y. Dans le cas des ondes SH seul le terme G_{22} de ce tenseur de Green est défini car le déplacement est nul selon les deux autres directions et il n'y aucune variation en $\vec{j}$.

L'équation des ondes nous donne la forme de la fonction de Green en coordonnées cylindriques :

$$G_{22}(X, Y, w) = \frac{1}{4i\mu} H_0^{(2)}(kR)$$

avec $R = \sqrt{(r_X^2 + r_Y^2 - 2\, r_X\, r_Y \cos(\theta_X - \theta_Y)}$ la distance entre les deux points, μ le module de cisaillement, $k = \dfrac{w}{\beta}$ le nombre d'onde des ondes S et $H_0^{(2)}$ la fonction de Hankel du second type d'ordre 0.

En utilisant le théorème d'addition de Graf, $H_0^2(kR)$ s'exprime :

$$H_0^2(kR) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n J_n(kr_{inf}) H_n^{(2)}(kr_{sup}) \cos[n(\theta_X - \theta_Y)]$$

avec $r_{inf} = min(r_X, r_Y)$, $r_{sup} = max(r_X, r_Y)$ et ϵ_n le coefficient de Neumann ($= 1$ quand $n = 0$ et $= 2$ sinon).

Une onde plane de nombre d'onde k et d'amplitude $F(w, \phi)$ se propagent dans le milieu considéré dans la direction $\vec{n} = (\cos(\phi), 0, \sin(\phi))$. Au point X, le champ de déplacement est : $\vec{x} = (r_X \cos(\theta_X), 0, r_X \sin(\theta_X))$ s'écrit alors :

$$v(X, w, t) = F(w, \phi) \exp(-ik\vec{x} \cdot \vec{n}) \exp(iwt)$$

avec w la pulsation et ϕ l'angle d'incidence de cette onde.

$$\vec{x} \cdot \vec{n} = x_{\vec{i}} \cos(\phi) + x_{\vec{l}} \sin(\phi) = r_X \cos(\theta_X) \cos(\phi) + r_X \sin(\theta_X) \sin(\phi)$$

donc

$$\vec{x} \cdot \vec{n} = r_X \cos(\theta_X - \phi).$$

En simplifiant par le terme $\exp(iwt)$ nous obtenons :

$$v(X, w) = F(w, \phi) \exp[ikr_X \cos(\theta_X - \phi)]$$

pour le point X

L'extension de Neumann de l'exponentielle est donnée par :

$$\exp(ikr_X \cos(\theta_X - \phi)) = \sum_{n=0}^{+\infty} \epsilon_n i^n J_n(kr_X) \cos[n(\theta_X - \phi)]$$

avec J_n la fonction de Bessel de première espèce (solution d'une équation différentielle définie en 0)

En utilisant cette extension dans la formule du déplacement de l'onde plane considérée nous avons :

$$v(X, w) = F(w, \phi) \sum_{n=0}^{+\infty} \epsilon_n i^n J_n(kr_X) \cos[n(\theta_X - \phi)]$$

La corrélation entre les déplacements en X et en Y avec $\vec{y} = (r_Y \cos(\theta_Y), r_Y \sin(\theta_Y))$ nous donne :

$$C_{XY} = F^2(w, \phi) \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} \epsilon_n \epsilon_m i^{m+n} J_n(kr_X) J_m(kr_Y) \cos[n(\theta_X - \phi)] \cos[m(\theta_Y - \phi)]$$

Si des ondes arrivent de toutes les directions $\phi \in [0;\ 2\pi]$, la moyenne des corrélations s'écrit :

$$< C_{XY} >= F^2(w, \phi) \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} \epsilon_n \epsilon_m i^{m+n} J_n(kr_X) J_m(kr_Y) \frac{1}{2\pi} \in t_0^{2\pi} \cos[n(\theta_X - \phi)] \cos[m(\theta_Y - \phi)] d\phi$$

En utilisant la propriété, $\cos a \cos b = \frac{\cos(a+b)+\cos(a-b)}{2}$ nous pouvons démontrer que :

$$\int_0^{2\pi} \cos[n(\theta_X - \phi)] \cos[m(\theta_Y - \phi)] d\phi = \frac{1}{\epsilon_n} \delta mn \cos[n(\theta_X - \theta_Y)]$$

où $\delta_{mn} = \begin{cases} 0 \text{ si } m \neq n \\ 1 \text{ si } m = n \end{cases}$.

Dans l'expression de la corrélation nous obtenons donc :

$$< C_{XY} >= F^2(w,\phi)\sum_{n=0}^{+\infty}\epsilon_n J_n(kr_X)J_n(kr_Y)\cos[n(\theta_X-\theta_Y)] \tag{2.11}$$

La décomposition de la fonction de Hankel du second type par les fonctions de Bessel de première (J_0) et seconde espèce (Y_0) donne :

$$H_0^{(2)}(kR) = J_0(kR) - iY_0(kR)$$

En utilisant le théorème d'addition de Graf nous pouvons exprimer :

$$H_0^{(2)}(kR) = \sum_{n=0}^{\infty}\epsilon_n J_n(kr_X)H_n^{(2)}(kr_Y)\cos[n(\theta_X-\theta_Y)]$$

avec $r_X < r_Y$. Dans le cas où $r_Y > r_X$, la partie imaginaire ne change pas, donc la démonstration reste valable.

Nous pouvons donc écrire la fonction de Green entre les points X et Y sous la forme :

$$G_{22}(X,Y,w) = \frac{1}{4i\nu}\sum_{n=0}^{\infty}\epsilon_n J_n(kr_X)H_n^{(2)}(kr_Y)\cos[n(\theta_X-\theta_Y)]$$

La partie imaginaire de la fonction de Green est donc :

$$Im[G_{22}(X,Y,w)] = -\frac{1}{4\nu}\sum_{n=0}^{+\infty}\epsilon_n J_n(kr_X)J_n(kr_Y)\cos[n(\theta_X-\theta_Y)] \tag{2.12}$$

En utilisant les équation 2.11 et 2.12 nous avons la relation :

$$< C_{XY} >= -F^2(w)4\nu Im[G_{22}(X,Y,w)]$$

ce qui établit bien la proportionnalité entre la moyenne des corrélations et la fonction de Green, à un terme d'amplitude près.

Pour cette démonstration nous supposons que les ondes planes incidentes se propagent dans toutes les directions. Dans la réalité, cela est vrai dans le cas où les sources de bruit sont lointaines par rapport aux stations ou pour un champ d'onde diffus. *Sánchez-Sesma et al.* (2006b) ont démontré que les équations sont également valables dans le cas où un diffuseur est présent à proximité des stations (X et Y). La présence de ce diffuseur proche des stations ajoute un terme aux champs de déplacement (u_X et u_Y) et les équations deviennent plus compliquées, mais la corrélation converge toujours vers la fonction de Green.

Ici, nous avons présenté le cas des ondes SH, mais une démonstration identique existe pour les ondes P et SV. Pour ce second cas, il convient de considérer deux termes du tenseur de corrélation et du tenseur de Green ce qui complique les équations mais ne change pas le principe.

2.5 Bilan

Grâce à toutes ces analogies nous avons montré que la corrélation entre les enregistrements des déplacements à deux points A et B converge sous certaines conditions vers la fonction de Green entre ces deux points. Selon l'analogie utilisée, les hypothèses sur la position des sources, leurs caractéristiques et le type d'ondes utilisées varient. Dans tous les cas, les sources de bruit doivent être réparties autour de la paire de stations considérée alors que les conditions sur les amplitudes des sources changent. Dans le cas du MRT, nous avons une condition de similarité des sources qui est reprise dans l'approche développée par *Sanchez-Sesma and Campillo* (2006) car les amplitudes des sources doivent être indépendantes de leur position. Pour le théorème de la phase stationnaire, les amplitudes des sources peuvent varier de manière continue spatialement (pas de direction unique dans laquelle les sources dominent).

Dans ces analogies, nous avons considéré que les sources sont indépendantes, le bruit sismique peut donc être utilisé pour reconstruire les fonctions de Green. Cependant, si les diffuseurs sont considérés comme des sources secondaires "semblables" alors les enregistrements de champs diffus peuvent également être utilisés. Dans un second article (*Sánchez-Sesma et al.* (2006a)), ont prouvé que la présence d'un diffuseur proche des stations ne change pas la convergence de la corrélation vers la fonction de Green.

En conclusion, cette technique est utilisable en sismologie pour des enregistrements de bruit lorsque l'on utilise une grande durée de signal. Augmenter la durée du signal améliore la statistique sur la distribution spatiale des sources et ce qui améliore la qualité des fonctions de Green reconstruites.

Enfin, grâce à ces analogies nous constatons un lien entre la qualité de la convergence des corrélations vers les fonctions de Green et leur symétrie temporelle (fonctions paires). Dans le chapitre suivant, nous verrons ce qui peut provoquer une dissymétrie des corrélations de bruit et nous en identifierons les deux causes principales.

Chapitre 3

Dissymétrie des corrélations

3.1 Dissymétrie des corrélations de bruit : Causes et utilisations possibles

Dans le chapitre précédent nous avons montré que la corrélation de 2 enregistrements de bruit converge vers la fonction de Green entre les 2 capteurs à condition que l'énergie du champ d'onde soit équipartitionnée (même énergie pour tous les modes). Cette équipartition existe lorsque l'on utilise les enregistrements des sources réparties autour de la paire de stations, mais aussi lorsque les ondes sont diffusées de manière multiple par le milieu. Sous cette condition d'équipartition, et dans le cas d'un milieu élastique dans lequel la propagation des ondes obéit au théorème de réciprocité, alors les fonctions de corrélations obtenues sont paires et chaque partie positive ou négative du signal est la fonction de Green.

Or, nous observons que les corrélations calculées avec des données réelles sont souvent dissymétriques. D'après le chapitre précédent, l'étude de cette dissymétrie donne des informations sur le respect des hypothèses (milieu élastique non déformé, position des sources, ...) mais aussi sur la qualité des enregistrements. Dans ce chapitre, nous étudierons les effets de ces 2 phénomènes qui peuvent provoquer la dissymétrie des corrélations :

- le non respect de la condition de répartition azimutale homogène des sources de bruit
- les erreurs d'horloge des stations sismologiques

3.1.1 Dissymétrie liée aux positions des sources de bruit

Pour toutes les analogies du chapitre précédent, des conditions sur la répartition spatiale et les amplitudes des sources de bruit sont nécessaires pour que les inter-corrélations convergent vers les fonctions de Green. Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'effet sur les corrélations

d'une hétérogénéité dans la répartition des sources de bruit. Il est important de noter qu'une hétérogénéité de la répartition azimutale des sources de bruit est équivalente à une hétérogénéité azimutale des amplitudes pour une distribution spatiale homogène des sources de bruit.

Considérons 2 stations A et B, séparées d'une distance d_{AB} qui enregistrent le signal émis par 1 source d'onde plane lointaine (C). La vitesse de propagation de l'onde dans le milieu est homogène autour de A et B égale à v. Cette onde est enregistrée en A à t_A puis B à l'instant t_B : $t_B = t_A + \Delta t = t_A + \frac{BC}{v} = t_A + \frac{d_{AB} * \cos(\widehat{ABC})}{v}$. La corrélation permet de mesurer le décalage entre l'enregistrement en A et en B et s'écrit sous la forme :

$$C_{AB}(t) = C_{AA}(t)\delta(t + \Delta t)$$

avec $\Delta t = \dfrac{d_{AB} * \cos(\widehat{ABC})}{v}$ où $\widehat{ABC}$ est un angle orienté et $C_{AA}(t)$ l'auto-corrélation du signal enregistré en A.

Le décalage de temps (δt) varie en fonction de la position de la source, donc en présence de plusieurs sources, la fonction de corrélation devient la somme de plusieurs signaux de déphasages différents. Or, si la répartition azimutale est homogène alors le théorème de la phase stationnaire montre que seules les sources qui sont dans l'axe des stations interviennent dans la corrélation moyenne (voir équation 2.9). Dans ce cas, celle-ci converge alors vers $C_{AB}(t) = \delta(t + \dfrac{d_{AB}}{v}) + \delta(t - \dfrac{d_{AB}}{v})$ (corrélation symétrique).

A l'inverse si la répartition des sources de bruit est hétérogène, alors les corrélations obtenues sont dissymétriques et les temps d'arrivée observés correspondent à la vitesse apparente des ondes. Dans la partie III, nous utiliserons cette propriété de dissymétrie pour retrouver les positions des sources de bruit en utilisant une technique de formation de voie.

D'autre part, si les temps de propagation d'un signal sont identiques pour les parties causale et acausale, cela signifie que la corrélation a convergé vers la fonction de Green. Dans la partie IV, nous utiliserons un critère de symétrie sur les temps de propagation valider nos mesures et avoir un contrôle de leurs qualités. Dans cette même partie, les mesures seront ensuite utilisées pour reconstruire un modèle de la vitesse de propagation dans le milieu.

Une hétérogénéité dans la répartition des sources de bruit provoque des variations indépendantes des temps de propagation pour les parties causale et acausale. A l'inverse, une erreur de synchronisation entre les deux enregistrements provoque des variations identiques des temps de propagation d'une onde dans les parties causale et acausale.

3.1.2 Dissymétrie des corrélations de bruit et erreur de temps

Plaçons nous maintenant dans un cas où les sources de bruit sont réparties de manière homogène autour de la paire de station avec la station A qui est décalées de σ_t par rapport au temps absolu. L'enregistrement en A s'écrit alors : $\delta(t-\sigma_t) \otimes s_A(t)$ avec $s_A(t)$ l'enregistrement sans erreur. D'après l'équation 2.2, la corrélation entre les signaux des stations A et B devient :

$$C_{AB}(t) = [\delta(t-\sigma_t) \otimes s_A(t)] \otimes s_B(-t)$$

La corrélation est donc :

$$C_{AB}(t) = \delta(t-\sigma_t) \otimes C_{AB}(t)$$

ce qui revient à décaler la fonction de corrélation de σ_t en temps positifs et temps négatifs (figure 3.1). Contrairement au cas de dissymétrie liée à la position des sources de bruit, ici les variations des temps de propagation causal et acausal sont identiques.

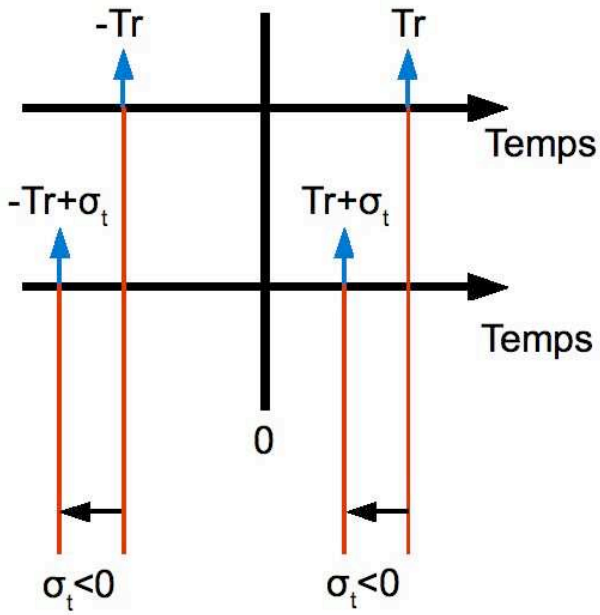

FIGURE 3.1 : *Influence d'une erreur de temps σ_t sur la corrélation. La corrélation est décalée de la même valeur en temps positif et négatif.*

Le décalage de l'horloge d'une station sismologique décale les corrélations ; les temps de parcours mesurés pour une onde dans les corrélations de bruit sont alors $-T_r + \sigma_t$ pour les temps négatifs et $T_r + \sigma_t$ pour les temps positifs avec T_r le vrai temps de propagation du signal. Dans cet exemple, nous avons considéré que la station B était correctement synchronisée. Dans le cas où les deux stations sont décalées par rapport au temps absolu, la comparaison entre les temps de propagation causal et acausal permet seulement de mesurer leur décalage relatif.

Par conséquent, le schéma présenté en figure 3.1 correspond à trois situations possibles :

1. la station A a un décalage σ_t négatif et B est synchronisée
2. la station B a un décalage σ_t positif et A est synchronisée
3. les deux stations ont une erreur d'horloge dont la somme est σ_t

Pour retrouver les erreurs d'horloge absolues de chaque station, il est nécessaire d'utiliser les corrélations avec une troisième station. La triangulation des décalages relatifs mesurés permet alors de trouver les erreurs absolues de chaque station (*Stehly et al.* (2007)).

3.2 Conclusion

La symétrie entre les temps positif et négatif des corrélations est une indication sur la qualité des fonctions de Green reconstruites que nous utiliserons dans la partie IV. D'un autre point de vue, on peut utiliser la dissymétrie pour retrouver des informations sur les propriétés des enregistrements ou des sources de bruit. En effet, nous avons identifié deux causes possibles de dissymétrie des corrélations et nous avons identifié leurs effets sur les mesures des temps de propagation. Lorsque les temps de propagation varient de manière indépendante dans les temps positifs et négatifs, la dissymétrie vient d'une hétérogénéité dans la répartition des sources de bruit, propriété que nous utiliserons dans la partie III. Si les variations des temps de propagation sont identiques, alors la dissymétrie est liée à des décalages des horloges des stations. Nous utiliserons ces décalages relatifs pour retrouver les décalages absolus de chaque station (partie II).

Deuxième partie

L'expérience SIMBAAD (Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Aegean-Anatolian Domain) : description du réseau et contrôle de qualité des données

Table des matières

1 SIMBAAD **53**
1.1 Objectifs de SIMBAAD 53
1.2 La région Egée-Anatolie 54
1.2.1 Contexte géodynamique de la région Egée-Anatolie 54
1.2.2 Structure de la croûte : état de l'art 57
1.2.3 Carte géologique de la région Egée-Anatolie 60
1.2.4 Conclusion 62
1.3 Les stations large bande du projet SIMBAAD 62
1.3.1 Positions des stations 62
1.3.2 Types de capteurs 63
1.3.3 Périodes de fonctionnement des stations 63
1.4 Conclusion 65

2 Calcul des corrélations de bruit **67**
2.1 Données de bruit 67
2.1.1 Correction des réponses des capteurs 68
2.1.2 Sous-échantillonnage 68
2.1.3 Synchronisation et découpage des données de bruit 68
2.1.4 Conclusion 68
2.2 Pré-traitements facultatifs 69
2.2.1 Traitement dans le domaine fréquentiel des enregistrements de bruit . . . 69
2.2.2 Traitement dans le domaine temporel 71
2.2.3 Quels traitements choisir ? 72
2.3 Conclusion : chaîne de traitement proposée 73

3 Erreur de temps **75**

3.1 Principe de la méthode 76

3.1.1 Rappel théorique 76

3.1.2 Données synthétiques 76

3.1.3 Mesure du décalage des parties causale et acausale 78

3.1.4 Utilisation de plusieurs paires de stations pour améliorer la qualité des décalages mesurés et affecter les décalages d'horloge à chaque station . . 81

3.2 Limitations liées au calcul de la fonction de référence 83

3.2.1 Fonction de référence avec des pics multiples 84

3.2.2 Fonction de référence avec temps de propagation faux 84

3.3 Des données synthétiques à la réalité 85

3.3.1 Utilisation des fonctions de corrélation 85

3.3.2 Sélection des paires de stations 86

3.3.3 Conclusion 86

3.4 Application aux données de SIMBAAD 86

3.4.1 Exemple d'erreur de temps constante : station LADK 87

3.4.2 Etude d'une dérive horaire : la station temporaire BEL 87

3.4.3 Bilan des erreurs de temps observées sur les stations permanentes du jeu de données SIMBAAD 88

3.5 Conclusion 89

Chapitre 1

SIMBAAD : objectifs, contexte géodynamique, présentation du réseau de stations large bande et disponibilité des données de bruit

Le projet SIMBAAD dont l'acronyme signifie "Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Agean-Anatolian Domain" a pour objectif l'imagerie du manteau sous la région Egée-Anatolie occidentale. Ce projet combine les données sismologiques des stations permanentes installées en Grèce et en Turquie avec celles des stations temporaires déployées en Grèce, en Turquie et en Bulgarie durant deux années (juin 1997 et juin 1999). Dans ce chapitre, nous commencerons par préciser l'objectif de SIMBAAD. Ensuite, nous présenterons le contexte géodynamique de la région Egée-Anatolie, les connaissances de la structure de la croûte et la géologie de cette région.

1.1 Objectifs de SIMBAAD

Selon la théorie de la tectonique des plaques, la lithosphère est divisée en plaques rigides qui se déplacent sur un manteau visqueux. Dans ce modèle, deux hypothèses permettent d'expliquer ce déplacement : les forces qui sont appliquées aux limites de chaque plaque, ou les mouvements du manteau sous jacent. La première hypothèse est celle qui est préférentiellement admise car on pense que la lithosphère et l'asthénosphère sont mécaniquement découplées. Mais, depuis quelques années, de plus en plus de modèles montrent que la déformation observée en surface est non seulement liée aux forces qui sont appliquées aux limites de plaques, mais aussi à la déformation dans le manteau sous-jacent. Ainsi, pour la région Egée-Anatolie, cette relation est

faite par *Jolivet et al.* (2009); *Le Pichon and Kreemer* (2010) en combinant des observations géodésiques avec des observations de la tectonique et la structure connue du manteau. Dans ces deux études, ils proposent des modèles où la dynamique du manteau est responsable de la déformation observée en surface. Cependant, dans la région Egée-Anatolie, le déploiement de nombreuses stations GPS a permis d'obtenir le champ de déplacement et le taux de déformation avec une très bonne résolution alors que la résolution de l'imagerie des structures du manteau reste faible. L'objectif de SIMBAAD est de réaliser une imagerie haute résolution du manteau dans la région Egée-Anatolie. En confrontant cette image avec les mesures de surface, il sera alors possible de mieux comprendre la relation entre la déformation en surface et la déformation dans l'asthénosphère.

La région Egée-Anatolie est bien adaptée à cette analyse comparée car les déplacements et les déformations en surface sont très bien connus et rapides. D'autre part, la forte déformation de la croûte supérieure est associée à un fort aléa sismique (séismes historiques et récents de grande magnitude). La compréhension du moteur et du mécanisme de la déformation présente donc un intérêt pour l'évaluation de l'aléa sismique.

1.2 Contexte géodynamique, structure connue de la croûte et géologie de la région Egée-Anatolie

1.2.1 Contexte géodynamique de la région Egée-Anatolie

Le Pichon and Kreemer (2010) ont compilé les mesures GPS des vitesses de déplacement en surface (figure 1.1). Les déplacements mesurés par rapport à la plaque Eurasie fixe montrent que la région Egée-Anatolie se déplace de plus de 30 $mm.an^{-1}$ dans la direction est-ouest en Anatolie orientale et dans la direction nord/est-sud/ouest en Anatolie occidentale et en Grèce. Le déplacement dans cette région varie de façon continue, donc la déformation est concentrée aux extrémités sur les deux structures principales : la Faille Nord Anatolienne (FNA) au nord et la subduction Hellénique au sud-ouest (voir figure 1.2).

Cette concentration de la déformation au niveau de la FNA et de la zone de subduction s'observe sur la carte des déformations obtenue à partir des mesures GPS réalisée par *Le Pichon and Kreemer* (2010) (figure 1.2). Autour de la FNA, la déformation observée correspond à du décrochement dextre et au niveau de la zone de subduction hellénique la déformation est du raccourcissement. Entre ces deux régions, dans le Golfe de Corinthe et dans le nord de la mer Egée, nous observons une zone de transition dans laquelle la déformation est de l'extension.

Aux extrémités de cette région, deux forces sont exercées. La première est liée au poinçonne-

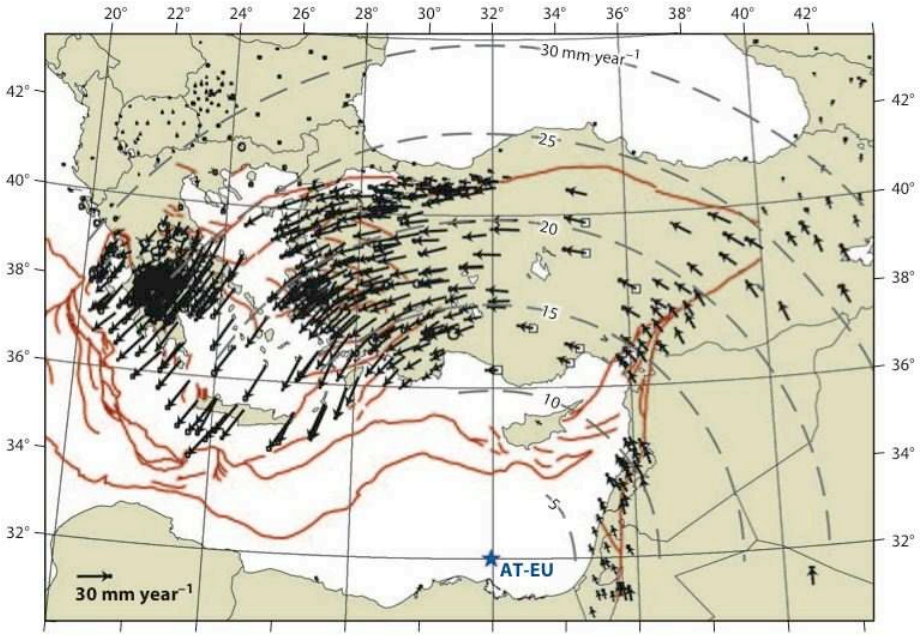

FIGURE 1.1 : *Vitesses de déplacement mesurées par le GPS en Anatolie pour la plaque Eurasie fixe. Les lignes rouges correspondent aux failles actives. Les pointillés sont des isovaleurs de la vitesse de rotation de l'Anatolie autour du pôle d'Euler (étoile notée AT-EU) (Le Pichon and Kreemer (2010))*

ment de la plaque Arabie à l'est et la seconde au recul du slab (panneau lithosphérique plongeant) Hellénique à l'ouest. Le poinçonnement explique le déplacement vers l'ouest de l'Anatolie et le recul du slab la transition entre un déplacement est-ouest et un déplacement Nord/Est-Sud/Ouest. *Jolivet et al.* (2009) comparent l'anisotropie des vitesses sismiques mesurées dans le manteau avec les linéations observées dans les "cores complexes" (*Jolivet et al.* (2008)). Ils montrent ainsi le couplage entre la déformation subie par la croûte et la déformation du manteau et relient cette déformation au recul du slab. Cette interprétation est basée sur le modèle de vitesse des ondes P dans le manteau dans la région Méditerranéenne de *Piromallo and Morelli* (2003) dont la résolution est d'environ 200 km et l'ensemble des mesures d'anisotropie réalisées dans cette région. Avec les forces qui sont appliquées aux limites de notre région d'étude (recul du slab et poiçonnement), *Faccenna et al.* (2006) expliquent comment le déchirure de l'extrémité Est du slab hellénique sous l'Anatolie peut être liée à l'accélération du recul de la subduction hellénique ce qui permet formation de la FNA. Cette hypothèse de déchirure du slab s'appuie sur le modèle de vitesse des ondes P dans le manteau réalisé par *Piromallo and Morelli* (2003).

Selon *Le Pichon and Kreemer* (2010), le recul du slab Hellénique n'est pas suffisant pour expliquer toute la déformation observée en surface. Selon eux, les mesures GPS indiquent que la

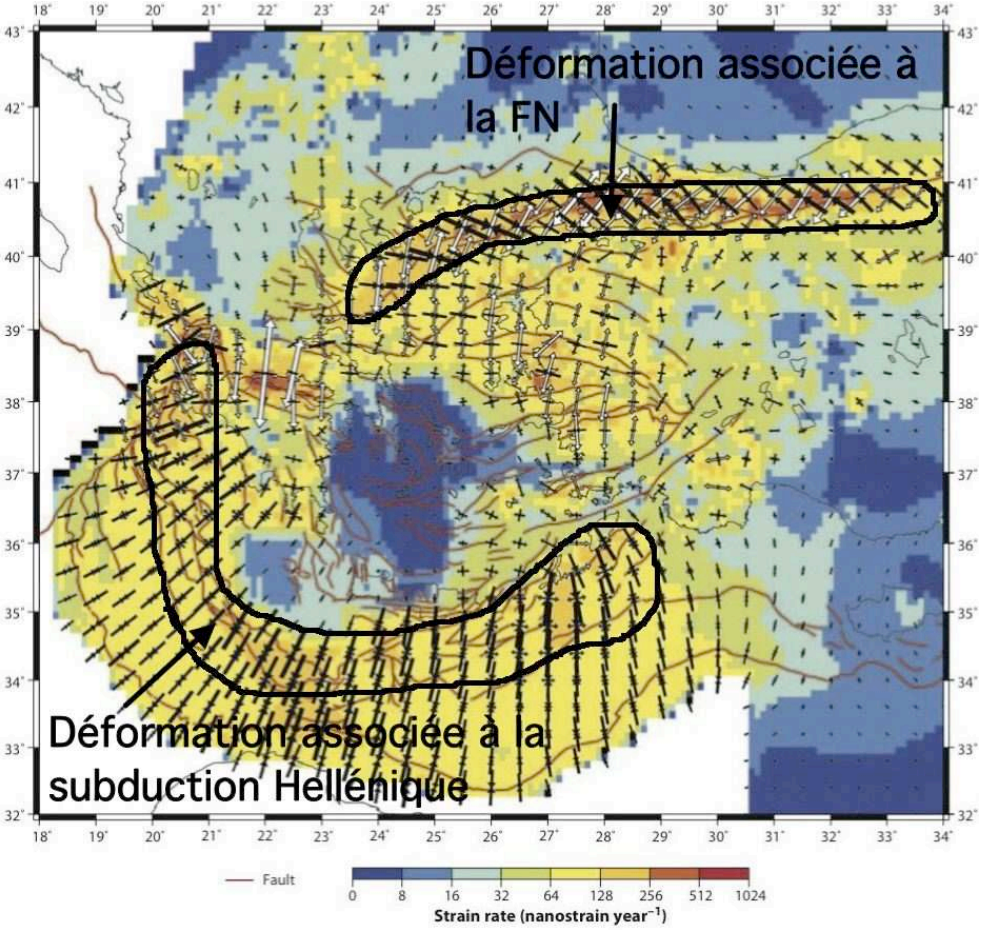

FIGURE 1.2 : *Taux de déformation calculé à partir des mesures GPS dans la région Egée-Anatolie par Le Pichon and Kreemer (2010). Les flèches blanches correspondent à l'extension et les flèches noires à la compression.*

région Egée-Anatolie est en rotation autour d'un pôle d'Euler localisé en Arabie. Ils le montrent en normalisant la vitesse du déplacement par rapport au pôle d'Euler considéré (figure 1.3). Pour expliquer ce mouvement de rotation, ils supposent un forçage par un flux toroïdal dans l'asthénosphère à l'extrémité orientale de la subduction Hellénique-Chypriote qui contraint le déplacement de la lithosphère.

Ces deux modèles s'opposent car les moteurs principaux des déplacements et des déformations observés en surface sont différents dans les deux cas. Dans le modèle de *Jolivet et al.* (2009), la déformation de toute la région Egée-Anatolie est expliquée par le recul du slab hellénique et sa déchirure sous l'Anatolie. A l'opposé, dans le modèle de *Le Pichon and Kreemer* (2010), il est nécessaire d'ajouter un forçage par dans courant toroïdal dans l'asthénosphère. En reconstruisant un modèle précis de la structure du manteau avec les données de SIMBAAD, nous

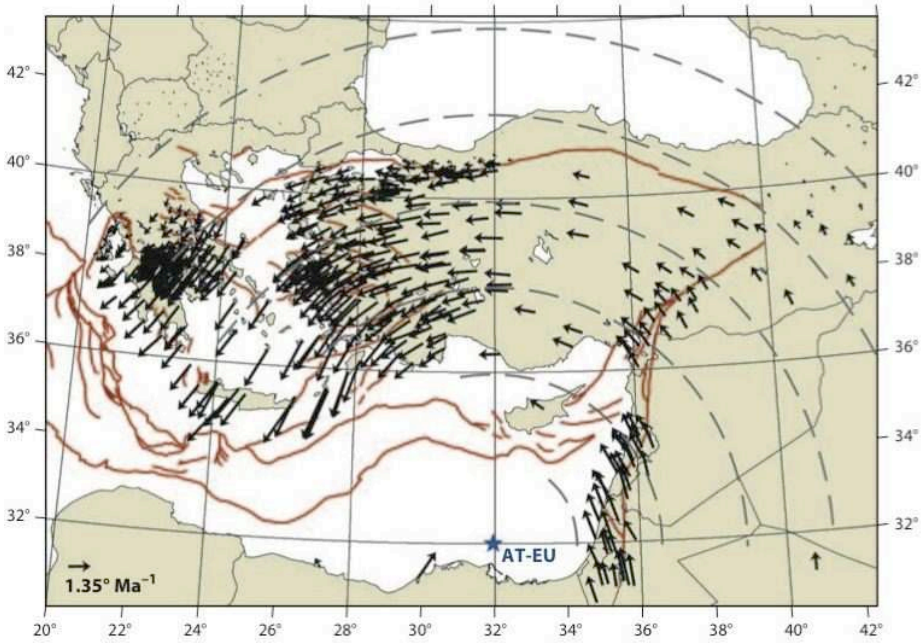

FIGURE 1.3 : *Vitesses de déplacement mesurées par le GPS et normalisées en fonction de la distance avec le pôle d'Euler. Les lignes rouges correspondent aux failles actives. Les pointillés sont des isovaleur de la vitesse de rotation de l'Anatolie autour du pôle d'Euler (étoile notée AT-EU) (Le Pichon and Kreemer (2010)*

espérons identifier une rupture (ou la continuité) du slab sous l'Anatolie pour pouvoir apporter un nouvel élément à ce débat. L'objectif est donc de construire un modèle haute résolution de la structure de la croûte et du manteau. Avec les données de SIMBAAD, nous espérons également mesurer l'anisotropie sismique dans le manteau et ainsi avoir une information sur la cinématique du manteau.

Cette thèse a pour objectif de construire un modèle précis de la croûte dans la région qui puisse ensuite être utilisé pour augmenter la résolution de la tomographie du manteau.

1.2.2 Structure de la croûte : état de l'art

En Mer Egée, plusieurs études ont été réalisées à partir de données et de méthodes différentes qui ont permis de préciser l'épaisseur de la croûte. A l'inverse, seules des mesures localisées ont été réalisées en Anatolie. Dans cette partie, nous décrirons rapidement les différentes études faites et nous présenterons les résultats. La figure 1.4 permet une localisation de ces études.

Ainsi, *Tirel et al.* (2004) ont utilisé l'anomalie de Bouguer pour évaluer l'épaisseur de la croûte en Mer Egée. Ils ont obtenu une carte de la profondeur du Moho présentée sur la figure 1.5. Dans cette étude, la profondeur du Moho est comprise entre 20 et 25 km avec notamment

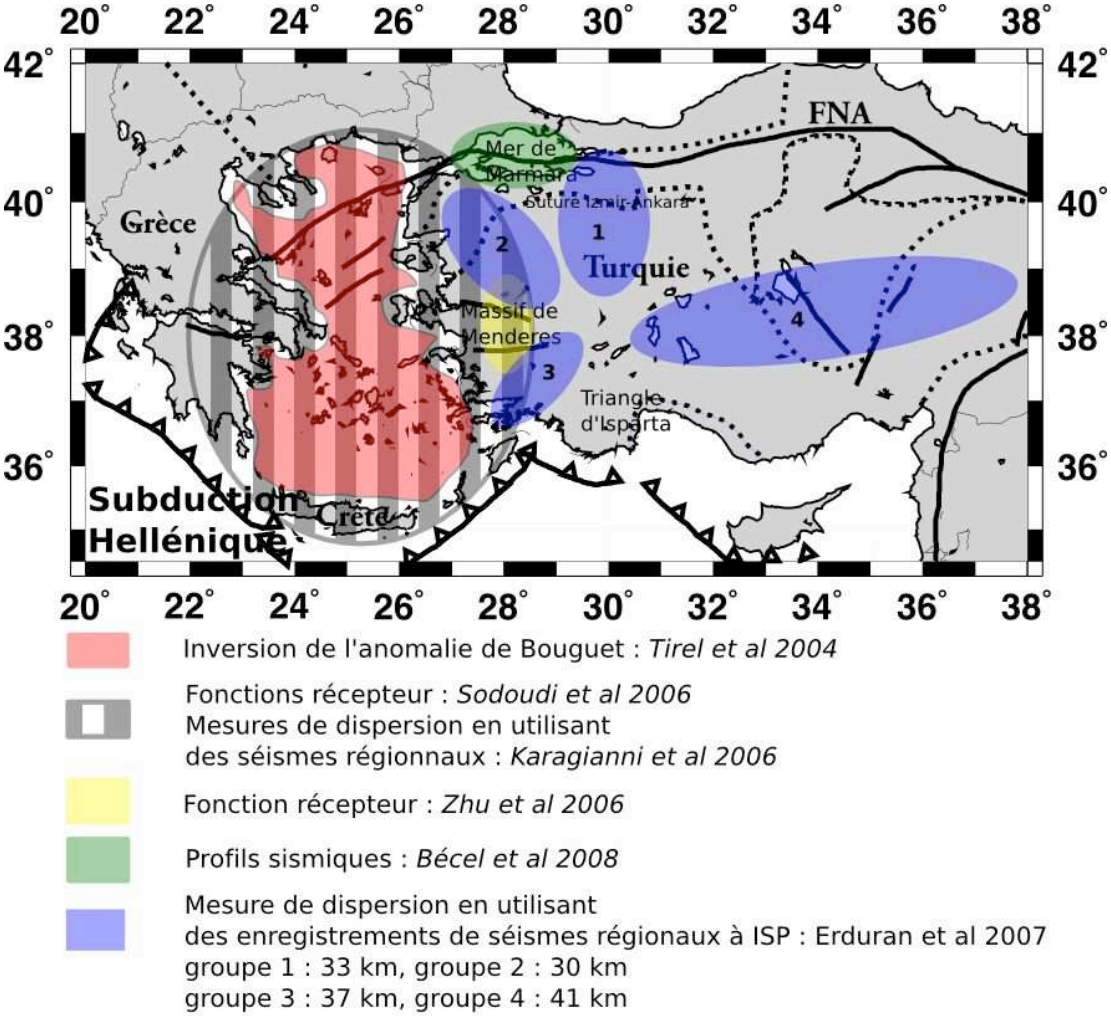

FIGURE 1.4 : *Localisation des différentes études donnant la profondeur du Moho dans la région Egée Anatolie*

un fort amincissement crustal au sud des Cyclades (voir figure 1.5). En sismologie, *Karagianni et al*. (2005) ont reconstruit la carte de la profondeur du Moho en Mer Egée à partir des vitesses de groupe des ondes de Rayleigh des enregistrements de séismes régionaux. La carte de la profondeur du Moho obtenue est très similaire à celle reconstruite par *Tirel et al*. (2004). Dans cette étude, ils observent également que la vitesse des ondes S est faible dans le manteau lithosphérique sous la mer Egée (entre 3.9 et 4.2 $km.s^{-1}$). Avec les mêmes stations, *Sodoudi et al*. (2006) ont utilisé la technique des fonctions récepteur pour évaluer la profondeur du Moho de la croûte Egéenne et la profondeur du Moho du slab Africain. Les résultats obtenus pour toutes ces études sont assez proches car elles montrent toutes que la croûte est amincie dans le sud de la mer Egée (profondeur du Moho comprise entre 16 et 22 km) et qu'elle augmente vers le nord (Moho à

environ 30 km de profondeur).

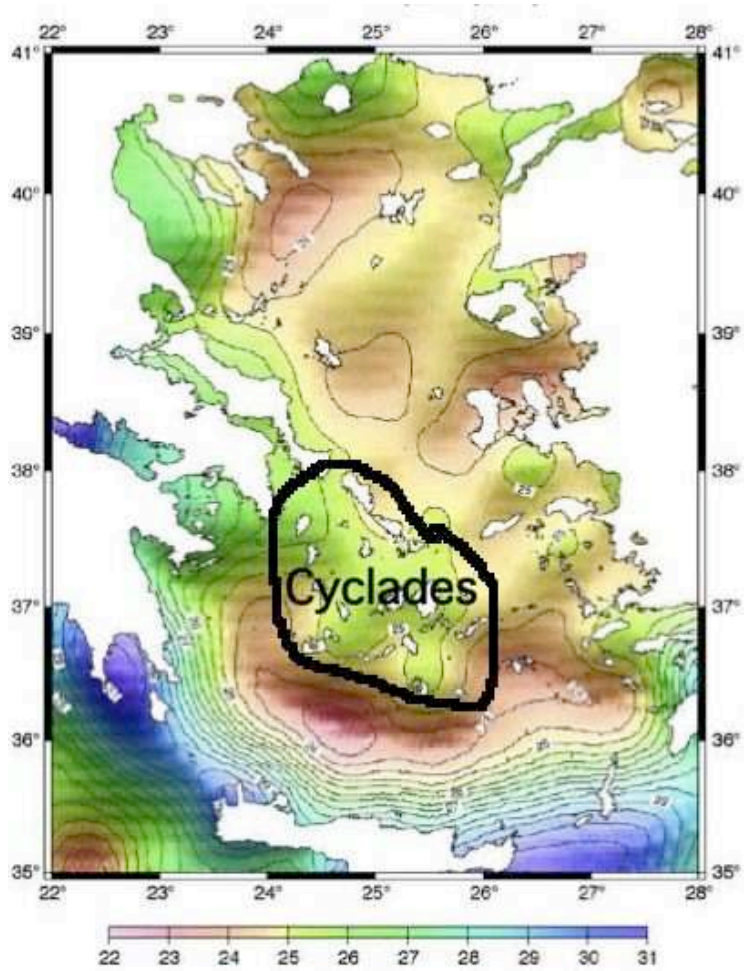

FIGURE 1.5 : *Profondeur du Moho en Mer Egée à partir de mesures gravimétriques (Tirel et al. (2004))*

En Anatolie, il n'existe que des informations locales sur la structure de la croûte, la carte 1.4 montre les régions dans lesquelles des études ont été réalisées. *Bécel et al.* (2009) mesurent la discontinuité du Moho à 28 km en Mer de Marmara à partir d'acquisitions de sismique marine. *Zhu et al.* (2006) calculent les fonctions récepteurs pour un profil nord-sud dans le Massif de Menderes et ils observent le Moho à des profondeurs qui varient entre 24 et 28 km. *Erduran et al.* (2007) étudie les courbes de dispersion des ondes de Rayleigh enregistrées à la station ISP pour des séismes régionaux dont les épicentres sont dans quatre zones différentes. Selon les positions des séismes ils mesurent la profondeur du Moho comprise entre 25 et 45 km (voir légende de la figure 1.4). Enfin, *Ates et al.* (1999) ont publié la carte des anomalies de Bouguer pour toute l'Anatolie présentée sur la figure 1.6. En supposant que la densité de la croûte varie peu latéralement, cette carte donne, au premier ordre, une idée des variations de l'épaisseur crustale.

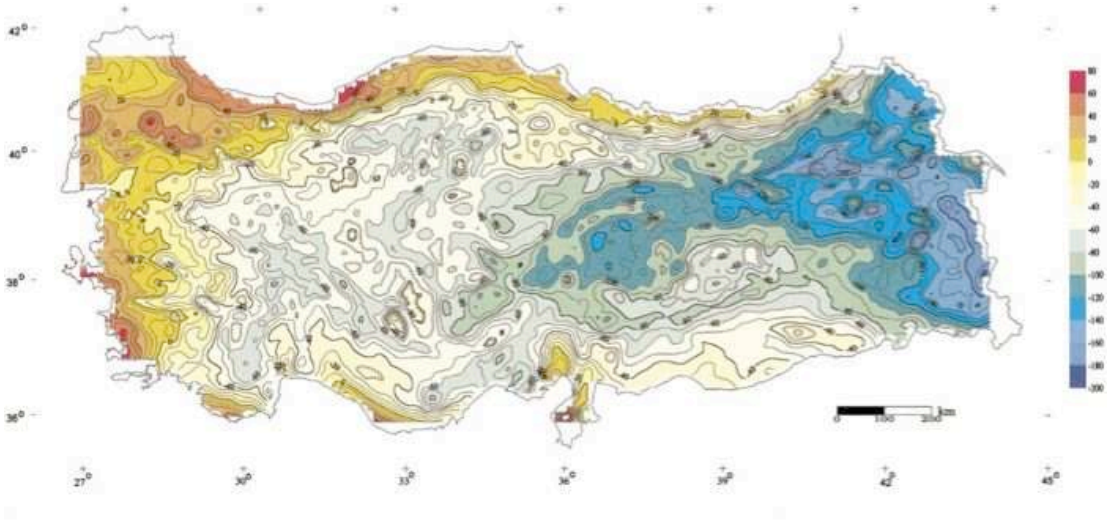

FIGURE 1.6 : *Anomalie de Bouguer en Anatolie d'après Ates et al. (1999)*

Pour obtenir une image haute résolution de la croûte pour toute la région Egée-Anatolie, nous avons choisi d'utiliser une technique basée sur la reconstruction des ondes de surface par les corrélations de bruit. Cette technique fût initialement mise en oeuvre par *Shapiro et al.* (2005) puis appliquée dans de nombreuses régions notamment dans les Alpes par *Stehly et al.* (2009). Toutes ces études basées sur le bruit ont montré une bonne corrélation entre les variations latérales de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh et les structures géologiques.

1.2.3 Carte géologique de la région Egée-Anatolie

La région Egée-Anatolie a subi de nombreuses phases de déformations successives dont deux phases de compression entre les plaques Eurasienne et Africaine qui correspondent à la fermeture des océans de la Néo-Téthys et de la Téthys. Le résultat de cette histoire géologique est une structure complexe et hétérogène.

En rassemblant les résultats de plusieurs études géologiques, *Okay et al.* (2001) ont isolé quatre blocs de compositions et d'origines différentes dans notre région d'étude (figure 1.7) :

1. les Pontides
2. la zone d'Istanbul
3. le block Tauride Anatolie
4. le Massif de Kirsehir

La suture Izmir-Ankara est la trace de la fermeture de la Néo-Tethys et l'ensemble des roches déformées durant cette phase de compression (roches métamorphiques, ophiolites et roches vol-

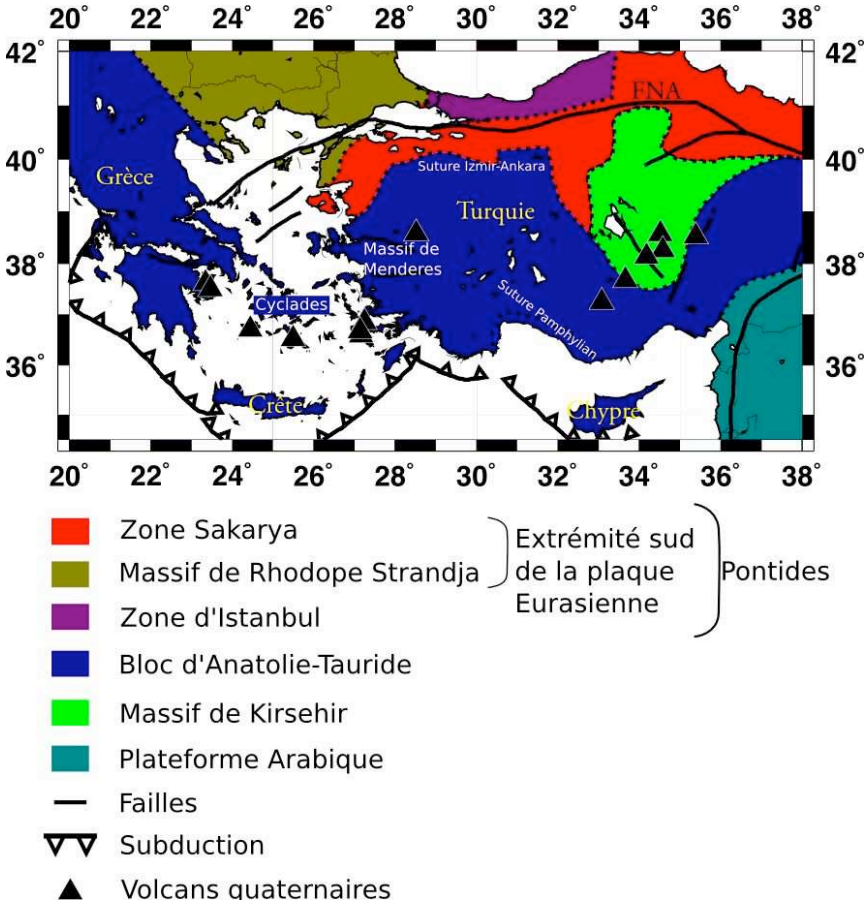

FIGURE 1.7 : *Carte géologique montrant les grandes sutures de la région Egée-Anatolie d'après Okay and Tuysuz (1999)*

caniques) sont regroupées dans le bloc de Sakarya. Le regroupement de ce bloc avec le bloc d'Istanbul et du Rhodope constitue l'ensemble des Pontides. Entre les Pontides et la plaque Arabique, le bloc Tauride-Anatolie est constitué de toutes les roches déformées et métamorphisées lors de la fermeture de la Téthys. Ce bloc est très hétérogène car il contient des roches métamorphiques (Haute Pression), des ophiolithes obductées et des sédiments issus de prismes d'accrétion. Entre les marges passives Eurasienne et Africaine (Pontides et Tauride-Anatolie) le bloc de Kirsehir est un morceau de croûte continentale dont l'origine reste débattue.

Sur ces structures, du volcanisme a été mis en place au Cénozoïque aussi bien en mer Egée qu'en Anatolie (triangles noirs sur la figure 1.7).

1.2.4 Conclusion

En Anatolie et en Egée, deux modèles récents supposent que la déformation de la croûte supérieure à l'échelle régionale est liée avec la déformation du manteau (*Jolivet et al.* (2009); *Le Pichon and Kreemer* (2010)). Le premier suppose que la déformation de cette région est liée au recul du slab hellénique vers le sud-ouest. Selon le second modèle, un forçage toroïdal de l'asthénosphère sous Chypre est nécessaire pour expliquer toutes les déplacements observés. Ces modèles sont basés sur la comparaison entre la déformation observée dans la croûte et la structure connue du manteau (vitesse et anisotropie sismique). Cependant, la structure du manteau dans la région Egée-Anatolie est mal connue car les modèles se limitent souvent à la subduction hellénique ou ne possèdent pas la résolution suffisante (études globales). L'objectif de SIMBAAD est de reconstruire la structure mantellique et crustale à haute résolution et d'imager les flux dans le manteau avec l'anisotropie. La première étape dans l'imagerie haute résolution du manteau est de préciser la structure de la croûte pour en tenir compte lors de l'inversion à plus grande profondeur. Dans cette thèse, nous utiliserons les données de bruit enregistrées par SIMBAAD pour reconstruire le modèle de vitesse d'onde S en trois dimensions de la croûte sur toute la région Egée-Anatolie à partir des corrélations de bruit (voir partie IV).

1.3 Les stations large bande du projet SIMBAAD

Les stations du projet SIMBAAD appartiennent à trois réseaux différents, deux réseaux permanents et 1 réseau de stations temporaires. Toutes les stations sont équipées de capteurs large bande (fréquence de coupure inférieure à $0.033\ Hz$). Dans ce paragraphe, nous présenterons les trois réseaux, les types de capteurs et les périodes de fonctionnement des stations.

1.3.1 Positions des stations

SIMBAAD regroupe des stations des réseaux permanents Grecs et Trucs (triangles rouges) ainsi que des stations temporaires (cercles verts) ce qui permet d'avoir un réseau dense où la distance moyenne entre deux stations sismologiques est d'environ 80 km. Les stations de chaque réseau sont gérées indépendamment par les quatre organismes (Université de Thessalonique, Observatoire de Kandilli, Académie des Sciences de Bulgarie à Sofia et le LGIT), puis les données sont récupérées par chacun des partenaires du projet SIMBAAD et centralisées dans les bases de données du LGIT. Cette diversité des organismes en charge des stations implique une variabilité dans le matériel installé (stations et capteurs), des protocoles d'extraction et des formats de données différents.

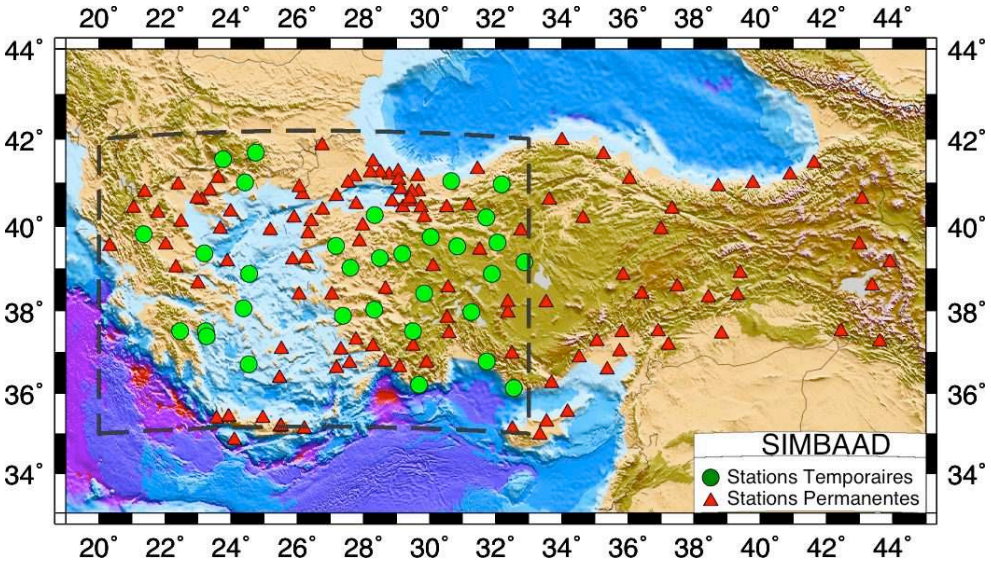

FIGURE 1.8 : *Carte des stations large bande du jeu de données SIMBAAD installées entre juin 2007 et juin 2009*

1.3.2 Types de capteurs

La liste de tous les capteurs utilisés avec le type et la bande passante est présentée dans le tableau 1.1. Les périodes de coupure des capteurs sont comprises entre 30 et 360 s et les types sont différents. Par conséquent, les réponses instrumentales des capteurs ne sont pas toutes identiques. Or, notre étude est basée sur la comparaison entre les enregistrements de plusieurs capteurs, il donc nécessaire de corriger tous les signaux des filtrages liés aux instruments (réponse instrumentale) (voir paragraphe 2.1.1).

1.3.3 Périodes de fonctionnement des stations

Chaque organisme gère une partie des stations et récupère leurs données de façon autonome et indépendante, puis les données sont centralisées au LGIT. Nous avons utilisé la base des données de bruit disponibles pour évaluer le nombre de stations ayant des données pour chaque jour de la campagne (figure 1.9).

Trois phases distinctes sont identifiables sur cette figure :

- Entre le 1er juin 2007 et février 2008, le nombre de stations disponibles augmente progressivement depuis 70 jusqu'à 110. Cette augmentation correspond à l'installation progressives de stations permanentes et temporaires.
- Entre mars et décembre 2008, le nombre de stations en fonctionnement chaque jour est stable autour de 110 stations. Cela signifie que parmi les 154 stations installées certaines

Nombre de stations équipées	Période de coupure du capteur	Type d'instrument
16	120 s	STS2 (Streckeisen)
2	300 s	STS2 (Streckeisen)
19	100 s	CMG-3ESP (Guralp)
34	30 s	CMG-3ESP (Guralp), CMG-40T (Guralp), CMG-6T (Guralp)
44	120 s	CMG-3T (Guralp), CMG-3ESP (Guralp)
10	360 s	CMG-3T (Guralp), CMG-3ESP (Guralp)
13	90 s	CMG-3T (Guralp)
16	60 s	CMG-3T (Guralp)
154	Total	

TABLE 1.1 : *Liste des différents capteurs utilisés dans l'ensemble de données SIMBAAD*

fonctionnent par intermittence. Pendant cette période, le nombre de stations diminue brutalement durant 7 jours (7-15 juillet 2008) passant de 110 à 50 stations disponibles. Cette perte, corrigée depuis, était liée à un problème technique lors de la constitution de la base de données.

– Début Janvier 2009, le nombre de stations disponibles passe brutalement de 110 à 40 puis reste stable autour de 40 stations disponibles. Au moment de notre travail, seules les données du réseau permanent Grec étaient disponibles pour les 6 premiers mois de l'année 2009 ce qui explique la diminution du nombre de stations présentes dans la base.

En moyenne, les données de 110 stations sont disponibles pendant un an pour calculer les corrélations de bruit. Dans la partie I, nous avons vu que les corrélations de bruit convergent vers la fonction de Green lorsque les sources sont réparties de manière homogène autour des stations. Ces sources de bruit sont liées principalement aux phénomènes météorologiques et notamment aux tempêtes dans les océans et donc leurs positions varient avec la saison (voir *Stehly et al.* (2006)). En utilisant un an d'enregistrements de données de bruit, les variations saisonnières des positions des sources seront éliminées et donc les corrélations devraient converger vers la fonction de Green. Dans la partie III, nous avons réalisé une étude plus précise de l'origine du bruit enregistré par les stations de la base de données SIMBAAD.

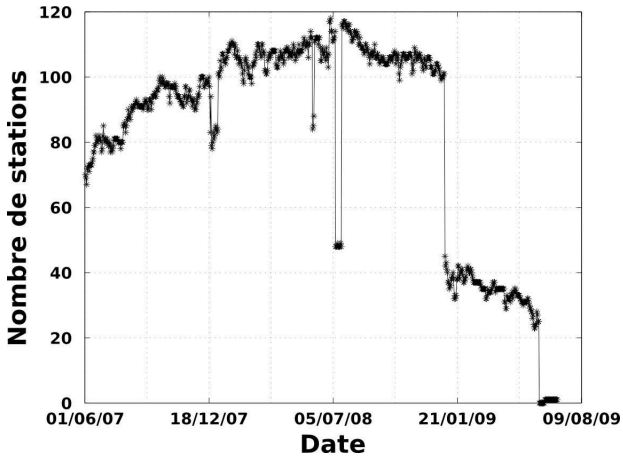

FIGURE 1.9 : *Nombre de stations large bande du jeu de données SIMBAAD ayant des données de bruit disponibles pour chaque jour utilisées dans cette thèse*

1.4 Conclusion

SIMBAAD est une campagne internationale de grande ampleur qui regroupe des organismes de recherche de trois pays différents et dont l'objectif est de faire une image haute résolution de la structure du manteau et de la croûte. Pour cela, il est nécessaire de faire la tomographie crustale de cette région qui n'a jamais été étudiée globalement. SIMBAAD est un projet ambitieux et innovant pour plusieurs raisons :

- la taille de la région couverte et la densité importante des stations
- l'intérêt géologique et géodynamique de la région étudiée
- la collaboration internationale nécessaire au fonctionnement de cette campagne
- la quantité de données continues
- l'hétérogénéité des données traitées

Dans le chapitre 2, nous présenterons le traitement que nous avons utilisé pour traiter l'ensemble des données de bruit disponibles et obtenir les corrélations. Nous présenterons également plusieurs traitements qui permettent d'augmenter le rapport signal sur bruit des fonctions de corrélation calculées.

Chapitre 2

Calcul des corrélations de bruit

Nous utilisons l'ensemble des données de bruit continues de SIMBAAD pour calculer toutes les corrélations de bruit possibles dans la gamme de période $[5;\ 50]\ s$. La construction de cette base de corrélations se fait en deux étapes successives :

- La première étape est obligatoire, elle permet de créer une base de données homogènes et continues de bruit sismique (format, synchronisation, échantillonnage, ...).
- La seconde étape est facultative et elle permet d'améliorer la convergence des corrélations vers les fonctions de Green.

Ces deux étapes seront présentées successivement dans les deux paragraphes suivants.

2.1 Homogénéisation et correction des données de bruit

Pour calculer les inter-corrélations entre toutes les stations les données doivent être comparables. Cela signifie que le format, le pas d'échantillonnage et les pré-traitements appliqués doivent être identiques (retrait de la réponse instrumentale). Or, les données de SIMBAAD proviennent de trois organismes différents ce qui implique une diversité du format des données et des capteurs utilisés. La première étape du calcul des corrélations consiste donc à créer une base de données de bruit homogènes. Pour cela,elles sont converties en fichiers Sac dont la durée est 24 h, corrigées de la réponse instrumentale et sous-échantillonées avant d'être re-découpées. Dans cette base de données, chaque enregistrement de bruit dure 24 h, les enregistrements de toutes les stations sont synchronisés, les nombres de points sont identiques et les données sont corrigées des réponses des capteurs.

2.1.1 Correction des réponses des capteurs

Le tableau 1.1 montre que les fréquences de coupure des capteurs utilisés dans SIMBAAD sont très diverses. Pour limiter les effets liés aux capteurs sur les signaux puis dans les corrélations, ceux-ci sont corrigés des réponses instrumentales en les déconvoluant par les filtres (pôles et zéros) fournis par les fabricants. Cette correction est très importante car certains instruments provoquent un déphasage les signaux dans la bande passante qui nous intéresse (5 s-50 s). Ce déphasage se retrouve alors dans les corrélations calculées avec ces instruments. Cependant, elle nécessite une bonne connaissance des instruments et un suivi temporel précis des instruments installés.

2.1.2 Sous-échantillonnage

Les fréquences d'échantillonnage des signaux initiaux varient selon les stations, le réseau d'appartenance et la période étudiée. Or, le calcul de la corrélation entre deux signaux discret nécessite que les fréquences d'échantillonnage soient identiques. Nous souhaitons travailler entre 5 et 50 s de période, nous avons donc choisi de sous-échantillonner les signaux de bruit à 1 Hz.

2.1.3 Synchronisation et découpage des données de bruit

Les données de bruit brutes sont découpées aléatoirement selon le fonctionnement des stations (écriture disque, alimentation, ...) avec une durée maximale de 24 h. Après le sous-échantillonnage, ces morceaux sont apodisés, recollés puis découpés pour obtenir des enregistrement de bruit continus de 24 h. Les enregistrements de bruit sont tous synchronisées car ils commencent tous à 00H et finissent à 23H59. Durant cette étape, les morceaux manquants dans les données sont remplacés par des 0 et les morceaux dont la durée est inférieure à 400 s sont supprimés.

2.1.4 Conclusion

Ces quatre pré-traitements homogénéisent les données de bruit qui seront ensuite utilisées pour calculer les corrélations. Ils sont indispensables pour que le calcul des corrélations soit possible et pour que les signal physique puisse être observé dans les corrélations. En plus de ces pré-traitements nécessaires, certains traitements sont appliqués sur les données de bruit pour améliorer le rapport signal sur bruit des ondes de surface dans les fonctions de Green reconstruites.

2.2 Pré-traitements des données de bruit pour l'amélioration du rapport signal sur bruit dans les fonctions de Green reconstruites

La corrélation de bruit converge vers la fonction de Green lorsque les sources de bruit sont réparties de manière homogène autour du couple de stations (voir partie I) où lorsque les champs d'onde corrélés sont diffus (équipartition des modes). Tous les pré-traitements présentés dans ce paragraphe ont pour objectif d'améliorer la convergence des corrélations en homogénéisant artificiellement les amplitudes du champ d'onde corrélé tout en conservant les phases des signaux. Homogénéiser les sources de bruit signifie qu'il faut supprimer les signaux de grandes amplitudes qui sont cohérents entre toutes les stations, notamment les séismes. Pour uniformiser les signaux de bruit des traitements seront appliqués dans le domaine fréquentiel puis dans le domaine temporel. Nous présenterons différents traitements et nous illustrerons leurs effets sur un enregistrement de bruit d'une journée.

2.2.1 Traitement dans le domaine fréquentiel des enregistrements de bruit

En filtrant un signal avec un filtre à phase nulle (acausal) le module de son spectre est modifié mais pas sa phase. Le premier filtre acausal que nous avons appliqué est une égalisation des modules de la transformée de Fourier de chaque signal à 1 (blanchiment). Le second filtrage est une sélection de la bande passante que l'on souhaite utiliser par l'application d'un filtre de Butterworth passé dans les deux sens sur le signal pour qu'il soit à phase nulle (acausal).

Blanchiment de spectre

Blanchir le spectre consiste à mettre le module de la transformée de Fourier à 1 dans toute la bande passante désirée tout en apodisant les extrémités de cette fenêtre. Ce traitement normalise l'énergie de toutes les fréquences à 1 mais la phase du signal n'est pas modifiée. Cela supprime les effets sur l'amplitude de la variation de l'énergie entre les fréquences mais conserve la phase du signal.

Sur des signaux réels (figure 2.1), cette normalisation se traduit par :

- une diminution du rapport signal sur bruit entre les ondes émises par un séisme et le niveau de bruit moyen de 20 à 4 (figure 2.1(a)).
- un changement du rapport entre les amplitudes des signaux des deux séismes qui était d'environ $\frac{1}{2}$ dans le signal brut et qui est proche de 1 après blanchiment.

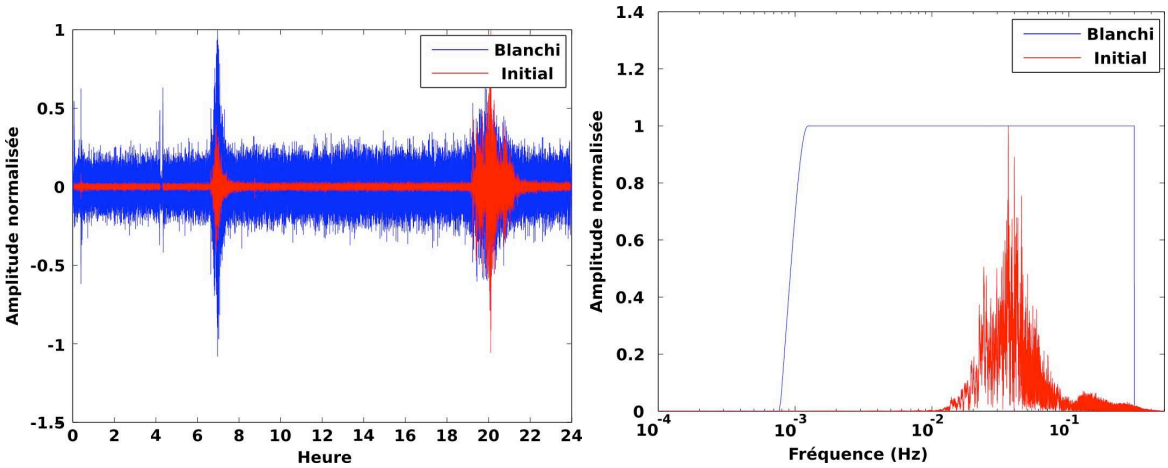

FIGURE 2.1 : *Effet du blanchiment de spectre sur la composante verticale du 1er Janvier 2008 de la station BEL en temps (a) et sur le module de la transformée de Fourier (b)*

L'évolution du rapport signal sur bruit pour les séismes avec le blanchiment montre que l'énergie des sources de bruit est homogénéisée. Cependant, les signaux des séismes restent identifiables dans le domaine temporel avec un rapport signal sur bruit d'environ 2. Cette différence entre l'amplitude du signal émit par un séisme et l'amplitude des signaux émis par les sources de bruit est liée à la largeur de la bande passante pour laquelle la phase est cohérent. Plus la bande passante est large et plus l'amplitude de l'onde dans le domaine temporel sera grande.

Le blanchiment de spectre est donc un filtrage acausal adaptatif pour chaque enregistrement qui permet d'obtenir un spectre blanc. Le blanchiment est donc une normalisation de l'énergies de toutes les fréquences. Ce traitement permet de diminuer la différence d'amplitude entre les séismes et les sources de bruit mais ne la supprime pas entièrement. Pour supprimer les grandes amplitudes qui restent, nous appliquerons une normalisation dans le domaine temporel.

Filtrage des signaux de bruit dans une bande passante étroite

En utilisant un filtrage acausal simple, nous sélectionnons la bande passante dans laquelle on souhaite travailler sans modifier le rapport d'énergie entre les différentes fréquences. Lorsque l'on travaille sur des bandes de fréquence étroites où lorsque l'énergie est constante sur la bande passante, le filtrage passe-bande donne des résultats très similaires au blanchiment. Lorsque l'on utilise une grande durée d'enregistrements de bruit les amplitudes et les positions des sources de bruit varient. En respectant les amplitudes relatives il est possible de prendre en compte les variations saisonnières dans les corrélations. D'autre part, par ce traitement, seules les sources de bruit qui ont assez d'énergie pour être cohérentes sur tout le réseau participent aux corrélations. Ainsi, dans les corrélations de bruit l'énergie qui vient des interactions croisées entre des sources

différentes est diminuée.

2.2.2 Traitement dans le domaine temporel

Malgré les traitements dans le domaine fréquentiel, certaines grandes amplitudes restent présentes. Pour diminuer leurs effets sur les corrélations, les signaux de bruit continus sont également normalisés dans le domaine temporel. Plusieurs normalisations temporelles sont possibles (fenêtre de normalisation glissante, écrétage, transformation 1 bit, ..), nous présenterons les deux normalisations extrêmes : la transformation 1 bit et l'écrétage.

Transformation 1 bit

La transformation 1 bit consiste à conserver le signe du signal. Lorsque ce traitement est appliqué sur un signal mono-fréquentiel sa phase est intégralement conservée. En sismologie, ce traitement a été utilisé pour la première fois par *Campillo and Paul* (2003) pour calculer des corrélations de coda sismiques. En conservant le signe du signal de la coda, ils se sont affranchis de la décroissante exponentielle de celle-ci (diffusion multiple) tout en conservant sa phase. Cependant, lorsque la bande passante du signal est large, faire la transformation 1 bit du signal modifie son module et sa phase. L'observation du module d'un signal traité montre que les hautes fréquences sont favorisées par rapport aux basses fréquences (figure 2.2). Comme ce traitement favorise les hautes fréquences, il est nécessaire de l'appliquer après avoir appliqué une normalisation dans le domaine fréquentiel. Dans le cas contraire, la transformation 1 bit pourrait accentuer la différence d'énergie entre les fréquences.

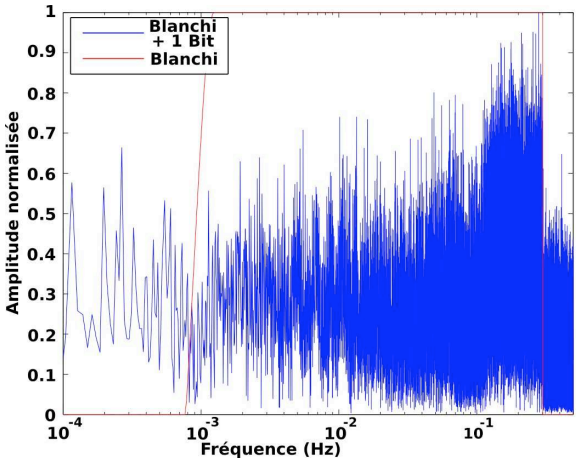

FIGURE 2.2 : *Effet sur le module du spectre de la transformation 1 bit appliquée dans le domaine temporel sur la composante verticale du 1er Janvier 2008 de la station BEL*

Ecrétage

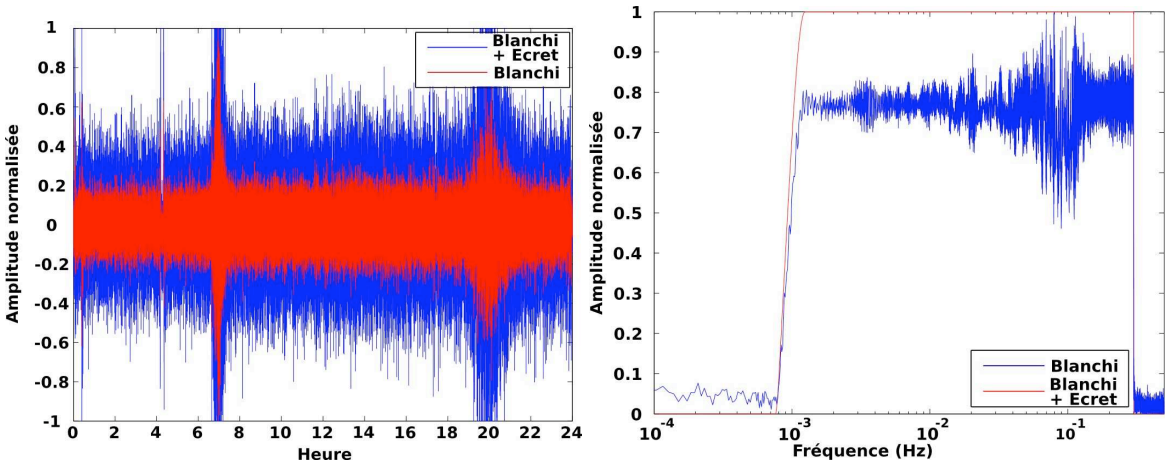

FIGURE 2.3 : *Application de l'écrétage à quatre fois le niveau moyen du bruit pour la composante verticale du 1er Janvier 2008 de la station BEL dans le domaine temporel (a) et dans le domaine fréquentiel (b). Sur ces figures, le signal noté B+E a subit le blanchiment puis l'écrétage et le signal noté B a seulement subit le blanchiment*

Un compromis entre prendre le signe du signal et ne pas traiter les amplitudes dans le domaine temporel consiste à saturer les amplitudes à un niveau choisi. Cette technique est classiquement utilisée avec un seuil à trois ou quatre fois le niveau de bruit moyen (*Roux et al*. (2005); *Sabra et al*. (2005b,a)). Ce traitement limite l'effet des grandes amplitudes sur les corrélations tout en limitant la dégradation du module et de la phase du spectre signal (figure 2.3).

2.2.3 Quels traitements choisir ?

L'effet de l'utilisation des différentes normalisations en temps et en fréquence sur la convergence des corrélations de bruit a été étudiée par *Bensen et al*. (2007). Ils ont montré que l'utilisation de normalisations améliore le rapport signal sur bruit des ondes de surface qui dominent la fonction de Green reconstruite par la corrélation du bruit entre deux stations situées à la surface libre (voir partie IV). Ils ont également montré que l'utilisation de normalisations complexes (normalisation temporelle par des fenêtres glissantes, variation du niveau d'écrétage, ...) change peu le rapport signal des ondes de surface dans les corrélations.

L'effet de chaque normalisation est différent, par conséquent il est important de prendre en compte la nature des données (position du réseau par rapport aux sources de bruit), l'amélioration apportée au rapport signal sur bruit par rapport à la complexité du traitement et l'utilisation pour laquelle les corrélations ont été calculées.

Nous avons observé que le rapport signal sur bruit dans les corrélations est meilleur lorsque les données de bruit sont pré-traitées par le blanchiment puis la transformation 1 bit pour plusieurs bandes passantes étroites. Cependant, l'amélioration du rapport signal sur bruit par rapport à la complexité et à la durée du traitement nous ont poussé à choisir le blanchiment pour une bande passante large et la transformation 1 bit. Grâce à ces deux traitements, nous avons pu nous affranchir des corrections d'amplitudes liées aux capteurs et aux stations. De cette manière, nous avons limité les problèmes venant des incertitudes sur le changement de matériel durant la campagne.

2.3 Conclusion : chaîne de traitement proposée

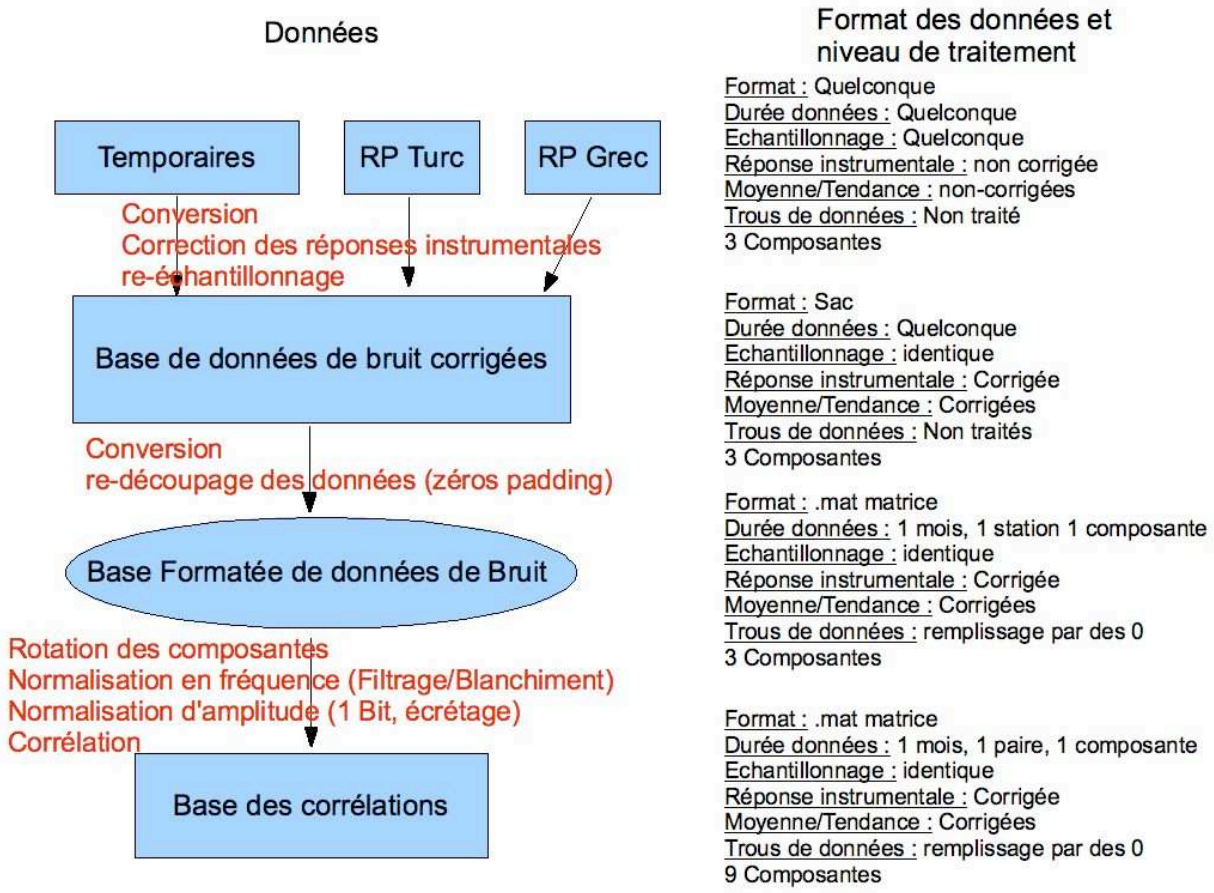

FIGURE 2.4 : *Schéma de la chaine de traitement pour le calcul des corrélations de bruit. RP : Réseau Permanent*

La chaîne de traitement créée est divisée en plusieurs étapes indépendantes ce qui nous per-

met de tester différents traitements et de vérifier la qualité du signal à chaque niveau. Le choix de ces différentes étapes est très important pour optimiser le calcul, les corrections et les changements que l'on souhaite appliquer dans la chaîne de traitement ou dans la base de données (ajout de stations, correction de données, ...).

Tout ces pré-traitements ont 2 objectifs principaux :

1. permettre le calcul des corrélations sur des enregistrements discrets et finis de bruit sismique en limitant les erreurs liées au traitement et au matériel
2. obtenir les corrélations adaptées à nos objectifs avec le meilleur rapport signal sur bruit possible.

Chapitre 3

Contrôle qualité de la dérive des horloges des stations : principe, tests synthétiques et application à SIMBAAD

Les pré-traitements des données de bruit présentés dans le chapitre 2 (partie II) éliminent les effets liés à l'hétérogénéité des instruments et permettent d'obtenir une base de corrélations de bruit cohérentes. En analysant cette base de corrélations, nous avons remarqué que le rapport signal sur bruit de certaines corrélations était très faible. Après vérification d'une partie des données, nous avons remarqué les décalages d'horloge de certaines stations semblaient être reliés à la qualité des corrélations obtenues. Nous avons donc cherché à développer une technique qui nous permette d'analyser simplement et rapidement l'ensemble des données disponibles. Pour développer cette méthode, nous nous sommes inspiré des articles de *Stehly et al.* (2007); *Sens-Schönfelder* (2008).

Stehly et al. (2007) ont pour la première fois présenté une technique de recherche d'erreur de temps utilisant les corrélations. Dans cette première étude, ils triangulent les mesures de décalage de trois couples pour retrouver les décalages d'horloge de chaque station. Cette méthode a ensuite été modifiée par *Sens-Schönfelder* (2008) qui inverse les décalages mesurées pour plusieurs paires de stations afin de les réattribuer à chaque station. Dans cette étude, ils font des itérations sur la fonction de référence qui permet de mesurer les décalages en sélectionnant les corrélations journalières utilisées pour ne pas quelles aient d'erreur de temps. Dans ces deux études, ils ont plus d'une année de données de bruit disponibles et le nombre de paires de corrélations utilisées est faible (3 pour *Stehly et al.* (2007) et 36 pour *Sens-Schönfelder* (2008)). D'autre part, *Sens-Schönfelder* (2008) supposent que les positions des sources de bruit sont stables. Compte tenu du nombre de paires présentes dans notre réseau (plus de 10000), de la durée de bruit dis-

ponible (moins d'une année) et de l'incertitude sur les positions des sources de bruit, nous avons du adapter cette méthode. Pour cela, nous avons reprit la mesure du décalage par rapport à une fonction de référence pour chaque paire de stations et le principe de la comparaison entre les parties causale et acausale. Puis en utilisant une approche statistique nous avons analysés ces décalages des corrélations pour mesurer les décalages d'horloge de toutes les stations.

3.1 Principe de la méthode

3.1.1 Rappel théorique

D'après la théorie, si les sources sont réparties de manière homogène autour des stations, la corrélation entre deux enregistrements de bruit converge vers une fonction paire dont les parties causale et acausale sont la fonction de Green entre les stations (voir partie I). Nous avons également montré que deux raisons peuvent provoquer la dissymétrie des corrélations :

1. lorsque les sources ne sont pas réparties de manière homogène
2. lorsque les deux enregistrements de bruits sont décalés dans le temps

Dans le premier cas, les temps d'arrivée d'un signal en parties causale et acausale sont différents et inférieurs ou égal au temps de propagation de l'onde dans la fonction de Green. D'autre part, ces temps varient en fonction de la position des sources de bruit, nous pouvons donc considérer que ces variations sont indépendantes pour les parties causale et acausale. Cette variation des temps de propagation est donc causée par un défaut de convergence vers la fonction de Green lié à la répartition des sources de bruit.

Dans le second cas, les variations des temps de propagation sont opposées pour les parties causale et acausale. En effet, le décalage entre les deux enregistrements provoque un décalage identique du temps $t = 0$ de la corrélation (voir partie I, chapitre 3). Ainsi, en mesurant indépendamment les temps de propagation d'un signal pour les parties causale et acausale puis en les comparant, nous avons une mesure du décalage d'horloge entre les deux stations de la paire. Enfin, pour retrouver le décalage absolu de chaque station, nous comparons les mesures des décalages de plusieurs paires de stations.

3.1.2 Données synthétiques

Pour illustrer le principe de la méthode, nous utiliserons des corrélations synthétiques générées pour différentes paires de stations (temps de propagation différents). Nous avons utilisé des

corrélations échantillonnées à 1 Hz dont le spectre est filtré entre 25 et 50 s. Pour ces corrélations synthétiques, nous avons simulé la dissymétrie par rapport au temps $t = 0$ associée aux décalages d'horloge et celle liée à un défaut de convergence des corrélations. Pour simuler les décalages d'horloge, nous faisons varier les temps de propagation causal et acausale de la valeur de l'erreur de temps. Pour les variations des temps de propagation à cause d'une répartition hétérogène des sources de bruit, nous faisons varier aléatoirement et indépendamment les temps de propagation des parties causale et acausale.

Pour une corrélation synthétique, les temps de propagation sont donc :

Temps de propagation causal : $Tp = T_0 + \Delta t + \epsilon_p$

Temps de propagation acausal : $Tn = T_0 - \Delta t + \epsilon_n$

avec T_0 le temps de propagation de la fonction de Green, Δt le décalage d'horloge et ϵ_p (ou ϵ_n- les variations des temps de propagation associée à la position des sources de bruit pour la partie causale (ou acausale).

Deux paires de stations et un station décalée

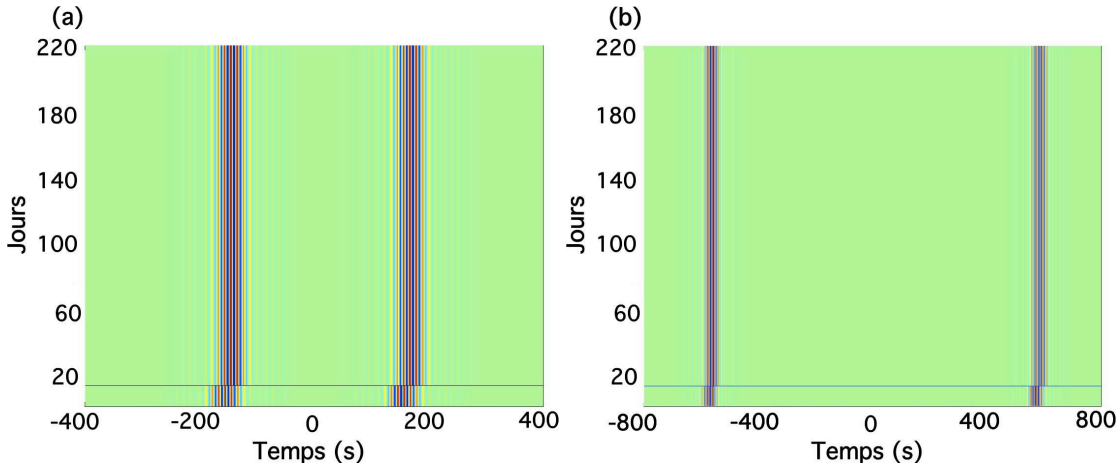

FIGURE 3.1 : *Corrélations synthétiques sans dissymétrie liée à la répartition des sources de bruit pour des temps de parcours de 156 s (a) et de 572 s (b). Le 14ième jour est marqué par la ligne noire*

Considérons deux paires de stations qui ont une station commune et dont les temps de propagation de l'onde de Rayleigh sont de 156 s et 572 s. Pour ces deux paires, nous avons créé 221 corrélations journalières parmi lesquelles les 13 premières sont symétriques (pas d'erreur de temps) et les autres décalées de 10 s. Ce décalage correspond à un décalage d'horloge de 10 s de la station commune aux deux paires (figures 3.1(a) et 3.1(b)).

Variations aléatoires des temps de propagation liées à la répartition hétérogène des sources de bruit

Pour simuler les variations des temps d'arrivé liées à la convergence des corrélations (hétérogénéité de la position des sources de bruit), nous modifions aléatoirement et indépendamment les temps de propagation des parties causale et acausale (voir partie I chapitre 3). Cette variation du temps de propagation dépend de la distribution spatiale des sources de bruit, elle correspond donc obligatoirement à une diminution des temps de propagation par rapport au temps de propagation de la fonction de Green (vitesse apparente plus grande). Nous les avons modélisées en prenant l'opposé de la valeur absolue de décalages qui suivent une loi normale de moyenne 0 et d'écart type $5\ s$. La distribution des décalages appliquées est présentée sur la figure 3.2.

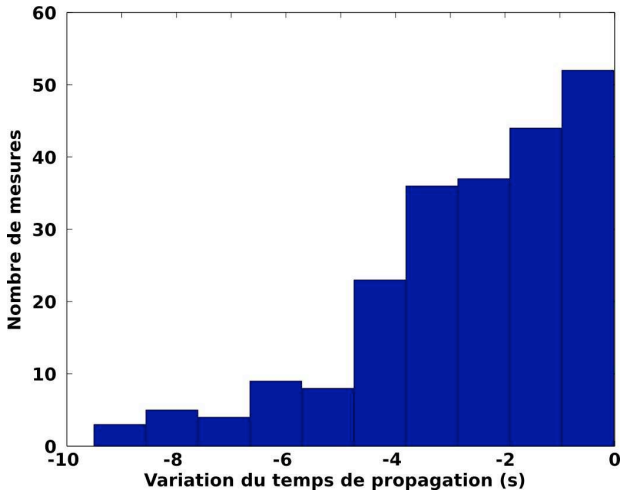

FIGURE 3.2 : *Distribution des erreurs aléatoires ajoutées au décalage global. Ces erreurs simulent les erreurs de convergence des corrélations liées aux variations des positions des sources*

3.1.3 Mesure du décalage des parties causale et acausale

Utilisation d'une fonction de référence

Comme dans les études de *Stehly et al.* (2007); *Sens-Schönfelder* (2008), nous mesurons les variations des temps de propagation du signal étudié par rapport à une fonction de référence. *Stehly et al.* (2007) utilisaient la corrélation moyenne de toutes les corrélations journalières comme fonction de référence et *Sens-Schönfelder* (2008) utilise une corrélation moyenne calculée en sélectionnant les corrélations journalières qui n'ont pas d'erreur de temps.

Pour chaque paire de station, la fonction de référence que nous utilisons est la moyenne symétrisée par rapport à $t = 0$ de toutes corrélations journalières. Cette fonction est calculée en

deux étapes :

1. on calcule la corrélation moyenne de toutes les corrélations journalières
2. on ajoute les parties causale et acausale retournée dans le temps de cette corrélation moyenne. Cette fonction qui ne contient que des temps positifs est ensuite symétrisée dans les temps négatifs afin d'obtenir une fonction de référence de la même durée qu'une corrélation.

Cette référence est la moyenne des parties causale et acausale de la corrélation obtenue avec toutes les données de bruit disponibles et elle est symétrique par rapport au temps $t = 0$. Les variations journalières des temps de propagation causaux et acausaux sont donc mesurées indépendamment par rapport au même temps de référence. Un décalage entre les horloges des stations provoque des variations identiques des temps de propagation pour les parties causale et acausale que nous pourrons directement observer sur les variations des temps de propagation. Au contraire, les variations sont indépendantes pour les parties causale et acausale lorsqu'elles sont liées à la disposition des sources de bruit . La comparaison des parties causale et acausale indique donc si le décalage identique observé vient d'un décalage d'horloge ou à un défaut de convergence.

Les temps de propagation des fonctions de référence des deux paires synthétiques utilisées (figures 3.1(a) et (b)) sont proches des valeurs théoriques ($156\ s$ et $572\ s$). Cela est remarquable car 208 corrélations parmi les 221 utilisées pour les calculer les fonctions d'erreur sont décalées de $10\ s$. Cette caractéristique vient du calcul de la moyenne entre les parties causale et acausale lorsque la période dominante du signal est supérieur au décalage moyen (35 s).

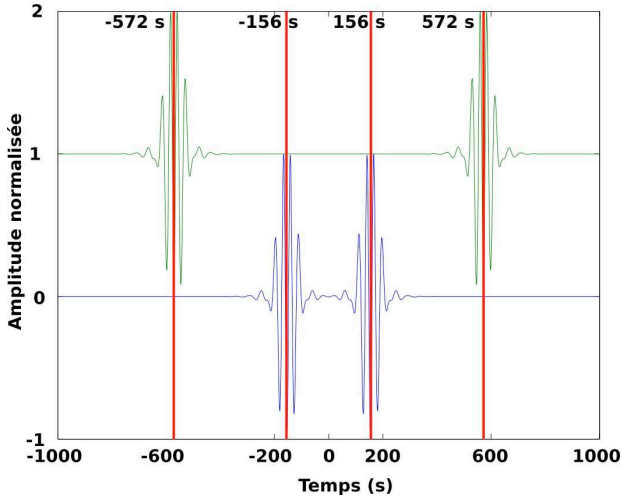

FIGURE 3.3 : *Références utilisées pour calculer les déphasages pour les deux paires synthétiques modélisées avec des temps de propagation du signal de 156 s ou 572 s (lignes rouges).*

Mesure des décalages

La mesure de la variation du temps de propagation des ondes reconstruites dans la partie causale (ou acausale) est obtenue en calculant la corrélation entre la partie causale (ou acausale) de chaque corrélation journalière avec la fonction de référence. Nous appellerons cette fonction : la fonction d'erreur causale (ou acausale). Le maximum d'amplitude de cette fonction est la mesure du décalage de la partie causale (ou acausale) pour chaque jour. L'utilisation des fonctions d'erreurs causale et acausale permet de mesurer les écarts des temps indépendamment par rapport à un même signal. La comparaison des décalages journaliers entre les parties causale et acausale permet d'identifier les erreurs d'horloge et fournit un suivi journalier de ce décalage entre les horloges des deux stations de la paire considérée.

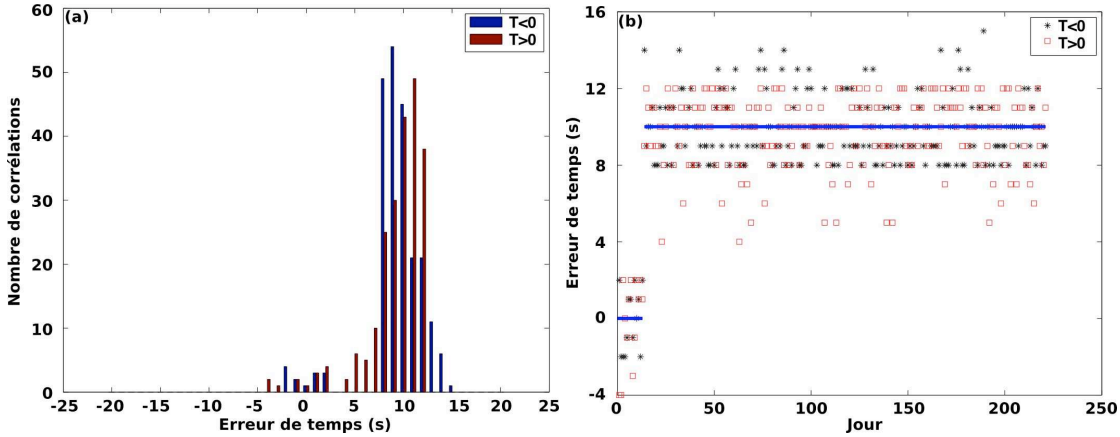

FIGURE 3.4 : *Recherche d'erreur de temps en utilisant une paire de stations et les parties causale et acausale des corrélations de bruit. Histogramme des variations des temps de propagation mesurés par corrélations entre la fonction de référence et les corrélations journalières pour les parties causale et acausale (a) et leurs évolutions en fonction du jour (b)*

La distribution des pointés du maximum des fonctions d'erreurs causale et acausale pour la paire de stations avec un temps de propagation de 156 s (figure 3.4(a)) présente deux pics de tailles différentes. La différence de taille entre ces deux pics montre que la majorité des corrélations ont un décalage proche de 10 s et qu'une partie des corrélations ne sont pas décalées (erreur nulle). La variation journalière du décalage (figure 3.4(b)) montre que l'erreur passe brutalement de 0 s durant les 13 premiers jours à 10 s pour le reste des données.

Cependant, la dispersion des mesures de décalage est assez importante autour des deux pics et s'observe également sur la figure du suivi temporel (figure 3.4(b)). Cette dispersion est liée aux décalages aléatoires et indépendants que nous avons appliqué aux parties causale et acausale de nos corrélations.

Dans ce paragraphe, nous avons mesuré le décalage entre deux stations en utilisant une seule paire de stations. Nous pouvons remarquer que les mesures faites ne sont pas très précises du fait des variations aléatoires des temps de propagation liée à la position des sources de bruit. D'autre part, nous mesurons le décalage entre deux stations et non le décalage d'horloge absolu de chaque station. Pour retrouver ce décalage absolu et améliorer la précision de nos mesures, nous pouvons combiner les fonctions d'erreurs de plusieurs paires de station différentes.

3.1.4 Utilisation de plusieurs paires de stations pour améliorer la qualité des décalages mesurés et affecter les décalages d'horloge à chaque station

Pour mesurer le décalage d'horloge absolu d'une station, nous utilisons plusieurs paires de corrélations incluant cette station. Pour utiliser les mesures sur plusieurs paires tout en conservant les informations liées à la symétrie des corrélations, nous ajoutons indépendamment et pour chaque jour les fonctions d'erreurs causales et acausales définies. La définition des fonctions d'erreur causales et acausales est faite en fonction de la position de la station étudiée dans chaque corrélation.

Remarque :
Considérons deux paires de stations A-B et A-C, les fonction d'erreurs causales et acausales sont sommées pour obtenir les fonctions d'erreur moyennes causale et acausale dont le temps du maximum donne le déphasage lié à la station A. Dans le cas où les corrélations sont calculées pour les couples A-B et C-A, les fonctions d'erreur de la seconde paire doivent être retournés dans le temps ($s_{CA}(t) = s_{AC}(-t)$).

Nous testerons notre méthode sur l'étude du décalage d'une station en utilisant deux paires de stations dans deux cas différents. Dans le premier cas, la station commune aux deux paires présente un décalage d'horloge alors que dans le second cas, l'erreur d'horloge ne se produit pas à la station commune aux deux paires.

Premier cas : deux paires de stations avec une station commune décalée

La distribution des déphasages présente toujours deux maximums à $0\ s$ et $10\ s$ pour les parties causale et acausale (figure 3.5(a)). L'amplitude de ces pics est plus importante et la dispersion plus faible que lorsque les mesures sont faites à partir d'une seule paire de stations. Ceci montre que l'utilisation de deux paires de stations permet d'améliorer la précision sur la mesure du décalage d'horloge d'une station. Cette amélioration s'observe également sur les mesures

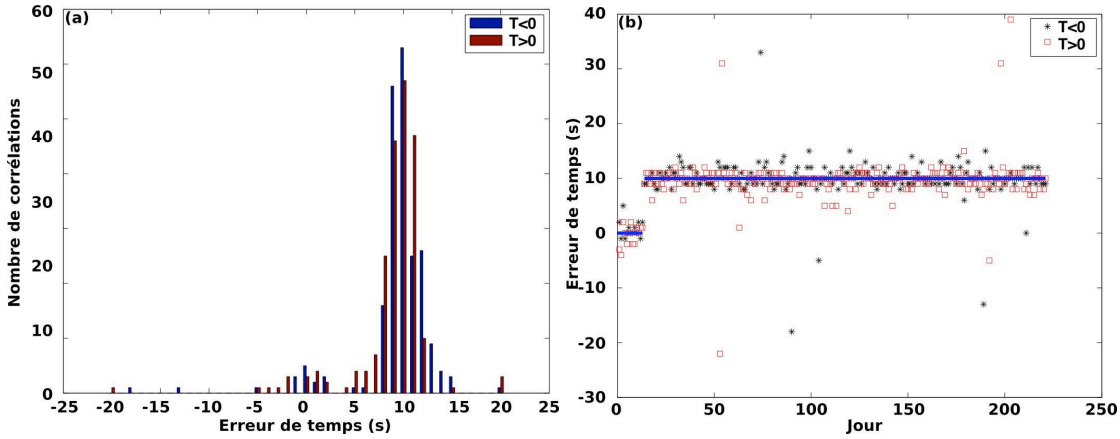

FIGURE 3.5 : *Recherche d'erreurs de temps en utilisant deux paires de stations avec la station commune qui présente un décalage d'horloge. Histogramme des variations causales et acausales des temps de propagation mesurées sur la moyenne des fonctions d'erreur (a) et évolution en fonction du jour (b)*

journalières avec une diminution de la dispersion des mesures qui permet une meilleure identification du jour et de la valeur du décalage (figure 3.5(b)). Ainsi, nous observons clairement un décalage d'environ 10 $s \pm 1s$ pour les parties causale et acausale à partir du quatorzième jour. En utilisant deux paires de stations, les décalages s'additionnent de manière cohérente ce qui améliore la qualité des mesures. D'autre part, en utilisant le critère de symétrie, nous pouvons séparer les décalages liés à la désynchronisation des horloges des décalages associé à la disposition des sources de bruit.

Second cas : deux paires de stations avec une seule paire décalée

Par rapport au premier cas, la dispersion des erreurs mesurées est beaucoup plus importante avec un seul pic centré en 5 s (figure 3.6(a)). Ce pic ne correspond pas à une erreur introduite dans nos mesures, mais à la moyenne des décalages entre les deux couples (0 s dans un cas et 10 s dans l'autre). Il semble donc que lorsque la station commune ne présente pas d'erreur de temps mais qu'une des trois stations est décalée, l'erreur est "diluée". D'autre part, le décalage journalier montre qu'il se produit un changement le treizième jour mais ce décalage n'est plus mesurable de manière précise (figure 3.6(b)).

Utilisation de plusieurs paires de stations : conclusion

L'utilisation des corrélations de différentes paires de stations et la comparaison entre les mesures causales et acausales permet d'évaluer précisément le décalage journalier de la station

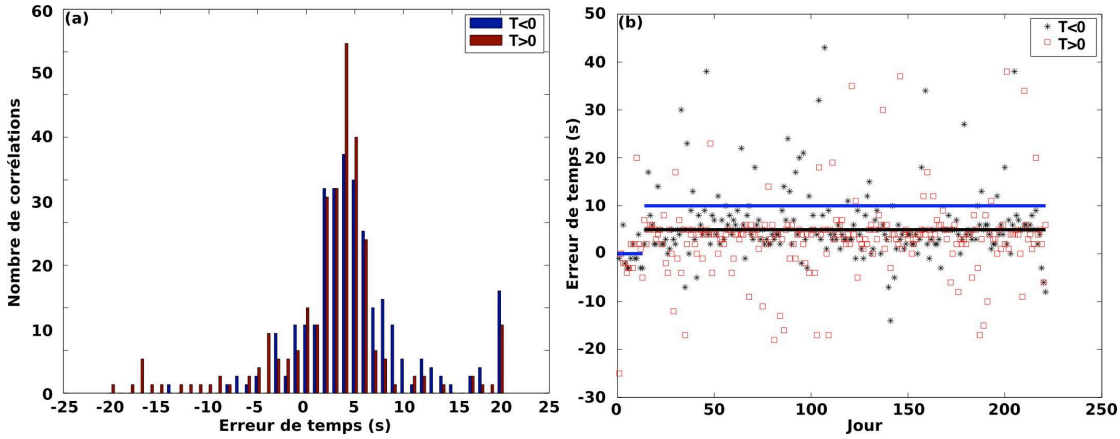

FIGURE 3.6 : *Recherche d'erreur de temps en utilisant deux paires de stations avec une seule station qui présente un décalage d'horloge. Histogramme des variations causales et acausales des temps de propagation mesurées sur la moyenne des fonctions d'erreur (a) et évolution en fonction du jour (b)*

commune. Cette méthode est basée sur deux points :

1. le test de symétrie qui permet d'identifier les décalages comme des erreurs de temps des stations et en atténuant l'effet des variations des temps de propagation liées à la convergence des corrélations
2. la sommation cohérente des fonctions d'erreur de plusieurs paires de stations.

Les deux cas présentés précédemment montrent que la mesure du décalage des stations est améliorée lorsque plusieurs paires de stations sont utilisées. Cependant, elle montre également (voir second cas) qu'un décalage peut être observé dans les corrélations bien que la station commune ne soit pas décalée. Cela se produit lorsque le nombre de paires de stations utilisées n'est pas suffisant pour attribuer précisément les erreurs d'horloges aux stations correspondantes. Par conséquent, cette méthode est valable lorsque le nombre de stations qui sont décalées est faible par rapport au nombre de stations utilisées ou lorsque les décalages des stations suivent une loi normale. Dans ces deux situations, la dispersion des décalages mesurés reste importante.

3.2 Limitations liées au calcul de la fonction de référence

Dans ce paragraphe, nous présenterons quelques limitations à cette technique qui sont associées au calcul de la fonction de référence. Cependant ces limitations sont très improbables avec des données réelles car elles constituent des cas très particuliers.

3.2.1 Fonction de référence avec des pics multiples

Lorsque plusieurs maximums de même amplitude sont présents dans la fonction de référence, alors les fonctions d'erreurs ont également plusieurs maximums. Par conséquent, la mesure du décalage devient impossible. Ce cas se produit lorsque la corrélation moyenne a des amplitudes symétriques pour les parties causales et acausale et qu'elle est décalée par rapport au temps $t = 0$. Il existes trois conditions nécessaires pour que la fonction de référence présente deux maximums de même amplitude :

1. une erreur de temps pendant une grande partie de l'acquisition des données, ce qui provoque un décalage de la corrélation moyenne
2. une répartition des sources de bruit identique de part et d'autre de la corrélation, ce qui permet d'avoir la même amplitude du signal pour les parties causale et acausale
3. le décalage de la station est supérieur à la période dominante du signal, ce qui empêche les interactions entre les parties causale et acausale.

De plus, nous utilisons plusieurs couples de stations pour mesurer le déphasage d'une station, ces conditions doivent donc être remplies pour toutes les paires de stations. Il semble peu probable que cela se produise sur des données réelles, mais il est important d'identifier les limites de la méthode.

3.2.2 Fonction de référence avec temps de propagation faux

Considérons une fonction de référence dans laquelle le temps de propagation du signal est différent du temps de propagation vrai (celui de la fonction de Green). Dans ce cas, la comparaison entre les décalages mesurés pour les parties positives et négatives ne permet pas de retrouver directement l'erreur d'horloge. En effet, dans ce cas, la comparaison entre les parties causale et acausale permet d'abord de retrouver le décalage de la fonction de référence puis de mesurer les erreurs de temps. Après avoir corrigé le décalage de la fonction de référence, nous pouvons mesurer précisément le décalage d'horloge des stations. Un décalage global de la fonction de référence se produit lorsque :

- l'horloge d'une des stations est décalée durant la majorité de l'enregistrement de bruit
- les amplitudes des parties causale et acausale de la corrélation moyenne sont très différentes.

Avec des données réelles, lorsque nous utilisons une année de données de bruit, il est peu probable que la seconde condition soit remplie car cela implique que la position des sources de bruit soit très stable.

Dans le paragraphe suivant, nous verrons l'application de cette technique sur l'ensemble des corrélations de bruit calculées avec les données de SIMBAAD.

3.3 Des données synthétiques à la réalité

Nous avons développé cette méthode pour mesurer les décalages des horloges des stations à partir de l'étude de la base des corrélations. En testant cette méthode sur des données synthétiques, nous avons obtenu de bons résultats et nous avons également mis en évidence certaines limitations. Cependant, notre objectif est d'utiliser cette méthode pour analyser l'ensemble des données de SIMBAAD. Or les données réelles sont plus complexes que les données synthétique car elle sont non seulement composées d'un signal direct, mais aussi de champs diffus. D'autre part, le rapport signal sur bruit des ondes directives est plus faible dans les données réelles que dans les données synthétiques. Pour toutes ces raisons, nous avons du adapter notre méthode pour augmenter le rapport signal sur bruit.

3.3.1 Utilisation des fonctions de corrélation

La corrélation de bruit convergent vers la fonction de Green entre les deux stations. Elles contiennent donc des ondes directes et des ondes diffuses (coda) qui sont toutes affectées par le décalage entre les horloges des deux stations. Dans les corrélations synthétiques, seule une onde directe est modélisée. Ici nous avons choisi d'utiliser les ondes directes et une partie du champs diffus pour calculer les fonctions d'erreur. L'utilisation de ces deux types de signaux, dont les déphasages sont identiques et égaux à l'erreur d'horloge, permet d'améliorer le rapport signal sur bruit des fonctions d'erreur. Ainsi il n'est pas nécessaire que les fonctions de Green soient parfaitement reconstruites pour mesurer des décalages. Dans cette étude sur des données réelles, nous avons utilisés des corrélations moyennes pour des fenêtres glissantes de quatre jours d'enregistrement de bruit. En utilisant la corrélation moyenne sur quatre jours nous améliorons le rapport signal sur bruit des fonctions d'erreur en diminuant l'influence des décalages de temps venant de la variation des positions des sources de bruit. Par cette utilisation de corrélations qui n'ont pas convergées vers la fonction de Green, nous nous opposons aux travaux de *Stehly et al.* (2007); *Sens-Schönfelder* (2008) ce qui nous permet d'améliorer la résolution du suivi temporel des décalages.

3.3.2 Sélection des paires de stations

Pour chaque station étudiée, nous avons sélectionné les paires de stations utilisées pour calculer les fonctions d'erreur causale et acausale moyennes pour une distance inter-station comprise entre 50 et $800\ km$. En supprimant les courtes distances ($< 50\ km$), nous limitons les interactions possibles entre les ondes des parties causale et acausale des corrélations. D'autre part, lorsque la distance entre les stations est grande ($> 800\ km$), les corrélations convergent moins rapidement, donc l'information apportée aux fonctions d'erreur est plus faible. Ce choix permet de limiter le temps de calcul tout en conservant un bon rapport signal sur bruit dans les fonctions d'erreur.

3.3.3 Conclusion

La méthode que nous avons développée permet de mesurer précisément les décalages de données synthétiques. Parce que les données synthétiques et les données réelles sont différentes, cette méthode a du être adaptée pour pouvoir être appliquée aux corrélations de bruit calculées avec les données de SIMBAAD. Les résultats obtenus sont présentés dans le paragraphe suivant.

Cependant, nous pouvons noter que cette technique présente des avantages par rapport aux méthodes classiques qui utilisent les temps d'arrivées des ondes émises par les séismes pour mesurer des décalages d'horloge. En effet, elle permet :

- un suivi continu de l'erreur de temps de chaque station
- une validation que les décalages proviennent d'erreurs de temps sur les stations (comparaison des parties causale et acausale)
- une bonne précision de la mesure des erreurs de temps des stations
- une indépendance des mesures de décalage par rapport au modèle de propagation des ondes utilisé pour les techniques classiques (basées sur les temps d'arrivé des séismes).

3.4 Application aux données de SIMBAAD

Dans ce paragraphe, nous présenterons les exemple des deux types d'erreur d'horloge que nous avons observée dans les données de SIMBAAD. La première erreur correspond à un décalage constant durant une période donnée et la seconde à une dérive horaire continue.

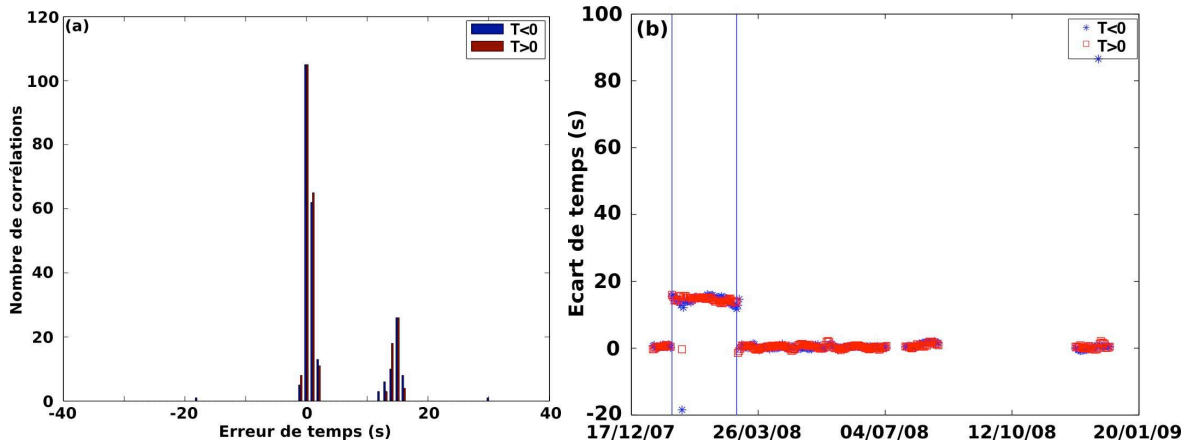

FIGURE 3.7 : *Pointé des maximums des déphasages des parties causales et acausales pour 8 couples de stations contenant LADK. Histogramme des pointés des maximums durant toute la campagne (a) et évolution des décalages par jour (b)*

3.4.1 Exemple d'erreur de temps constante : station LADK

En utilisant le critère de distance entre les paires de stations et en limitant le nombre de paire utilisées pour avoir un bon rapport signal sur bruit, huit paires sont utilisées pour mesurer le décalage d'horloge de la station LADK. La distribution des erreurs mesurées (figure 3.7(a)) est divisée en deux pics autour de 0 s et 15 s aussi bien pour la partie causale et acausale. Le pic principal, autour de 0 s, indique que la station LADK n'a pas d'erreur de temps durant la majorité de la campagne. Le second pic correspond à environ vingt deux jours durant lesquelles l'horloge de la station est décalée de 15 s. La largeur de ces pics indique que nos observations sont précises à environ 1 s près ce qui correspond au pas d'échantillonnage.

Avec le suivi journalier, nous identifions la période de décalage sur les parties causale et acausale entre le 18/01/2008 et le 09/03/2008 (21 jours) avec une valeur de 15 s. La présence de ce décalage pour les parties causale et acausale prouve qu'il est lié à une erreur d'horloge et non à une erreur de convergence des corrélations

Notre méthode permet donc de mesurer précisement la valeur du décalage d'une station et de retrouver la période durant laquelle l'erreur s'est produite.

3.4.2 Etude d'une dérive horaire : la station temporaire BEL

Parmi toutes les stations de SIMBAAD, nous avons également analysé une station temporaire dont la dérive d'horloge interne n'était pas corrigée correctement (décalage qui augmente de manière quasi-linéaire avec le temps). Nous pourrons comparer la mesure de notre dérive horaire avec celle mesurée par comparaison avec le temps GPS.

Pour cette étude a été faite durant la correction de la base de données de bruit donc seules quatre paires de stations différentes étaient disponibles. La résolution sera donc moins bonne qu'avec huit stations (cas précédent). La distribution des déphasages mesurés est centrée autour de -2 s avec un grand nombre de mesures dans la fenêtre $[0;\ 6]$ s (figure 3.8(a)). Cette dispersion est identique pour les parties causale et acausale ce qui semble indiquer une erreur d'horloge. Les décalages journaliers causaux et acausaux varient de la même manière ce qui confirme que l'on observe une erreur de temps (figure 3.8(b)). Lorsque l'on compare nos mesures avec la variation de la dérive horaire mesurée avec le GPS (courbe noire), on constate que les deux valeurs se superposent.

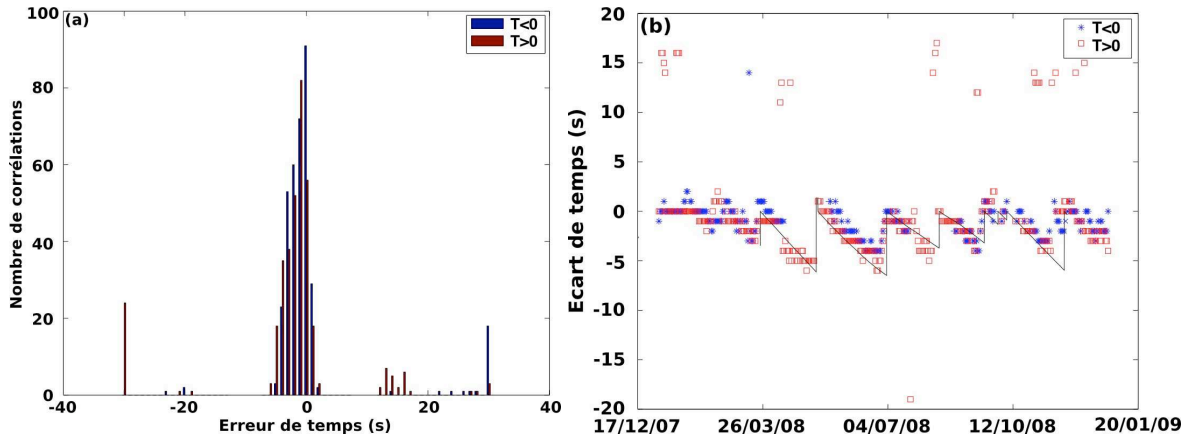

FIGURE 3.8 : *Pointé des maximums des déphasages des parties causales et acausales pour 4 couples de stations contenant BEL. Histogramme des pointés des maximums durant toute la campagne (a) et variation temporelle observée, comparée avec la dérive horaire mesurée par GPS (courbe noire)(b)*

Lorsque le décalage est égal à zéros, cela signifie que l'horloge est à nouveau synchronisée. Nous avons découvert que les synchronisation partielles venaient d'erreurs dans les logiciels utilisés pour la création de la base de données de bruit. Notre technique permet donc d'observer une variation du décalage d'horloge d'une station qui est cohérente avec les valeurs mesurées par le GPS. Cette méthode permet donc un suivi continu de la qualité de la synchronisation des horloges des stations sismologiques.

3.4.3 Bilan des erreurs de temps observées sur les stations permanentes du jeu de données SIMBAAD

Nous avons analysé toutes les stations de l'ensemble de données SIMBAAD avec cette méthode. Le tableau 3.1 récapitule les erreurs observées et les figures associées (histogramme et

Station	Nombre de Couples utilisés	Observations
CORM	17	2 Erreurs : 08/04/2008 → 22/04/2008 : -14 s 10/10/2008 → 17/11/2008 : -14 s
LADK	8	1 Erreur : 19/01/2008 → 09/03/2008 : 15 s
BODT	24	3 Erreurs : 08/05/2008 → 16/05/2008 : 10 s 17/05/2008 → 09/06/2008 : 24 s 10/06/2008 → 24/06/2008 : 55 s
ALT	28	1 Erreur : 11 s entre le 02/09/2008 → 20/10/2008

TABLE 3.1 : *Erreurs de temps observées pour les données de bruit de SIMBAAD*

évolution temporelle) sont présentes en Annexe.

La découverte de ces erreurs de temps nous a permis de corriger les logiciels qui extraient les données continues de stations temporaires. Des erreurs ont été trouvées à différents niveau et le travail des ingénieurs a permis de corriger ces problèmes pour recalculer des données de bruit correctes pour les stations temporaires. Dans le cas des données permanentes, nous avons pu éliminer de notre base de donnée tous les signaux de bruit qui correspondent à des périodes durant lesquelles des décalages sont observés.

3.5 Conclusion

Contrairement aux méthodes de recherche d'erreur de temps basées sur les temps d'arrivé des ondes émises par les séismes, notre technique ne nécessite pas de modèle de propagation des ondes ni de séismes. Ainsi, elle s'affranchit des erreurs liées à la localisation des séismes et au modèle utilisé tout en permettant d'avoir un suivi continu des décalages d'horloge. Contrairement à la technique de *Stehly et al.* (2007) nous avons un suivi journalier du décalage des horloges et il n'est pas nécessaire de trianguler des décalages d'horloge pour retrouver le décalage de chaque station. Contrairement à *Sens-Schönfelder* (2008), avec notre technique il n'est pas nécessaire d'utiliser un algorithme d'inversion pour attribuer les décalages d'horloge à chaque station.

Avec notre méthode, nous avons choisi d'utiliser une information statistique sur les erreurs pour retrouver les décalages cohérents. Nous avons couplé cela avec les propriétés des corrélations ce qui permet de séparer les erreurs de temps des erreurs de convergence des corréla-

tions. Cependant, notre méthode nécessite des paires de stations qui ne soient pas trop éloignées ($< 800km$) et seule une faible proportion de stations doivent présenter une erreur de temps. Cette technique est très bien adaptée pour les jeux de données dont la durée est assez courte mais qui proviennent d'un grand nombre de stations différentes.

Troisième partie

Origine et nature du bruit sismique : présence d'ondes de volume et localisation de sources en océan profond

Table des matières

1 Onde P dans le bruit sismique **95**

2 Bruit sismique en Egée-Anatolie **111**

2.1 La formation de voie : principe 112
2.2 Corrélations et formation de voie 113
2.3 Beamforming sur des corrélations synthétiques 115
2.4 Présentation des données synthétiques 115
2.5 Une source 116
2.6 Plusieurs sources 118
2.7 Bilan 120
2.8 Bruit dans la région Egée-Anatolie 122
2.9 Premier pic micro-sismique : [0.05 ; 0.1] Hz 123
2.10 Second pic micro-sismique : [0.1 ; 0.2] Hz 127
2.11 Ondes à basses fréquences : [0.02 ; 0.04] Hz 131

Chapitre 1

Identification d'une onde de volume dans le bruit microsismique

Dans la partie I, nous avons montré que les parties causale et acausale de la corrélation de bruit convergent vers la fonction de Green lorsque les sources de bruit sont réparties de manière homogène autour de la paire de stations considérée. Par conséquent, lors de l'utilisation des corrélations de bruit pour faire une tomographie, il est important de contrôler la distribution azimutale des sources de bruit. Cette distribution donne une indication de la qualité des fonctions de Green reconstruites. Si les sources de bruit sont réparties de manière homogène, alors les corrélations sont des fonctions paires. Dans ce cas, les temps de propagation des ondes correspondent au temps de propagation de la fonction de Green et peuvent être utilisé pour la tomographie. Dans le cas contraire, les corrélations ne sont pas paires et les temps de propagation mesurés correspondent à des vitesses apparentes des ondes. L'utilisation de ces temps de propagation pour la tomographie donnera donc des résultats incorrects.

Nous avons vu dans la partie I que l'origine du bruit sismique varie avec la fréquence. Dans cette partie sur l'étude du bruit, nous étudierons seulement les sources de bruit qui génèrent des ondes dont les périodes sont comprises entre $5s$ et $50s$. Nous nous limitons à cette gamme de périodes car elle correspond à la gamme de période que nous avons utilisée pour la tomographie de la croûte (voir partie 1.

Il existe deux mécanismes qui expliquent l'origine du bruit sismique. Le premier suppose que les ondes sont générées par une conversion directe entre les ondes présentes dans l'eau (vagues) alors que le second nécessite des interactions non linéaires entre deux ondes.

Selon le premier mécanisme, les variations de pression dans la colonne d'eau qui sont associées à la houle se convertissent en ondes sismiques sur le fond marin. Dans ce cas, la fréquence des ondes générées est identique à la fréquence des vagues. De plus, l'amplitude des variations

de pression dans la colonne d'eau diminue exponentiellement avec la profondeur, donc ce type de sources est présent surtout dans les régions peu profondes (zones côtières) (*Bromirski and Duennebier* (2002)).

Le second mécanisme est basée sur une démonstration de *Longuet-Higgins* (1950). Il reprend la théorie de *Miche* (1944) et démontre qu'il est possible de générer des ondes sismiques en océan profond. Il montre que l'interaction non linéaire entre deux ondes de même période qui se propagent dans des directions opposées génère des variations de pression dans la colonne d'eau dont l'amplitude ne diminue pas avec la profondeur. La fréquence des ondes sismiques générées par ce mécanisme est le double de la fréquence de la houle et leur amplitude est proportionnelle au produit des amplitudes des vagues. De plus, l'effet de ces variations de pression est amplifié par un phénomène de résonance de la colonne d'eau lorsque la profondeur vérifie : $P = \left(\frac{1}{2}n + \frac{1}{4}\right) * l$ avec n entier et l la longueur d'onde des vagues.

Quelque soit le mécanisme utilisé, il a été montré qu'il existe une relation entre la présence de tempêtes en milieu marin et la présence de sources sismiques (*Kedar et al.* (2008)). Ainsi, *Stehly et al.* (2006) ont observé une variation saisonnière de la position des sources du bruit micro-sismique à $15s$ qu'ils ont mis en relation avec la hauteurs de la houle localisées en océan profond en étudiant les corrélations de bruit. En hiver de l'hémisphère nord les sources de bruit sont principalement localisées dans l'Atlantique Nord, alors que durant l'été celles-ci se trouvent dans l'Océan Indien et l'Océan Pacifique. Les positions des sources de bruit pour à 5 s de période ne semblent pas varier avec la saison et sont localisées dans les régions côtières. Ils supposent alors que les sources qui dominent à basses fréquences sont en océan profond alors que les sources de bruit qui dominent à courtes périodes sont localisées le long des côtes.

Dans ce chapitre, nous présenterons une article publié dans Journal of Geophysical Research (*Landès et al.* (2010)) pour lequel nous avons travaillé en collaboration avec une équipe de l'IPG Paris. Ce travail est basé sur l'observation dans les corrélations d'un signal qui se propage à très grande vitesse pour le second pic micro-sismique. Nous avons adapté une méthode d'analyse de polarisation que nous avons appliquée sur les corrélations journalières de bruit ce qui nous a permis d'identifier cette onde comme étant une onde P. En appliquant la formation de voie sur ces corrélations puis une rétropropagation, nous avons localisé les sources de ces ondes. Elles varient avec la saison et semblent être les mêmes que celles identifiées par *Stehly et al.* (2006).

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 115, B05302, doi:10.1029/2009JB006918, 2010

Click Here for Full Article

Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves

Matthieu Landès,[1] Fabien Hubans,[2] Nikolai M. Shapiro,[1] Anne Paul,[2] and Michel Campillo[2]

Received 2 September 2009; revised 1 December 2009; accepted 17 December 2009; published 5 May 2010.

[1] Recent studies of oceanic microseisms have concentrated on fundamental mode surface waves. Extraction of fundamental mode Rayleigh and Love wave Green functions from station-station correlations of ambient seismic noise has recently been demonstrated to be a very powerful tool for imaging of the Earth's crust and uppermost mantle. In this study we concentrate on energetic arrivals in two frequency bands around the primary (14 s) and the secondary (7 s) microseismic peaks that appear at near-zero times in noise cross correlations. Thanks to a polarization analysis of data from the Eastern Turkey Seismic Experiment network, we identify this "near-zero time" signal as an upcoming *P* wave in the secondary microseismic frequency band (5–10 s). In a second step, analyzing noise cross correlations from three different arrays (in Yellowstone, in Turkey, and in Kyrgyzstan), we determine the origin of these signals by means of beam-forming analysis and its projection on the Earth. Our results show that in the 0.1–0.3 Hz frequency band, the energetic "near-zero" time arrivals in seismic noise cross correlations are mainly formed by teleseismic *P*, *PP*, and *PKP* waves. Generation of this ambient body waves in the secondary microseismic band presents a marked seasonal behavior with sources located in southern and northern oceans during summer and winter, respectively. Moreover, body wave array analysis is accurate enough to confirm that significant amount of the microseism energy is generated far from the coast in deep oceans.

Citation: Landès, M., F. Hubans, N. M. Shapiro, A. Paul, and M. Campillo (2010), Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves, *J. Geophys. Res.*, *115*, B05302, doi:10.1029/2009JB006918.

1. Introduction

[2] Recent years witnessed a strong interest in studying background seismic noise. One of the reasons for this interest is the possibility to extract deterministic Green functions from correlations of a random wavefield that can be proved mathematically with different approaches [e.g., *Lobkis and Weaver*, 2001; *Snieder*, 2004; *Gouédard et al.*, 2008] and that has been demonstrated in acoustic laboratory experiments [e.g., *Lobkis and Weaver*, 2001; *Derode et al.*, 2003]. Application of this principle to large amount of continuous digital seismic records provided by modern networks provides us with new approaches for seismic tomography [e.g., *Shapiro and Campillo*, 2004; *Shapiro et al.*, 2005; *Sabra et al.*, 2005; *Yang et al.*, 2007; *Stehly et al.*, 2009] and monitoring [e.g., *Sens-Schönfelder and Wegler*, 2006; *Brenguier et al.*, 2008b, 2008a]. Detailed analysis of high-quality continuous records also allows us to better understand the origin of the ambient seismic noise and its relation to oceanic and atmospheric processes. New methods of noise-based seismic imaging and monitoring are based on a principle that the Green function between two points can be extracted by correlating a random wavefield recorded by receivers located in these points. In other words, one of the two receivers can be considered as a virtual source recorded by the second receiver. This principle is especially attractive when applied in context of random wavefield recorded by a network of numerous recorders. In this case, by computing all possible interstation cross correlations it becomes possible to place virtual sources at every receiver location and to have their records by the whole network resulting in a very dense path coverage. The deterministic waveforms (Green functions) extracted from the cross correlations can be used then to measure and to invert travel times with different methods developed in context of earthquake or explosion based seismology.

[3] The noise-based Green function reconstruction implies, however, some strong hypothesis about the noise modal composition. A perfect reconstruction can be achieved for an ideally random and equipartitioned wavefield [*Lobkis and Weaver*, 2001; *Sánchez-Sesma and Campillo*, 2006]. In a case of seismic noise it would imply that its sources should be distributed randomly and homogeneously in volume. This is obviously not the case for the real ambient seismic noise within the Earth. First, most of its sources are located on the surface resulting in stronger presence of fundamental mode surface waves and their relatively easy reconstruction from interstation cross correlations. For the same reasons, extracting body wave Green functions from noise cross correlations

[1]Institut de Physique du Globe de Paris, CNRS, Paris, France.
[2]Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Université Joseph Fourier, CNRS, Grenoble, France.

Copyright 2010 by the American Geophysical Union.
0148-0227/10/2009JB006918

remains challenging. Second, the distribution of noise sources is not perfectly random and homogeneous. Background seismic oscillations are mostly generated by the forcing from oceanic gravity and infragravity waves. The interaction between these oceanic waves and the solid Earth is governed by a complex nonlinear mechanism [e.g., *Longuet-Higgins*, 1950] and, as a result, the noise excitation depends on many factors such as the intensity of the oceanic waves but also the intensity of their interferences as well as the seafloor topography [e.g., *Kedar et al.*, 2008]. Overall, the generation of seismic noise is strongly modulated by strong oceanic storms and therefore, has a clear seasonal and nonrandom pattern.

[4] Distribution of noise sources homogenizes when considered over long times (more than 1 year). The homogenization and randomization of the noise wavefield is also enhanced by the scattering of the seismic waves on the small-scale heterogeneity within the Earth. Also, because of the stationary phase principle, a cross correlation of the noise recorded by two receivers is dominated by contribution from sources located in vicinity of the line connecting these receivers. Therefore, even without a perfectly homogeneous distribution, a presence of sufficient amount of favorably located noise sources results in relatively high-quality reconstruction of fundamental mode surface waves. As a consequence, reconstructing surface waves from correlations of seismic noise and measuring their dispersion curves works rather well. However, further improving the accuracy of the noise based measurements needed to develop new high-resolution imaging and monitoring methods requires better understanding of the noise modal content and its evolution in space and time. Taking into account realistic distribution of noise sources is also necessary to be able to apply waveform inversion approaches to the noise correlations.

[5] Seismic noise spectra contains two prominent peaks at 0.05–0.1 and 0.1–0.3 Hz called primary and secondary microseisms, respectively. The primary microseism originates from direct forcing of strong oceanic waves while the secondary microseism which is characterized by stronger amplitudes is produced at double frequency by a nonlinear interaction of these waves as suggested by *Longuet-Higgins* [1950]. Both microseismic peaks are dominated by fundamental mode surface waves. It is currently debated whether the surface wave component of microseisms is generated primarily along coastlines [e.g., *Friedrich et al.*, 1998; *Bromirski and Duennebier*, 2002; *Essen et al.*, 2003; *Schulte-Pelkum et al.*, 2004; *Rhie and Romanowicz*, 2006; *Yang and Ritzwoller*, 2008] or if it is also generated in deep-sea areas [*Cessaro*, 1994; *Stehly et al.*, 2006; *Chevrot et al.*, 2007; *Kedar et al.*, 2008]. At the same time, body waves were detected in the secondary microseismic band using dense seismic arrays [e.g., *Backus et al.*, 1964; *Toksöz and Lacoss*, 1968; *Seriff et al.*, 1965; *Iyer and Healy*, 1972; *Koper and de Foy*, 2008; *Gerstoft et al.*, 2008] and can be often associated with specific storms [e.g., *Gerstoft et al.*, 2006]. Inhomogeneous distribution of noise sources is clearly revealed by the asymmetry of noise cross correlations observed in both primary and secondary microseismic bands [e.g., *Stehly et al.*, 2006; *Yang and Ritzwoller*, 2008]. According to Longuet-Higgins' theory, the generation of secondary microseisms is associated with the nonlinear interaction of swells propagating in opposite directions. Such a configuration can be encountered in the coastal region where incident and reflected waves are likely present. This is the case that is considered as prominent by the seismologists based on the observations of the radiation by individual storms [e.g., *Bromirski and Duennebier*, 2002; *Gerstoft and Tanimoto*, 2007; *Bromirski*, 2009]. Although there is little doubt that a part of the ambient noise is related with the interaction of oceanic waves with the coast, it is not the only situation where waves propagating in opposite directions are encountered. *Kedar et al.* [2008] used a wave action model to implement Longuet-Higgins theory and found that particular regions in the deep oceans are potential sources of secondary microseism excitation. This is related to specific conditions of meteorological forcing associated with resonances of the water column. Their results indicate that secondary microseisms can be generated in specific deep-water areas with one example in the Atlantic ocean south of Greenland.

[6] To investigate the location of the sources of the background noise, we use seismological data averaged over long time series. The Rayleigh wave part of the noise in the secondary microseism period band rapidly attenuates with distance. It is therefore difficult to assess the locations of sources when the signal is dominated by the closest source, often the closest coast, that hides the remote sources. To overcome this difficulty, we use *P* wave at teleseismic distances recorded in continental environments.

[7] We compute noise cross correlations for three seismic arrays located within continents in the Northern hemisphere. During summer months, when most of strong storms are located in the Southern hemisphere, the observed noise cross correlations are dominated by arrivals at near-zero times. Polarization analysis clearly indicates that these arrivals are composed of teleseismic *P* waves. We then use a beamforming analysis to determine precisely back azimuths and slowness corresponding to these arrivals and to back project them to the regions where the energy was generated based on ray tracing in a global spherically symmetric Earth model.

1.1. Polarization Analysis to Detect Teleseismic *P* Waves in Noise Cross Correlations

[8] In this section, we use the data of the Eastern Turkey Seismic Experiment (ETSE) that operated a temporary network of 20 broadband stations between October 1999 and August 2001 (Figure 1) [*Sandvol et al.*, 2003].

1.1.1. Data Preprocessing

[9] Polarization analysis of noise cross correlations requires preserving the amplitude ratio between components. Therefore, standard processing for the computation of noise cross correlations such as one-bit normalization and spectral whitening, cannot be applied. Instead, data are corrected for instrumental responses, resampled to 1 Hz and filtered between 0.01 and 0.3 Hz. A water level of 4 times the standard deviation of each record is used to decrease the amplitude effect of earthquakes on cross correlations. Furthermore, for each station and each component, only daily records with mean energy smaller than the whole experiment mean energy are used for the polarization analysis.

1.1.2. Noise Cross Correlations

[10] Figures 2 and 3 show cross correlations between vertical noise records (ZZ) plotted with respect to distance between stations for two different seasons and two frequency bands which correspond to primary and secondary microseismic peaks (0.05–0.1 Hz and 0.1–0.3 Hz). A propagating

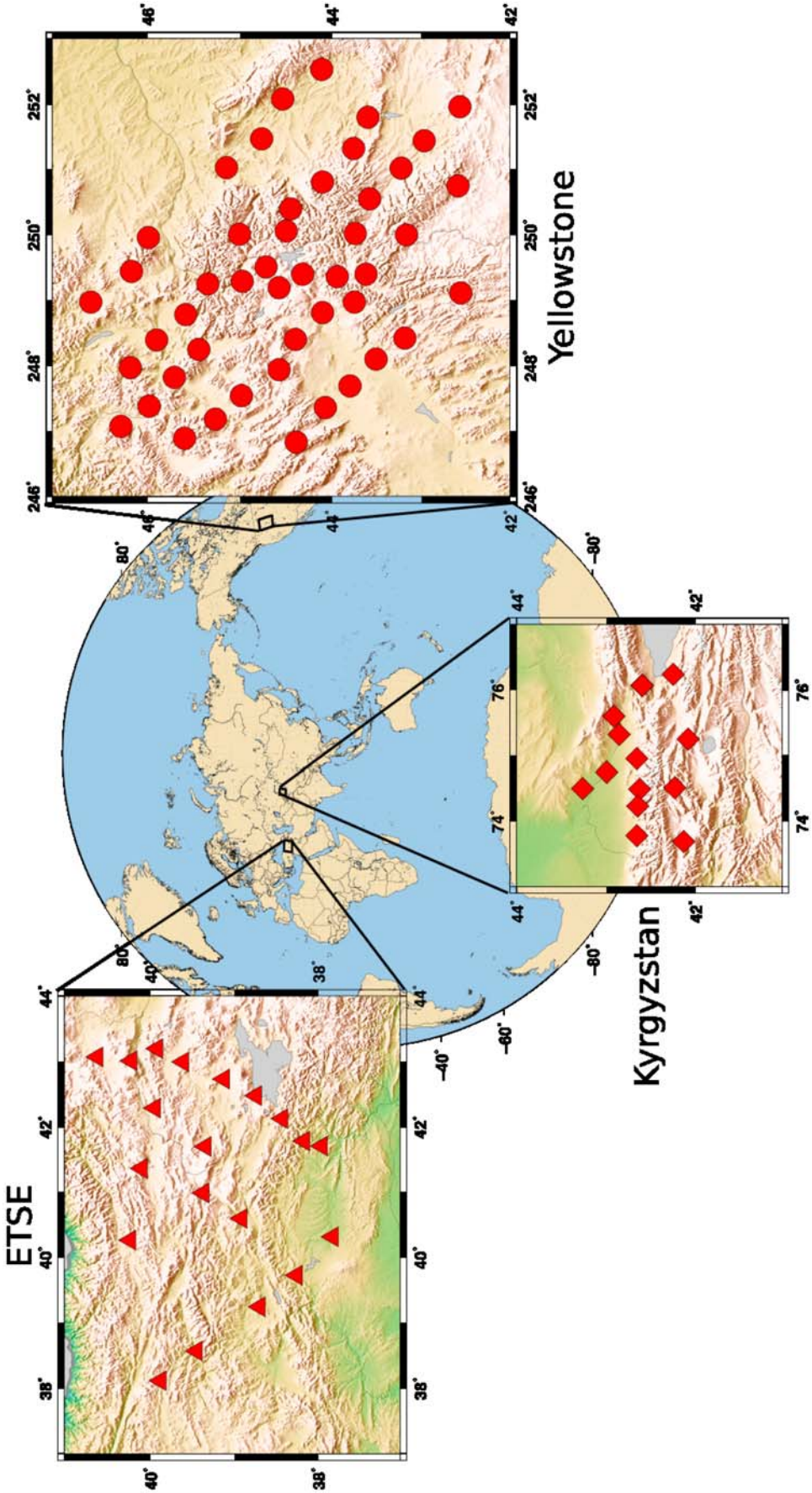

Figure 1. Maps of ETSE, Yellowstone, and Kyrgyzstan networks.

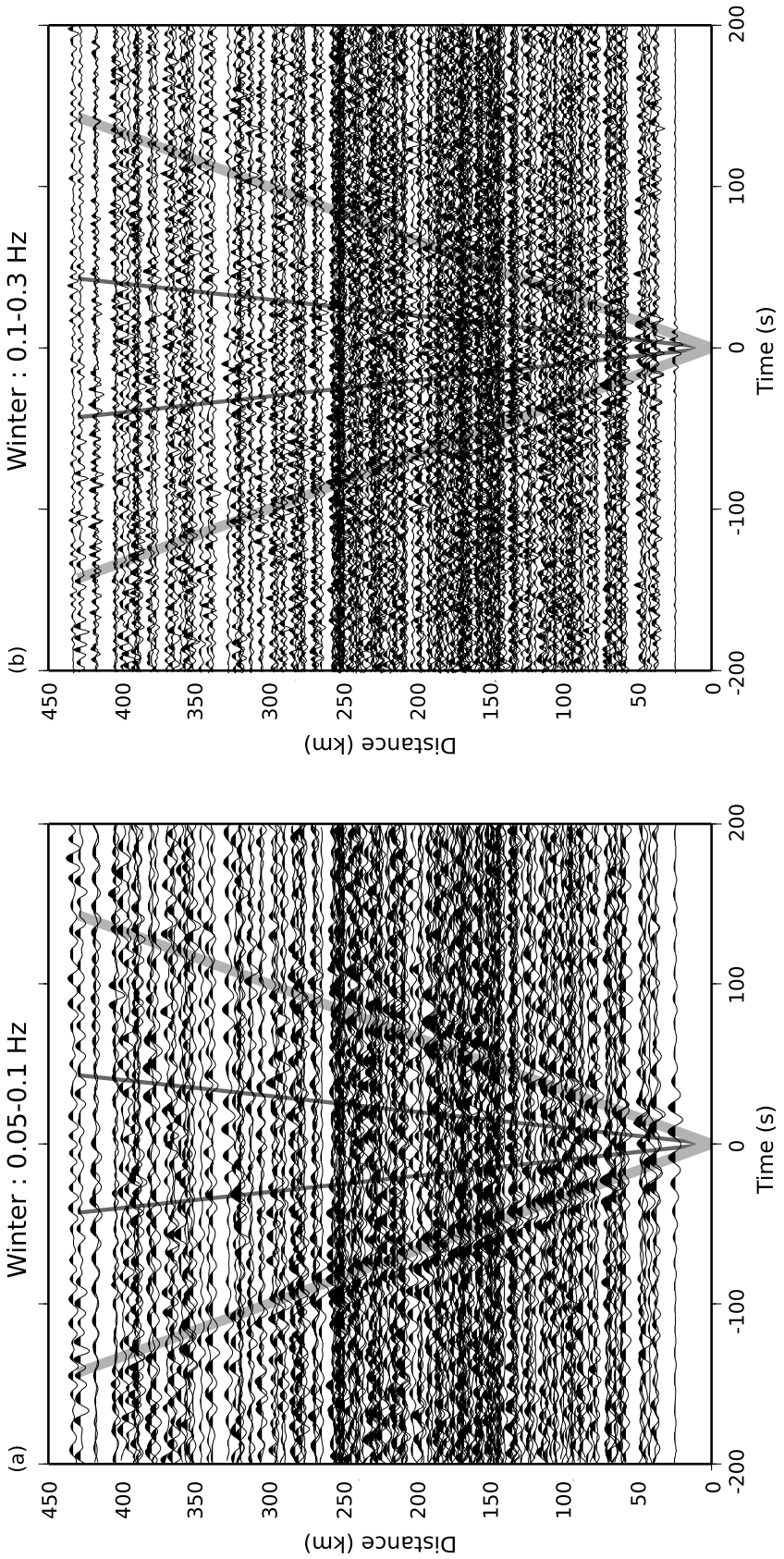

Figure 2. Cross correlations of vertical component records between stations of the ETSE network stacked for months between September and March (winter) for years 1999, 2000, and 2001 plotted as function of the distance between the pair of stations in the (a) 0.05–0.1 Hz and (b) 0.1–0.3 Hz frequency bands.

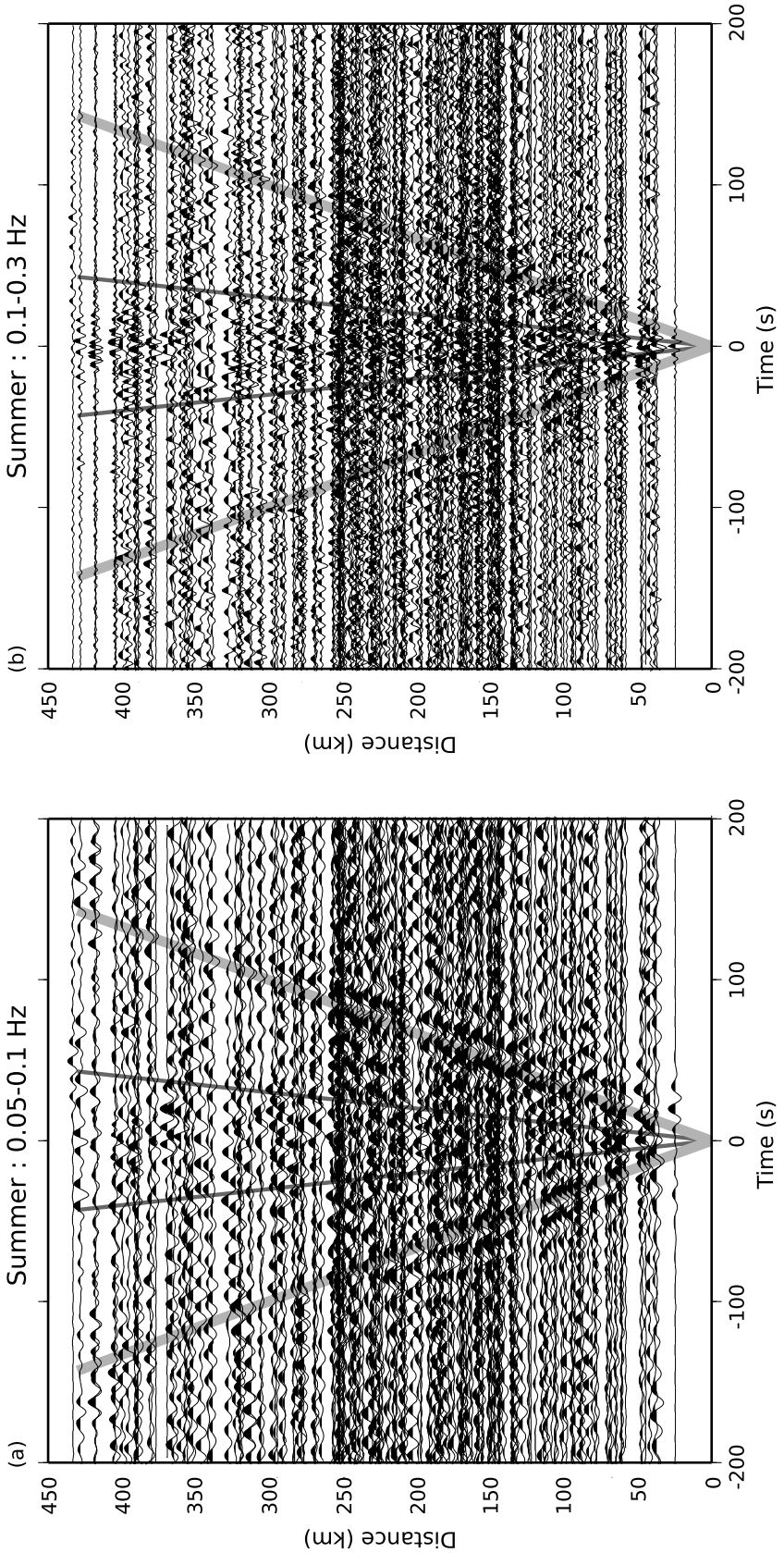

Figure 3. Cross correlations of vertical component records between stations of the ETSE network stacked for months between April and August (summer) for years 1999, 2000, and 2001 plotted as function of the distance between the pair of stations in the (a) 0.05–0.1 Hz and (b) 0.1–0.3 Hz frequency bands.

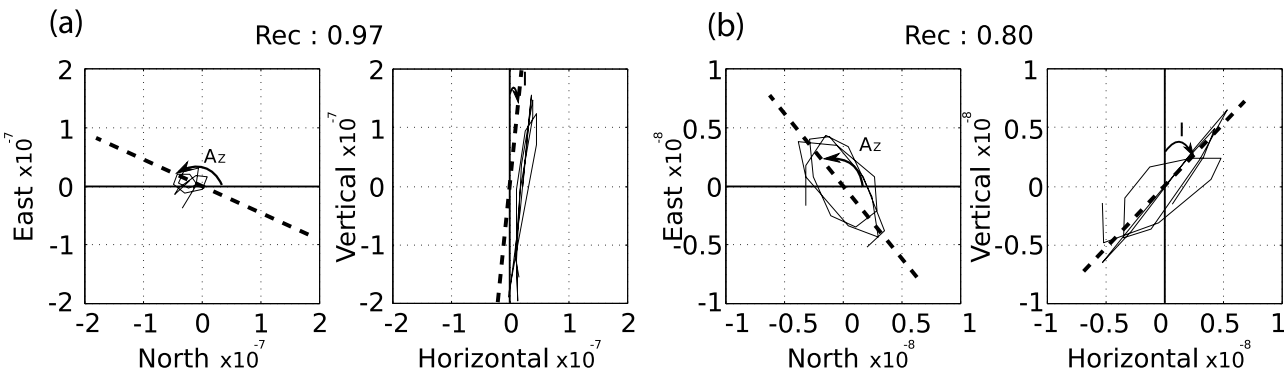

Figure 4. Particle motion for two station pairs from noise correlations in the [−10 s; +10 s] time window for the band 0.1–0.2 Hz. (a) Cross correlations between KARS and KOTK (distance 391 km) for 30 October 1999; (b) cross correlations between KARS and ILIC (distance 404 km) for 23 March 2000. Rec is the rectilinearity coefficient defined by equation (1). Dashed lines show the incidence angle and the azimuth measured from the covariance method.

wave with apparent velocity close to 3 km/s (thick gray lines) is observed at negative and positive times. This time-symmetrical signal which is stronger in the 0.05–0.1 Hz bandpass (Figures 2a and 3a) is the Rayleigh wave part of the Green function reconstructed from random noise correlations. Another signal with apparent velocity larger than 10 km/s (thin gray lines) is dominant in the 0.1–0.3 Hz bandpass (Figures 2a and 3a). This signal with very high apparent velocity is stronger during northern summer than winter. We hypothesize that those fast arrivals are *P* waves with steep incidence angle that are generated by very distant sources. During northern summer strong secondary microseisms are mostly expected to be generated within oceans in the southern hemisphere. For such sources, relatively short period surface waves are attenuated because of large propagating distances. This may explain why the noise correlations are dominated by near-zero time body wave arrivals. We test this hypothesis with a polarization analysis on cross-correlation signals. We demonstrate that the polarization of a plane wave recorded at two stations can be reliably estimated from the multicomponent cross correlations.

1.1.3. Polarization Analysis of a Plane Wave From Its Cross-Correlation Records: Method

[11] *Jurkevics* [1988] studied the polarization of different waves emitted by an earthquake using the covariance matrix of three-component record. He recovered the polarization angle and the azimuth from the eigenvectors of the covariance matrix. We demonstrate in the Appendix that the covariance matrix of the components at a single station (S_{CovSig}) is proportional to the covariance matrix of the cross-correlation signals (S_{CovCorr}) (equation (A10)) for a plane *P* wave propagating across a network of stations. Therefore, the eigenvectors are identical and the polarization analysis can be performed either on cross-correlation records at two stations or on three-component record at a single station.

[12] As suggested by *Jurkevics* [1988], the eigenvalues of the covariance matrix ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$) are used to compute the coefficient of rectilinearity *R*:

$$R = 1 - \frac{\lambda_2 + \lambda_3}{2\lambda_1}. \qquad (1)$$

which is equal to 1 for a rectilinear polarization. The eigenvector corresponding to the largest eigenvalue λ_1 gives the polarization angle and azimuth of the plane wave. The conversion from the polarization angle (φ) to the incidence angle (I) is obtained from the displacement equations for a reflected *P* wave at the free surface given by *Aki and Richards* [1980]. We use a ratio between *P* and *S* waves velocities of $V_P/V_S = \sqrt{3}$ for this conversion.

1.1.4. Polarization Analysis of Cross Correlations Computed With ETSE Data

[13] We use only station pairs with distance larger than 50 km to compute the covariance matrix of the three cross correlations ZE, ZN and ZZ. To prevent any influence of the Rayleigh wave (group velocity 3 km/s), we select time windows between −10 s and 10 s. Among the 127,490 cross-correlation signals available for 671 days and 190 station pairs, 23,449 signals are selected based on signal-to-noise (see section 1.1.1) and minimum distance criterion. This rather small percentage (18%) is due to time-variable data availability and quality. Daily records including earthquakes or glitches are removed from the database due to our water level amplitude filter.

[14] Using eigenvalues and eigenvectors of the covariance matrix, we compute the rectilinearity coefficient (equation (1)), the azimuth and the incidence angle for every interstation cross correlation. The rectilinearity coefficient over the whole experiment is 0.84 ± 0.12, which shows that the polarization of the studied wave is almost linear.

[15] Figure 4 shows particle motion for two daily cross correlations and two station pairs. Particle motion is shown in the horizontal plane (ZN as a function of ZE) and in the vertical propagation plane defined by the measured azimuth angle (ZZ as a function of ZH) where ZH is obtained by the rotation of the ZE and ZN components of the correlations using the azimuth angle measured from the polarization analysis. The rotation can be computed after the correlation because no nonlinear processing such as one-bit transform or spectral whitening has been applied to the data. The dashed lines in Figure 4 display the azimuth and incidence angle obtained from the covariance method. We observe that the displacement is stronger on the vertical component than on

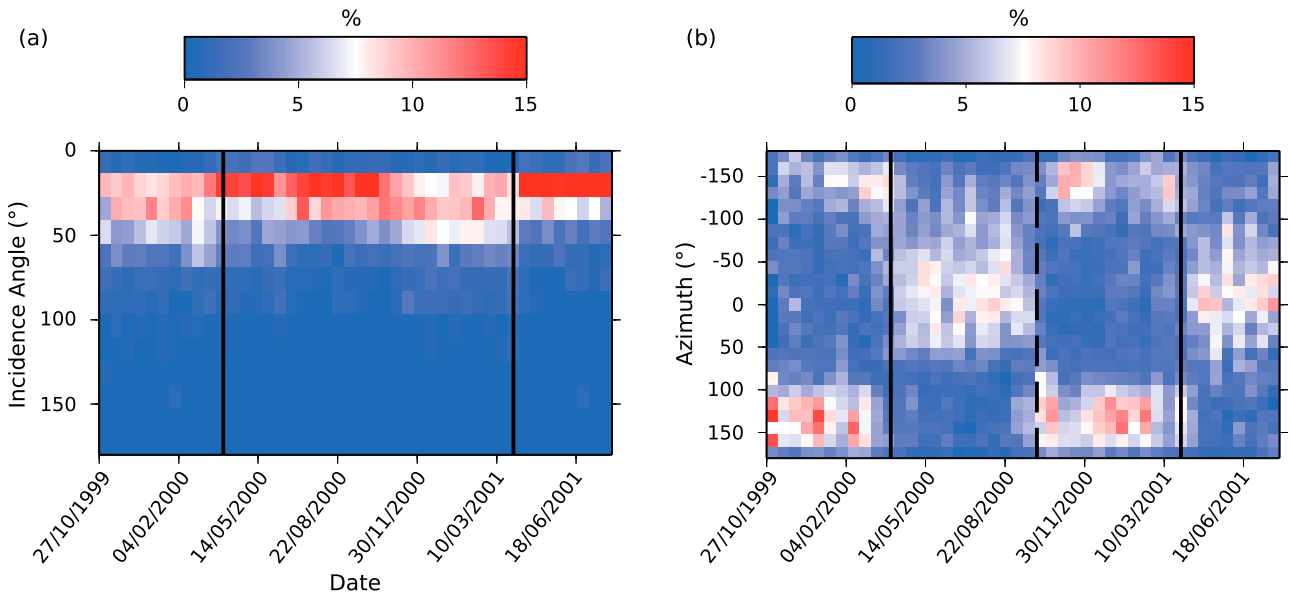

Figure 5. Probability of occurrence of a given value (a) of the incidence angle and (b) of the azimuth for 20 day time periods for all station pairs of the ETSE network. Continuous lines correspond to 1 April 2000 and 1 April 2001, and dashed line corresponds to 1 October 2000.

the horizontal ones suggesting that the signal observed on the cross correlations at near-zero times is composed of nearly vertically incident *P* waves.

[16] We then estimate the incidence angle and the azimuth of the body wave detected from correlations of ambient noise records and investigate their possible seasonal variations. Figure 5 shows the probability of occurrence of a given value of incidence angle (Figure 5a) and azimuth (Figure 5b) in a time period of 20 days evaluated from all daily records and station pairs. Figure 5a shows that we detect *P* waves with steep incidence angles during the whole experiment. It also documents a seasonal change of the incidence angle from an average of 15° in summer to 25° in winter, with a more accurate measurement of the incidence angle in the summer than in the winter (larger probability of occurrence). We observe the exact opposite in Figure 5b with better determined azimuths in winter than in summer, simply because the azimuth cannot be evaluated for an almost vertically incident *P* wave.

[17] The seasonal variation observed for the incidence angle is even clearer for the azimuth (Figure 5b). In summer, the average azimuth close to 0° shows that sources of the *P* waves are located south of the ETSE network. Winter noise sources are located northwest of the network as documented by azimuths close to 150°. Those observations are consistent with seasonal changes in the behavior of seismic noise sources [e.g., *Stehly et al.*, 2006; *Tanimoto et al.*, 2006]. The precise location of the sources of the *P* wave component of the noise will be investigated in section 2.

2. Locating Seismic Noise Sources With a Beam-Forming Analysis

[18] To determine regions that generate these body waves, we perform a beam-forming analysis of the noise cross correlations using the whole network as an array. We use only vertical components where the body waves are mostly detected. When studying a single component, we do not need to preserve the amplitude and, for efficiency, preprocess the continuous data with spectral whitening and one-bit normalization to improve the signal-to-noise ratio [*Larosse et al.*, 2004]. We analyze two frequency bands [0.05–0.1 Hz] and [0.1–0.3 Hz] corresponding to primary and secondary microseismic peaks, respectively.

2.1. Beam-Forming Analysis

[19] Our time shift beam-forming analysis consists of decomposing the body wave part of a wavefield recorded by a network into plane waves. If a plane wave defined by its slowness vector **S** reaches two stations A and B, the cross correlation of signals recorded at these stations will be shifted by

$$\Delta T_{AB}(\mathbf{S}) = \mathbf{S} \cdot \mathbf{AB} \tag{2}$$

where **AB** is the vector connecting A and B. We approximate the network to be flat by neglecting different station elevations and project the slowness vectors into the horizontal plane considering its south-north and west-east components S_N and S_E. For a given horizontal slowness vector $\mathbf{S} = (S_E, S_N)$, we time shift all interstation cross correlations following (2) and stack them to define the function C_{stack}:

$$C_{\text{stack}}(\mathbf{S}, t) = iFFT\left(\sum_{P \in PS} e^{2i\pi\omega\ \Delta T_P(\mathbf{S})} C_P(\omega)\right) \tag{3}$$

where *PS* represents the ensemble of pairs of stations, C_P is the Fourier Transform of the noise correlation for pair *P* and *iFFT* is the inverse Fourier transform. The characterization of the signal amplitude in the horizontal slowness domain is finally defined as:

$$A(\mathbf{S}) = \int_{-T}^{T} \Gamma(C_{\text{stack}}(\mathbf{S}, t))\ dt \tag{4}$$

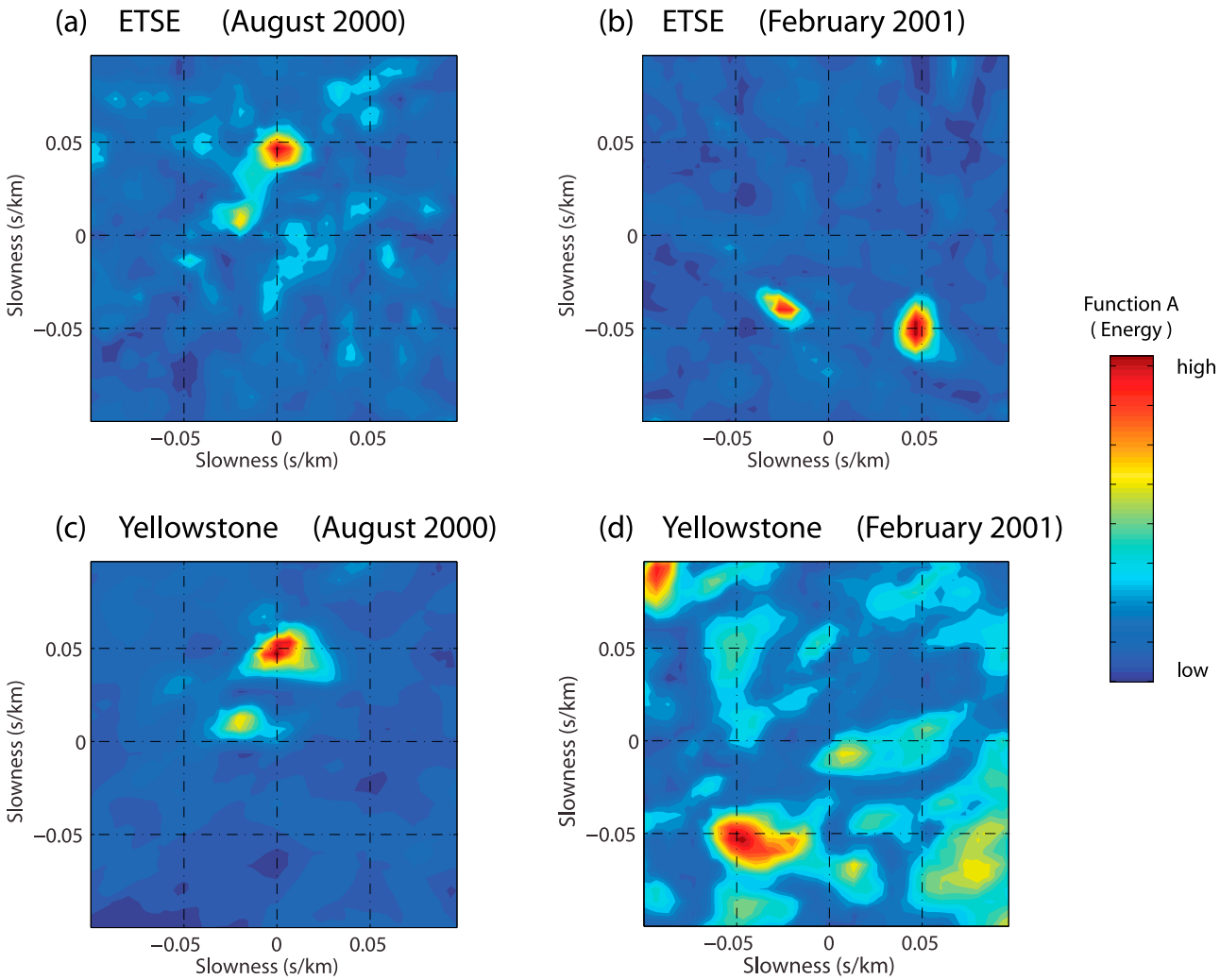

Figure 6. Beam-forming result of the Yellowstone and ETSE networks for August 2000 and February 2001 around the secondary microseismic peak (0.1–0.3 Hz).

where Γ [$f(t)$] returns the envelope of the function $f(t)$ using Hilbert transform. Integration limits [$-T$, T] are used to select the part of cross correlations centered at targeted slowness and we set T to be equal 15 s and 10 s for the primary and the secondary microseismic bands, respectively.

[20] Figure 6a shows results of the beam-forming analysis applied to 1 month cross correlations of the noise recorded by the ETSE network during August 2000 and filtered around the secondary microseismic peak (0.1–0.3 Hz). Energy distribution on the horizontal slowness plane is clearly not random and homogeneous. Two clear patches indicate that during this month most of body wave energy recorded by ETSE stations is arriving with rather fast apparent velocities (>20 km/s) and is coming from two preferential directions south and southeast of the network. A similar analysis made during February 2001 also shows two very localized patches of body wave energy with fast apparent velocities (Figure 6b). However, during this winter month the waves are coming from the north. These observation are in good agreement with seasonal variations of the location of sources of microseisms deduced from the polarization analysis and from previous studies [e.g., *Stehly et al.*, 2006].

[21] We then analyzed seismic noise recorded by a network operated in 2000–2001 in North America, i.e., by the Yellowstone PASSCAL experiment [*Fee and Dueker*, 2004]. Results of the beam-forming analysis for August 2000 and February 2001 shown in Figures 6c and 6d, respectively, are similar to observations made with the ETSE network. Localized noise sources are seen south of the network during the Northern hemisphere summer and north of the network during the winter.

2.2. Locating *P* Wave Noise Sources on the Earth's Surface

[22] In a next step, we project the results of the beam-forming analysis on the Earth's surface. Following the results of the polarization analysis of the near-zero time arrivals at cross correlations and their fast apparent velocities, we assume that they are mostly composed of teleseismic *P* waves. For a given slowness and back azimuth we can back project a seismic wave using a ray tracing in a

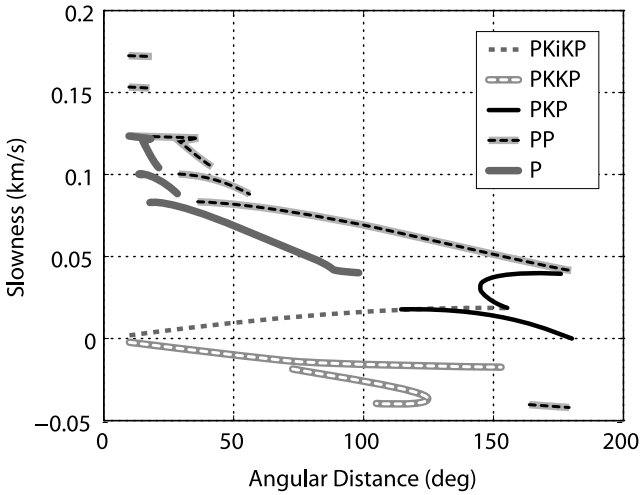

Figure 7. Variations of slowness (s/km) with respect to the angular distance (deg) for *P*, *PP*, *PKP*, *PKiKP*, and *PKIKP* phases.

spherically symmetric Earth's model. We suppose that diffracted and reflected phases are less energetic than direct and refracted waves and, therefore, the waves that we take into account are *P*, *PP*, *PKP*, *PKiKP*, and *PKIKP* waves and we use the IASPEI91 tables [*Kennett and Engdahl*, 1991] to relate the slowness with the source-receiver distance for all considered phases (Figure 7).

[23] For every point on the Earth's surface, we identify all phases that may propagate from this point to the network location and determine their horizontal slowness. Therefore, for each position we determine the "energy" of all the waves that are considered from the horizontal slowness plane. The energy is evaluated from the function A determined by the beam-forming analysis (equation (4)). Finally, we select the phase corresponding to the maximum value of the beam-forming map and attribute this amplitude to the projection at the considered geographical position. By repeating this procedure for all points on a 5° longitude × 2.5° latitude geographical grid we construct a map of what can be considered as probability density of noise sources during the considered period.

[24] This process is illustrated for three geographical locations shown with stars in Figure 8b and ETSE Network (triangle in Figure 8b). White lines are the great circles and their projections in the horizontal slowness plane in Figures 8b and 8a. For the location 1, the possible seismic phases are *PP*, *PKP* (branches ab and bc) and *PKiKP* (red line in Figure 8a) and the branch bc of the phase *PKP* corresponds to the strongest amplitude that is then selected for the projections. Similarly, for locations 2 and 3, possible phases are *PKiKP* and *P* or *PP*, respectively, and the latter correspond to stronger amplitudes and are used for the projection. The larger patch is projected as a *P* wave into the Indian ocean and as a *PP* wave into the southern Pacific. The smaller patch corresponds to a *PKP* wave originated in the vicinity of New Zealand.

[25] Maps of *P* wave noise source densities corresponding to beam-forming results from Figure 6 are shown in Figure 9. Some source areas such as the region south of Africa during August 2000 and Northern Atlantic south of Iceland during February 2001 are well illuminated by both networks. This suggests that strongest sources of *P* waves microseisms are

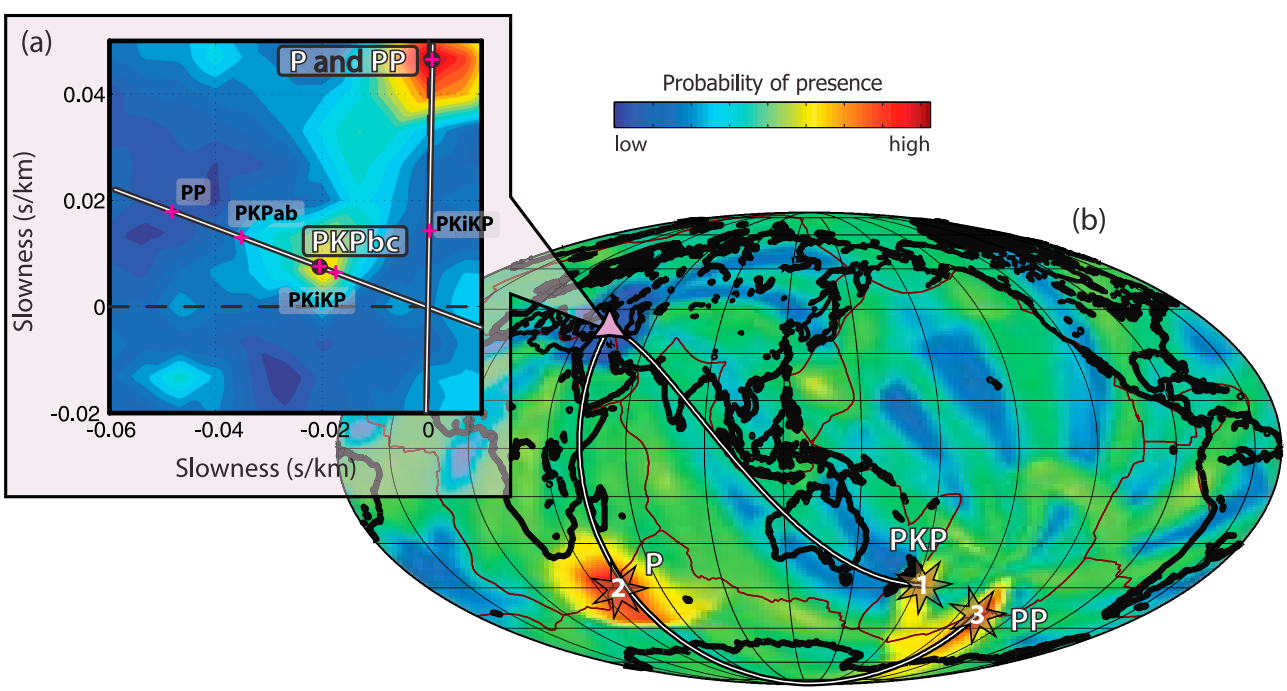

Figure 8. Illustration of projection of the beam-forming results on the Earth's surface (see text for explanations). (a) Results of the beam-forming analysis of noise cross correlations computed during August 2000 for the 0.1–0.3 Hz frequency band between stations of the Turkey network plotted as function of horizontal slowness. (b) Projection of these results on the Earth surface.

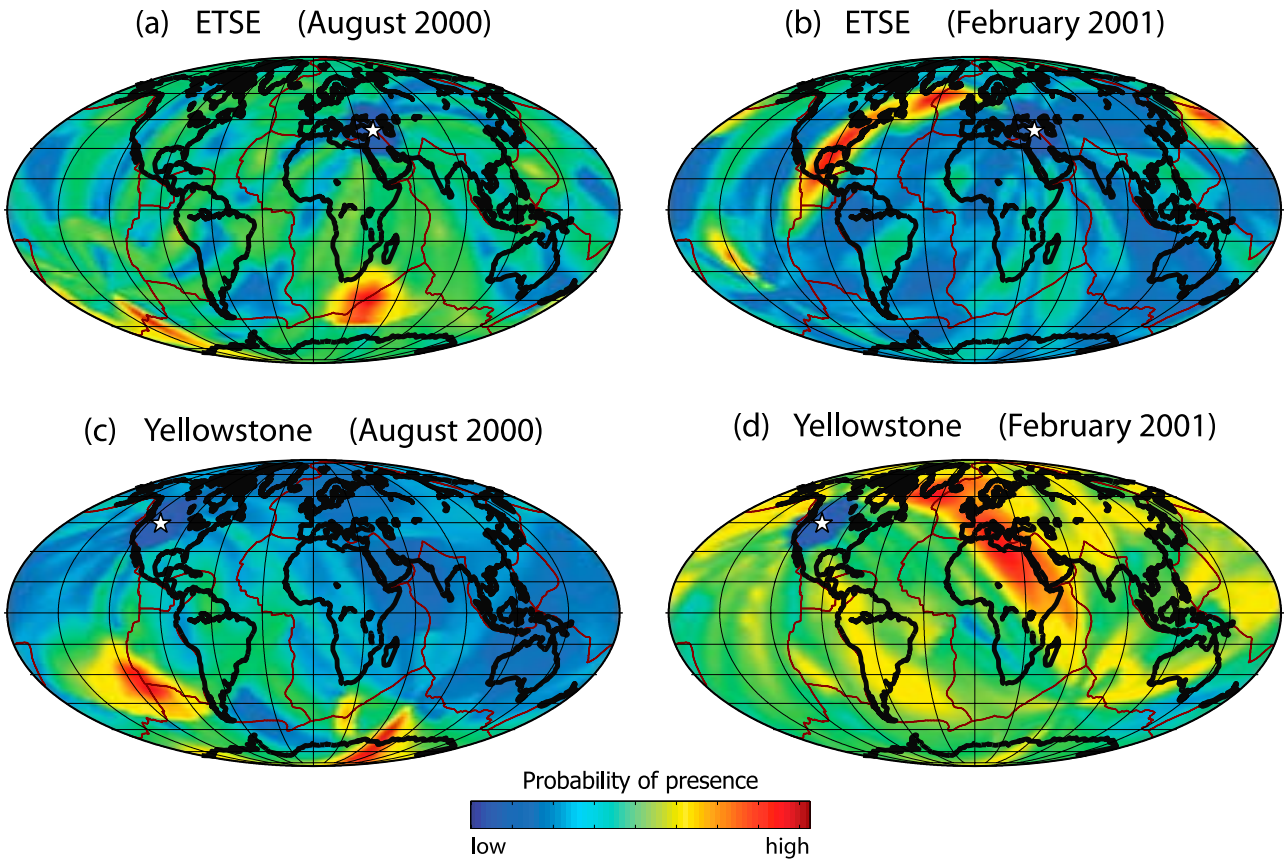

Figure 9. Projection results of the Yellowstone and ETSE networks for August 2000 and February 2001 around the secondary microseismic peak (0.1–0.3 Hz).

seen by multiple networks distributed around the world. Therefore, we decided to combine observations from different networks to improve the accuracy of the location of main sources of *P* wave microseisms. We used stations from three networks shown in Figure 1: 46 stations from Yellowstone park, 29 stations from ETSE, and 14 stations of the Kirgyz Seismic Network (KNET). We interpret the projection map obtained from every individual networks as a probability density and just multiply them to find the combined distribution.

[26] Location of *P* wave sources of the primary and secondary microseisms during different seasons are shown in Figures 10 and 11. For every map we used correlations of 1 month of data. In the secondary microseismic band, regions that generate *P* waves are well defined (Figure 10) and are mostly in deep oceans. Also, a clear seasonal migration can be observed with strongest sources located in the northern hemisphere during the northern hemisphere winter and in the southern hemisphere during the summer. In the primary microseismic band (Figure 11) we also observe a similar seasonal variation. However, uncertainties of the source location are much larger than in the secondary microseismic band. The reason for this is that the signal-to-noise ratio of the near-zero time arrival in cross correlations is much lower in the primary microseismic band than in the secondary microseismic band. Also, reliability of the array analysis degrades at longer wavelengths. Despite these large uncertainties, it is clearly seen in Figures 10 and 11 that in most cases, sources of primary microseisms do not coincide geographically with sources of secondary microseisms pointing to different physical mechanism of generation of these two microseismic peaks.

[27] The maps of Figure 11 are similar with the results of *Stehly et al.* [2006] in terms of seasonality. The location of noise sources based on the back propagation of Rayleigh waves cannot provide a resolution comparable to the one we achieved with body waves. Nevertheless, even with *P* waves, the uncertainties of location of sources of the primary microseism do not allow to clearly conclude unambiguously that they are located in deep parts of the ocean, in near-coastal regions, or both. While strongest identified source areas tend to extend to deep oceanic parts, they also cover coastal areas.

3. Discussion and Conclusion

[28] Results of our polarization and beam-forming analyses of the continuous noise records demonstrate that significant part of the microseismic noise is composed of *P* waves generated by distant sources. These sources show a clear seasonality in correlation with the seasonal migration of the strong oceanic storms between the southern and the northern hemisphere suggesting that the observed teleseismic *P* waves are generated by the interaction of waves produced by these storms with the seafloor. Location of *P* wave sources in the primary and in the secondary micro-

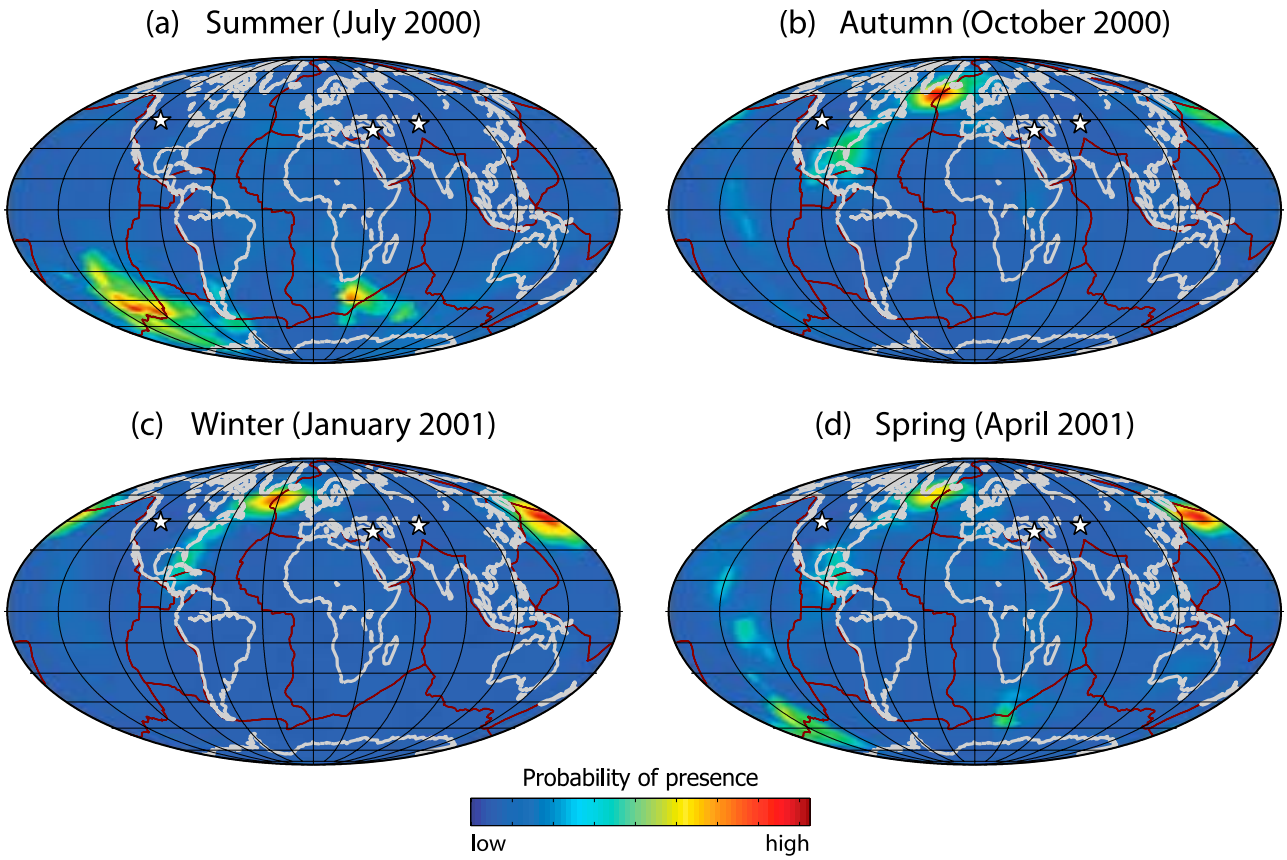

Figure 10. Seasonal variation of the location of *P* wave seismic noise sources in the secondary microseismic band (0.1–0.3 Hz).

seismic bands do not coincide with each other indicating that these two peaks are generated in different regions and possibly by different physical process. *P* waves are more easily identified in the secondary microseismic band than in the primary microseismic band. While we cannot exclude that this difference is related to the more efficient mechanism generating secondary microseismic *P* waves than primary ones, a simple explanation of this observation can be related to difference in wave propagation. Strong noise sources generate both body wave and surface waves. For the latter, their attenuation is much stronger at higher frequencies. Therefore, surface waves in the secondary microseismic peak propagate much less efficiently over very long distances than in the low-frequency primary microseismic band. As a consequence, for distant noise sources, the relative part of the body waves in the recorded seismic noise is relatively high in the secondary microseismic band while the primary microseismic band remains largely dominated by surface waves, making observation of *P* waves more difficult.

[29] Using array-based processing of the teleseismic *P* waves to locate regions generating strong microseisms has significant advantages relative to using surface waves [e.g., *Stehly et al.*, 2006]. The latter yields only a determination of their back azimuths at the array location while with body waves we can measure both back azimuths and slownesses that can be converted into distances. Therefore, we can locate the source regions more accurately with body waves than with surface waves.

[30] We can compare our maps of the source density in the secondary microseismic band (Figure 10) with results by *Gerstoft et al.* [2008], who applied beam-forming to the noise records of the Southern California seismic network. We find similar source locations in southern Pacific and Indian oceans during summer months and in northern Pacific and Atlantic ocean during winter months. Using three networks simultaneously allows us to image source regions with higher reliability. One of most important consequences of this improved reliability is that we clearly see that strongest sources of *P* wave microseisms are located in deep oceans far from coasts for the secondary microseism. Also, the observed source regions are significantly smaller than areas affected by significant wave heights. Overall our observations are consistent with the generation of microseisms by nonlinear interaction of ocean waves propagating in opposite directions that create a pressure distribution on the seafloor at twice the frequency of the interfering waves [*Longuet-Higgins*, 1950]. Following *Kedar et al.* [2008], this wave-wave interaction occurs in deep oceans and the geographical intensity of this interaction may be computed from oceanic wave action models. Moreover, the efficiency of the coupling between the interfering oceanic waves and the seafloor may depend on the depth of the water column, i.e., on the bathymetry. As a result, an efficient transfer of energy from oceanic to seismic waves occurs over geographically very limited and specific areas. It is in particular interesting to note that the source area near Iceland seen in Figure 10 during

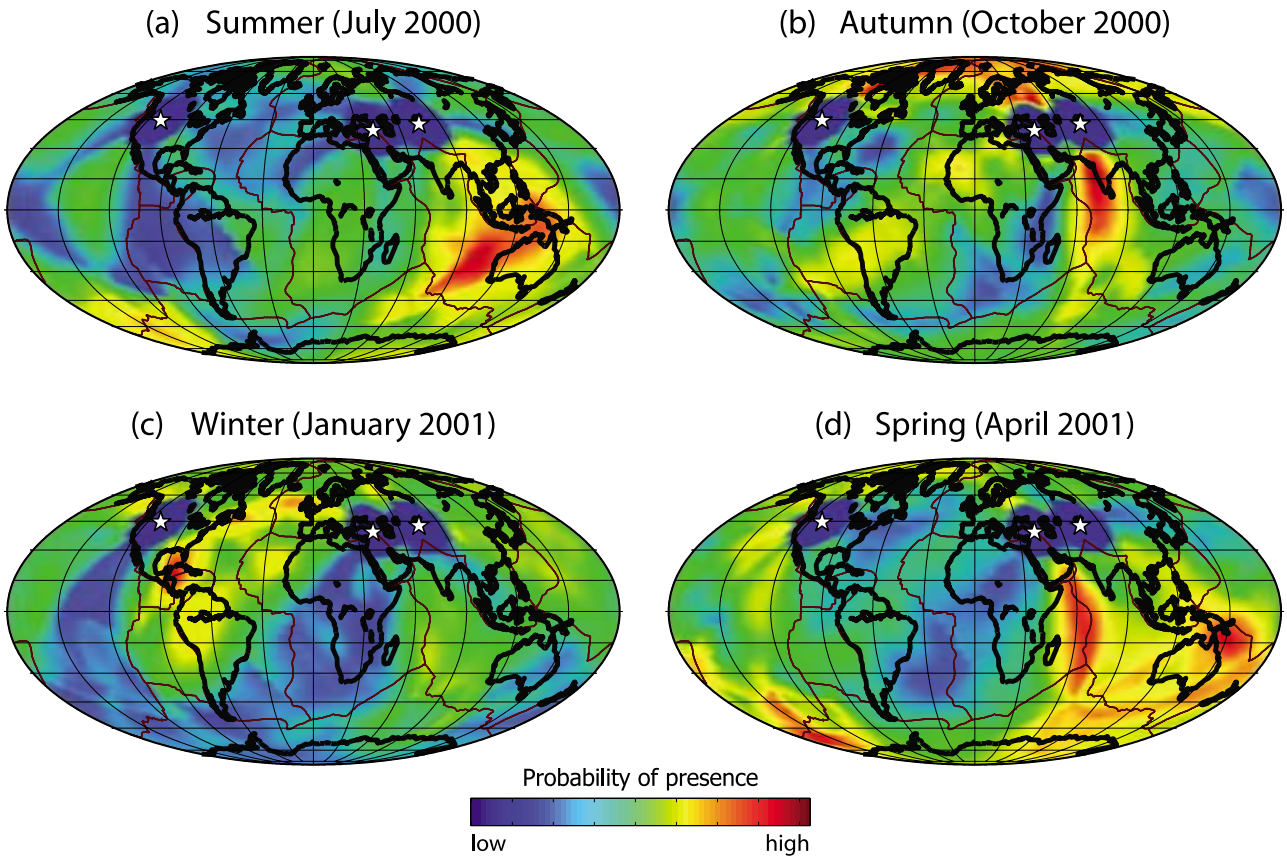

Figure 11. Seasonal variation of the localization of seismic noise in the primary microseismic bands (0.05–0.1 Hz).

October and January coincides with the strong source of Rayleigh wave microseisms computed by *Kedar et al.* [2008] based on Longuet-Higgins's theory and oceanic wave action models.

[31] These observations confirm that the source of secondary microseisms are not confined in the coastal areas as it is often accepted by seismologists. On average, the excitation of *P* waves by oceanic waves is stronger in the deep oceans. It does not mean, however, that there is no excitation along the coast, particularly when storms hit the shoreline.

[32] In the future, locating sources of *P* wave microseisms can be improved with using more networks better distributed over the globe. Observing and understanding these sources is important to validate predictive models of the seismic noise generation and distribution. These models, in turn, may help us to improve the accuracy of noise based seismic imaging and monitoring.

Appendix A: Wave Polarization Analysis From Cross Correlations

[33] We consider a plane wave with amplitude A, wave vector **k** and pulse shape $v(t)$. The azimuth (Az) is defined as the angle between the North and the projection of the wave vector in the horizontal plane. In the vertical plane, the incidence angle (I) is the angle between the vertical and the wave vector. Equation (A1) gives the general form of a three-component record of the signal that will be used for this demonstration:

$$S_N(t) = A\sin(I)\cos(\mathrm{Az})v(t-T),$$
$$S_E(t) = A\sin(I)\sin(\mathrm{Az})v(t-T), \qquad \text{(A1)}$$
$$S_Z(t) = A\cos(I)v(t-T),$$

where T is the arrival time of the signal at the station.

[34] This plane wave is recorded at two different stations A and B at times $T = t_A$ and $T = t_B$. We compute three cross correlations between the vertical component of station A and the three components of station B. They are

$$ZN(t) = A^2\cos(I)\sin(I)\cos(\mathrm{Az})V(t),$$
$$ZE(t) = A^2\cos(I)\sin(I)\sin(\mathrm{Az})V(t), \qquad \text{(A2)}$$
$$ZZ(t) = A^2\cos^2(I)V(t),$$

where

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(\tau)\bar{v}[\tau - (t_B - t_A) - t]d\tau \qquad \text{(A3)}$$

is the time correlation function and $\bar{v}(t)$ the complex conjugate of $v(t)$.

[35] The definition of the covariance between two signals (E and F) in the time window $[T_1, T_2]$ is given by

$$\mathrm{Cov}_{EF} = \int_{T_1}^{T_2} E(t)F(t)dt. \tag{A4}$$

For north and east component records of station A, we select a time window including the signal ($t_A \in [T_1, T_2]$) and we compute the covariance defined by equation (A4) to obtain

$$\mathrm{Cov}_{NE} = \int_{T_1}^{T_2} A^2 \sin^2(I)\cos(\mathrm{Az})\sin(\mathrm{Az})v(t-t_A)v(t-t_A)dt,$$
$$\mathrm{Cov}_{NE} = A^2 \sin^2(I)\cos(\mathrm{Az})\sin(\mathrm{Az})C, \tag{A5}$$

where $C = \int_{T_1}^{T_2} v(t-t_A)\ v\ (t-t_A)\ dt$ is a nonnull constant.

[36] We apply the same computation to all pairs of records at station A, and we obtain the covariance matrix of the three-component record:

$$S_{\mathrm{Cov}S_A} = CM, \tag{A6}$$

where

$$M = \begin{pmatrix} \cos^2(I) & \cos(I)\sin(I)\cos(\mathrm{Az}) & \cos(I)\sin(I)\sin(\mathrm{Az}) \\ \cos(I)\sin(I)\cos(\mathrm{Az}) & \sin^2(I)\cos^2(\mathrm{Az}) & \sin^2(I)\cos(\mathrm{Az})\sin(\mathrm{Az}) \\ \cos(I)\sin(I)\sin(\mathrm{Az}) & \sin^2(I)\cos(\mathrm{Az})\sin(\mathrm{Az}) & \sin^2(I)\sin^2(\mathrm{Az}) \end{pmatrix}. \tag{A7}$$

[37] We consider the definition of the covariance (equation (A4)) and the definition of the cross correlations between two stations (equation (A2)) to compute the covariance between ZE and ZN cross correlations. We select a time window $[T_1; T_2]$ of the correlation which includes the correlation of the initial signal:

$$\mathrm{Cov}_{Z_AE_B-Z_AN_B} = \int_{T_1}^{T_2} A^4 \cos^2(I)\sin^2(I)\cos(\mathrm{Az})\sin(\mathrm{Az})V(t)V(t)dt,$$
$$\mathrm{Cov}_{Z_AE_B-Z_AN_B} = A^4 \cos^2(I)\sin^2(I)\cos(\mathrm{Az})\sin(\mathrm{Az})C_{\mathrm{Corr}}, \tag{A8}$$

where $C_{\mathrm{Corr}} = \int_{T_1}^{T_2} V(t)\ V(t)\ dt$ is a nonnull constant.

[38] The covariance matrix for cross correlations is computed from equations (A2) and (A4):

$$S_{\mathrm{CovCorr}_{\mathrm{AB}}} = A^4 \cos^2(I)C_{\mathrm{Corr}}M. \tag{A9}$$

$$S_{\mathrm{CovCorr}} = A^2 \cos^2(I)\frac{C_{\mathrm{Corr}}}{C}S_{\mathrm{Cov}S_A}. \tag{A10}$$

where $A^2\ \cos^2\ (I)\ \frac{C_{\mathrm{Corr}}}{C}$ is a nonnull constant. From equation (A10) we conclude that in the case of a plane P wave, the covariance matrix for the three-component record at a single station and the covariance matrix for the cross correlations between two stations ($S_{\mathrm{Cov}S_A}$ and $S_{\mathrm{CovCorr}_{\mathrm{AB}}}$, respectively) differ only by a scalar factor. Therefore, the eigenvectors of those matrix are the same which prove the polarization analysis can be performed either on cross correlation or on three-component records.

[39] **Acknowledgments.** The data of the "Eastern Turkey" and of the "Geodynamics of the Yellowstone Hot spot" seismic PASSCAL experiment as well as of the Kyrgyz Seismic Network used in this study were obtained through IRIS DMC. We thank Sharon Kedar and Frank Webb for helpful discussions and G. Moguilny for maintaining the Cohersis cluster. This work was supported by Agence Nationale de la Recherche (France) under contract ANR-06-CEXC-005 (COHERSIS) and by a FP7 ERC Advanced grant 227507 (WHISPER).

References

Aki, K., and P. Richards (1980), *Quantitative Seismology—Theory and Methods*, W. H. Freeman, New York.

Backus, M., J. Burg, D. Baldwin, and E. Bryan (1964), Wide-band extraction of mantle p waves from ambient noise, *Geophysics*, *29*, 672–692, doi:10.1190/1.1439404.

Brenguier, F., M. Campillo, C. Hadziioannou, N. M. Shapiro, R. M. Nadeau, and E. Larose (2008a), Postseismic relaxation along the San Andreas Fault at Parkfield from continuous seismological observations, *Science*, *321*, 1478, doi:10.1126/science.1160943.

Brenguier, F., N. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and A. Nercessian (2008b), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nat. Geosci.*, *1*, 126–130, doi:10.1038/ngeo104.

Bromirski, P. (2009), Earth vibrations, *Science*, *324*, 1026–1027, doi:10.1126/science.1171839.

Bromirski, P. D., and F. K. Duennebier (2002), The near-coastal microseism spectrum: Spatial and temporal wave climate relationships, *J. Geophys. Res.*, *107*(B8), 2166, doi:10.1029/2001JB000265.

Cessaro, R. K. (1994), Sources of primary and secondary microseisms, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *84*, 142–148.

Chevrot, S., M. Sylvander, S. Benahmed, C. Ponsolles, J. M. Lefvre, and D. Paradis (2007), Source locations of secondary microseisms in western Europe: Evidence for both coastal and pelagic sources, *J. Geophys. Res.*, *112*, B11301, doi:10.1029/2007JB005059.

Derode, A., E. Larose, M. Tanter, J. de Rosny, A. Tourin, M. Campillo, and M. Fink (2003), Recovering the Green's function from field-field correlations in an open scattering medium (L), *J. Acoust. Soc. Am.*, *113*, 2973–2976, doi:10.1121/1.1570436.

Essen, H.-H., F. Krger, T. Dahm, and I. Grevemeyer (2003), On the generation of secondary microseisms observed in northern and central Europe, *J. Geophys. Res.*, *108*(B10), 2506, doi:10.1029/2002JB002338.

Fee, D., and K. Dueker (2004), Mantle transition zone topography and structure beneath the Yellowstone hotspot, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L18603, doi:10.1029/2004GL020636.

Friedrich, A., F. Krüger, and K. Klinge (1998), Ocean-generated microseismic noise located with the Gräfenberg array, *J. Seismol.*, *2*, 47–64, doi:10.1023/A:1009788904007.

Gerstoft, P., and T. Tanimoto (2007), A year of microseisms in southern California, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L20304, doi:10.1029/2007GL031091.

Gerstoft, P., M. C. Fehler, and K. G. Sabra (2006), When Katrina hit California, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L17308, doi:10.1029/2006GL027270.

Gerstoft, P., P. M. Shearer, N. Harmon, and J. Zhang (2008), Global P, PP, and PKP wave microseisms observed from distant storms, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L23306, doi:10.1029/2008GL036111.

Gouédard, P., et al. (2008), Cross-correlation of random fields: mathematical approach and applications, *Geophys. Prospect.*, *56*, 375–393, doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00684.x.

Iyer, H. M., and J. H. Healy (1972), Evidence for the existence of locally-generated body waves in the short-period noise at the large aperture seismic array, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *62*, 13–29.

Jurkevics, A. (1988), Polarization analysis of three-component array data, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *78*, 1725–1743.

Kedar, S., M. Longuet-Higgins, F. Webb, N. Graham, R. Clayton, and C. Jones (2008), The origin of deep ocean microseisms in the North Atlantic Ocean, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, *464*, 777–793, doi:10.1098/rspa.2007.0277.

Kennett, B. L. N., and E. R. Engdahl (1991), Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.*, *105*, 429–465, doi:10.1111/j.1365-246X.1991.tb06724.x.

Koper, K. D., and B. de Foy (2008), Seasonal anisotropy in short-period seismic noise recorded in south Asia, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *98*, 3033–3045, doi:10.1785/0120080082.

Larosse, E., A. Derode, M. Campillo, and M. Fink (2004), Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse fields, *Appl. Phys. Lett.*, *95*, 8393–8399, doi:10.1063/1.1739529.

Lobkis, O. I., and R. L. Weaver (2001), On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field, *J. Acoust. Soc. Am.*, *110*(6), 3011–3017, doi:10.1121/1.1417528.

Longuet-Higgins, M. S. (1950), A theory of the origin of microseisms, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, *243*, 1–35, doi:10.1098/rsta.1950.0012.

Rhie, J., and B. Romanowicz (2006), A study of the relation between ocean storms and the Earth's hum, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, *7*, Q10004, doi:10.1029/2006GC001274.

Sabra, K., P. Gerstoft, P. Roux, W. Kuperman, and M. Fehler (2005), Surface wave tomography from seismic ambient noise in southern California, *J. Acoust. Soc. Am.*, *117*, 2431–2432.

Sánchez-Sesma, F. J., and M. Campillo (2006), Retrieval of the Green's function from cross correlation: The canonical elastic problem, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *96*, 1182–1191, doi:10.1785/0120050181.

Sandvol, E., N. Turkelli, E. Zor, R. Gok, T. Bekler, C. Gurbuz, D. Seber, and M. Barazangi (2003), Shear wave splitting in a young continent-continent collision: An example from eastern Turkey, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(24), 8041, doi:10.1029/2003GL017390.

Schulte-Pelkum, V., P. S. Earle, and F. L. Vernon (2004), Strong directivity of ocean-generated seismic noise, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, *5*, Q03004, doi:10.1029/2003GC000520.

Sens-Schönfelder, C., and U. Wegler (2006), Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L21302, doi:10.1029/2006GL027797.

Seriff, A. J., C. J. Velzeboer, and R. J. Haase (1965), Possible P-wave observations in short-period seismic noise, *Geophysics*, *30*, 1187, doi:10.1190/1.1439709.

Shapiro, N. M., and M. Campillo (2004), Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L07614, doi:10.1029/2004GL019491.

Shapiro, N. M., M. Campillo, L. Stehly, and M. H. Ritzwoller (2005), High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, *307*, 1615–1618, doi:10.1126/science.1108339.

Snieder, R. (2004), Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase, *Phys. Rev. E*, *69*(4), 046610, doi:10.1103/PhysRevE.69.046610.

Stehly, L., M. Campillo, and N. M. Shapiro (2006), A study of the seismic noise from its long-range correlation properties, *J. Geophys. Res.*, *111*, B10306, doi:10.1029/2005JB004237.

Stehly, L., B. Fry, M. Campillo, N. M. Shapiro, J. Guilbert, L. Boschi, and D. Giardini (2009), Tomography of the Alpine region from observations of seismic ambient noise, *Geophys. J. Int.*, *178*, 338–350, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04132.x.

Tanimoto, T., S. Ishimaru, and C. Alvizuri (2006), Seasonality in particle motion of microseisms, *Geophys. J. Int.*, *166*, 253–266, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.02931.x.

Toksöz, M. N., and R. T. Lacoss (1968), Microseisms: Mode structure and sources, *Science*, *159*, 872–873, doi:10.1126/science.159.3817.872.

Yang, Y., and M. H. Ritzwoller (2008), Characteristics of ambient seismic noise as a source for surface wave tomography, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, *9*, Q02008, doi:10.1029/2007GC001814.

Yang, Y., M. H. Ritzwoller, A. L. Levshin, and N. M. Shapiro (2007), Ambient noise Rayleigh wave tomography across Europe, *Geophys. J. Int.*, *168*, 259–274, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03203.x.

M. Campillo, F. Hubans, and A. Paul, Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Maison des Géosciences, BP 53, F-38041 Grenoble CEDEX 9, France. (Michel.Campillo@ujf-grenoble.fr; fabien.hubans@obs.ujf-grenoble.fr; Anne.Paul@obs.ujf-grenoble.fr)

M. Landès and N. M. Shapiro, Équipe de Sismologie, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 place Jussieu, F-75252 Paris, France. (landes@ipgp.jussieu.fr; nshapiro@ipgp.jussieu.fr)

Chapitre 2

Analyse du bruit des données SIMBAAD : formation de voie et corrélations

Dans cette partie, nous utiliserons le terme de "formation de voie" pour parler de la méthode (*Beamforming*), mais également pour parler des résultat obtenus (*Beamformer*).

Dans la partie précédente, la formation de voie a été utilisée sur les corrélations de bruit de plusieurs réseaux ce qui a permis de localiser des sources d'onde P en océan profond dont les positions varient avec la saison. Cette observation est conforme avec le modèle de génération des ondes sismiques pour le premier pic micro-sismique et les observations de ces sources par *Stehly et al*. (2006).

Nous présenterons donc le principe de cette méthode utilisée parfois en sismologie sur les enregistrements de bruit pour retrouver les positions des sources de bruit (*Roux and Kuperman* (2004); *Gerstoft et al*. (2006); *Harmon et al*. (2008). Appliquer la formation de voie pour analyser les sources de bruit sur une grande période de temps avec une grande quantité de stations est complexe. L'utilisation des corrélations permet de simplifier ce traitement car elle mesure directement les déphasages entre les stations et ajoute une information statistique sur la présence moyenne d'une source. Nous montrerons que la formation de voie appliquée aux corrélations permet de retrouver les caractéristiques des sources de bruit. Ensuite, grâce à des signaux synthétiques, nous observerons que l'utilisation des corrélations pour la formation de voie améliore la résolution. Enfin nous utiliserons cette méthode sur les données de SIMBAAD pour identifier les différentes sources de bruit enregistrées. Nous ferons une conclusion sur l'utilisation de ces enregistrements de bruit pour la tomographie de la croûte dans la région Egée-Anatolie.

2.1 La formation de voie : principe

La formation de voie est une technique qui permet de retrouver les propriétés de la propagation d'une onde dans un milieu en utilisant un réseau de capteurs. Cette méthode calcule les coefficients de corrélation entre des données synthétiques (réplicas) et les données réelles en fonction des propriétés de l'onde synthétique propagée. Lorsque les propriétés de l'onde simulée sont conformes aux observations, les réplicas sont semblables aux données et le coefficient de corrélation est grand. A l'inverse si les réplicas et les données sont différents, le coefficient de corrélation est faible. Cette méthode est appelée formation de voie en acoustique peut être rapprochée de l'analyse FK ou de l'analyse de réseau selon *Capon* (1969) en sismologie.

Soit un réseau de capteurs C_j qui enregistrent chacun un signal d_j. Dans l'espace des fréquences, on simule la loi de retard en faisant varier les propriétés s des ondes entre chaque station par le réplica : $r_j^s(\omega) = \mathrm{e}^{-2i\pi\omega\Delta_j^s t}$ avec $\Delta_j^s t$ le retard (ou temps de propagation) entre le capteur C_j et la station de référence du réseau. Pour chaque fréquence ω, la probabilité de présence d'une onde avec les propriétés s est donné par la somme des coefficients de corrélations entre les réplicas et les données :

$$P(s,\omega) = \left(\sum_j r_j^s(\omega) d_i^s(\omega) \right)^2 .$$

Lorsque la loi de retard utilisée correspond à un signal, les données et les réplicas sont identiques, les coefficients de corrélation sont donc importants. A l'inverse, si la loi de retard $\Delta_j^s t$ ne correspond à aucun signal, les signaux seront différents donc $P(s,\omega)$ sera faible. Sous forme matricielle P s'écrit avec le vecteur des réplicas $r(\omega)$ et le vecteur de données $d(\omega)$:

$$P(s,\omega) = D^s(\omega) \left(D^s(\omega)\right)^t \tag{2.1}$$

avec $D^s(\omega) = \bar{r^s}(\omega)^t d^s(\omega)$, $\bar{r}$ est le conjugué de r et r^t la transposée de r.

La formation de voie permet de mesurer le vecteur d'onde qui explique le mieux les déphasages observés pour le réseau de stations. La valeur de P correspond à la somme des coefficients de corrélation croisés entre les réplicas et les données pour tous les capteurs. Dans l'espace des propriétés des ondes, cette valeur est homogène à la probabilité de présence de chaque onde. Nous pouvons noter que les valeurs absolues de P ne sont pas significatives lorsque les amplitudes des données sont normalisées et/ou que les variations d'amplitude des réplicas ne sont pas modélisées (majorité des formations de voies). Seules les variations relatives de P dans l'espace des propriétés des ondes (s) seront utiles pour connaître la probabilité de présence d'une source (ou d'une onde). En acoustique, cette méthode est classiquement utilisée pour identifier les sources, mais son utilisation reste rare en sismologie.

2.2 Utilisation des corrélations de bruit dans la formation de voie

Les corrélations permettent d'identifier des ondes qui sont enregistrées en deux stations différentes et de mesurer les décalages de temps liés à leurs propagations entre les deux stations. Or la formation de voie est une méthode d'identification des ondes à partir des mesures de délais de propagation, par conséquent cette technique semble applicable aux corrélations. Pour la formations de voie "classique", appliquée sur les données de bruit, la recherche d'un déphasage impose que le signal soit divisé en morceaux qui correspondent chacun au déphasage global de l'onde (temps de propagation de l'onde entre la source et le réseau). La définition de ces fenêtres est très importante car il est nécessaire que le signal soit enregistré dans son intégralité pour toutes les stations. En général il est donc nécessaire de définir des fenêtres glissantes sur lesquelles la formation de voie est appliquée de manière répétée. En appliquant la formation de voie sur les corrélations, le déphasage global est supprimé. En définissant une fenêtre de signal autour du temps $t = 0$ des corrélations, toutes les ondes qui se propagent dans le réseau pourront être étudiées. La durée de corrélation utilisée et la distance entre les stations définissent la vitesse minimale qui peut être étudiée. En utilisant les corrélations, nous avons une observation globale des ondes qui se propagent à travers le réseau durant la fenêtre de temps qui correspond aux enregistrements corrélés. La quantité d'ondes présentes dans les corrélations dépend de la durée de bruit choisie. Ainsi, si la fenêtre de bruit correspond à une journée, la formation de voie sur les corrélations permettra d'étudier les ondes qui se propagent dans le réseau pendant cette durée.

La formation de voie teste la cohérence entre les corrélations et des réplicas en testant l'alignement des phases pour différents déphasages qui dépendent du vecteur d'onde. Cet alignement est sans ambiguïté lorsque la distance entre les stations est inférieure à la longueur d'onde. Mais, si les distances sont grandes, alors une incertitude apparaît sur l'alignement des phases. Cette incertitude se traduit par l'existence de plusieurs vecteurs d'onde qui donnent des cohérences identiques. On dit alors que la formation de voie présente des lobes de réseaux. La formation de voie est dégradée lorsque la distance entre les paires de stations est grande par rapport à la longueur d'onde car plusieurs vecteurs d'onde donneront une bonne cohérence. La formation de voie devient alors homogène et aucune onde ne peut être identifiée. Si l'on utilise des corrélations dont les distances sont peu supérieures à la longueur, alors des lobes de réseau apparaissent. En utilisant des informations a priori sur la vitesse, nous pouvons séparer le véritable signal des lobes secondaires. Ces lobes de réseau imposent donc de sélectionner les distances maximales des paires de stations qui seront utilisées pour la formation de voie.

En acoustique, la loi de retard dépend du nombre d'onde que l'on projete selon deux axes

horizontaux $(\vec{x}, \vec{y})$. Dans notre étude nous décomposerons le vecteur d'onde selon une direction dans le plan horizontal (azimut) et selon une vitesse apparente. Dans le cas où le signal observé est une onde de volume, la vitesse utilisée lors de la formation de voie est la vitesse apparente de l'onde dans le plan horizontal. Si l'onde est une onde de surface alors cette vitesse sera la vitesse de phase du signal (sous réserve que l'observation n'est pas faite sur un des lobes secondaire).

Le paragraphe suivant explique comment nous pouvons calculer la loi de retard pour les corrélations de bruit.

Pour notre étude, les sources sont lointaines, donc les ondes incidentes sont considérées comme planes. La figure 2.1 présente la géométrie du problème pour le calcul de la loi de retard. L'onde incidente plane est représentée par le front d'onde rouge et sa direction de propagation est définie par l'angle Az_W. Les stations A et B sont distantes de D_{AB} et l'azimut de cette paire de stations est Az_{Corr}.

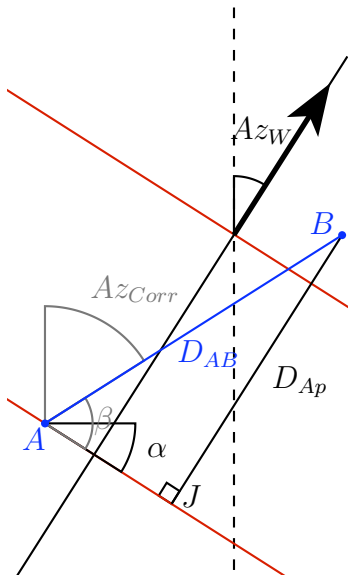

FIGURE 2.1 : *Géométrie pour le calcul de la loi de retard dans le cas des corrélations*

Pour un milieu homogène où l'onde se propage à la vitesse c le retard entre les stations A et B est : $\Delta t_{AB} = t_B - t_A = \frac{D_{Ap}}{c}$ où $D_{ap} = D_{AB}\sin(\beta)$ puis

$$\Delta t_{AB} = \frac{D_{AB}}{c}\cos(Az_W - Az_{Corr}).$$

Ce délai peut donc prendre des valeurs négatives et positives et il est normalisé par : $\frac{D_{AB}}{c}$.

La loi de retard pour les corrélations dépend de l'azimut et de la distance entre les stations. Si les distances entre les paires de stations sont petites, alors les variations des temps de propagation

avec l'azimut sont faibles. Par conséquent, la formation de voie sur ces courtes distances ne pourra pas résoudre correctement les variations azimutales. Pour avoir une bonne résolution de la formation de voie, il est donc important de sélectionner les corrélations dont la distance n'est pas trop petite. Cette incertitude sur l'azimut s'oppose à l'effet des lobes de réseaux qui sont présents lorsque la distance est supérieure à la longueur d'onde. Pour prendre en compte ces deux effets, nous avons donc choisi de sélectionner les corrélations dont les distances sont proches de trois périodes et de tester des gammes de vitesse restreintes. De cette manière, nous espérons avoir une bonne résolution azimutale et limiter la présence de lobes de réseaux dans les formations de voie.

Pour la formation de voie sur les corrélations, seules les positions relatives sont importantes. Il est donc possible d'utiliser des paires de stations éloignées les unes des autres mais dont la distance inter-station est similaire et comprise dans la gamme fixée. Cette utilisation de paires de stations éloignées est correcte si la vitesse de propagation entre les paires de stations est identique et si les ondes enregistrées sont les mêmes ondes planes (sources lointaines).

2.3 Beamforming sur des corrélations synthétiques

On utilise un réseau fictif de 169 capteurs numérotés répartis sur une maille carrée de 5 km réparties sur un carré de 60 km.

2.4 Présentation des données synthétiques

Sur les données synthétiques du bruit aléatoire uniforme définit par $s_B(t)$ de la forme : $s_B(t) = U(-1,1) * lvl * Max_s$, avec Max_s le maximum d'amplitude du signal non bruité, lvl le niveau moyen du bruit souhaité (n %) et $U(-1,1)$ la loi uniforme entre -1 et 1.

A partir de ces 169 stations, 14196 inter-corrélations peuvent être calculées puis utilisées pour la formation de voie. Seul 12 % (en nombre $10 * 169$) corrélations sont conservées lors des simulations. En limitant le nombre de corrélations conservées nous souhaitons limiter le temps de calcul et simuler les erreurs possibles sur les stations. De plus, si la méthode fonctionne pour un pourcentage de corrélations aussi faibles, elle fonctionnera encore mieux lorsque le pourcentage de signaux utilisés sera plus grand. Les corrélations conservées sont tirées aléatoirement parmi les 14196 possibles et changent entre chaque simulation. Parmi toutes les corrélations calculées seules celles dont la distance inter-station est comprise dans une gamme de distance sont conservées. La fenêtre de distance est $[D_{min};\ D_{max}]$ avec $D_{min} = 3 * v_{min} * T_{min} - 50$ et $D_{max} = 3{*}v_{max}{*}T_{max}{+}50$. Dans ces formules, gamme de vitesse est définie par $v \in [v_{min};\ v_{max}]$

et la gamme de période par $T \in [T_{min};\ T_{max}]$. Cette sélection permet de diminuer l'effet des courtes distances inter-stations qui apportent peu d'information sur la variation azimutale et de vitesse et supprime les longues distances pour lesquelles la cohérence des signaux est faible (hypothèses d'onde plane, de vitesse homogène non-valables et problèmes des lobes de réseau).

Pour chaque corrélation sélectionnée, nous sélectionnons une fenêtre temporelle de corrélation qui contient toutes les ondes ayant une vitesse comprise dans notre gamme de recherche. Cette fenêtre dépend de la distance inter-station maximale utilisée (D_{max}) et de la vitesse minimale considérée. Dans cette étude de données synthétique nous avons choisit une vitesse minimale de 1 $km.s^{-1}$ et nous avons ajouté une marge de "sécurité" (50 s). Dans cette simulation, les portions de signaux conservés sont donc compris dans la fenêtre $[-\frac{D_{max}}{1} - 50, \frac{D_{max}}{1} + 50]$ (vitesse de 1 $km.s^{-1}$) qui est représentée sur la figure 2.2 par les lignes rouges.

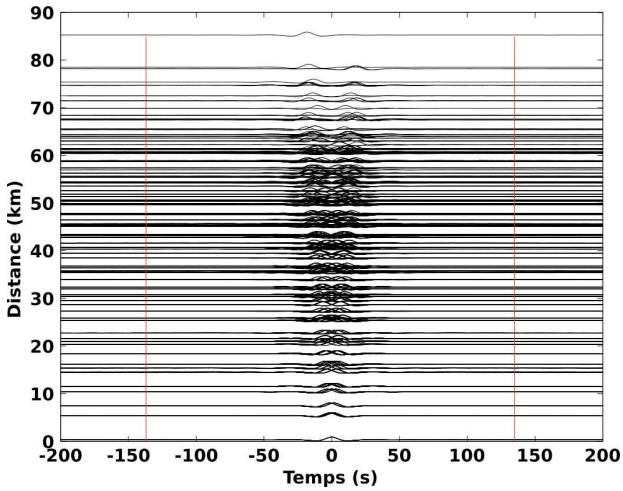

FIGURE 2.2 : *Corrélations calculées à partir des donnés synthétiques pour une onde se propageant à 3.1 $km.s^{-1}$ dans la direction 181°en fonction de la distance inter-station. Les lignes rouges correspondent à la fenêtre temporelle utilisée pour la formation de voie déterminée en fonction de la distance maximale : $D_{max} = 85\ km$*

La sélection de cette fenêtre a pour objectif de limiter l'effet des corrélations croisées entre différentes ondes (multiplexage) qui pourraient dégrader la formation de voie.

2.5 Formation de voie avec une seule source

La formation de voie est appliquée sur les données synthétiques (figure 2.3(a)) en utilisant seulement 1690 ($\approx 11.9\%$) des corrélations possibles (figure 2.3(b)).

Ces deux figures montrent que l'on retrouve la direction et la vitesse de propagation de l'onde

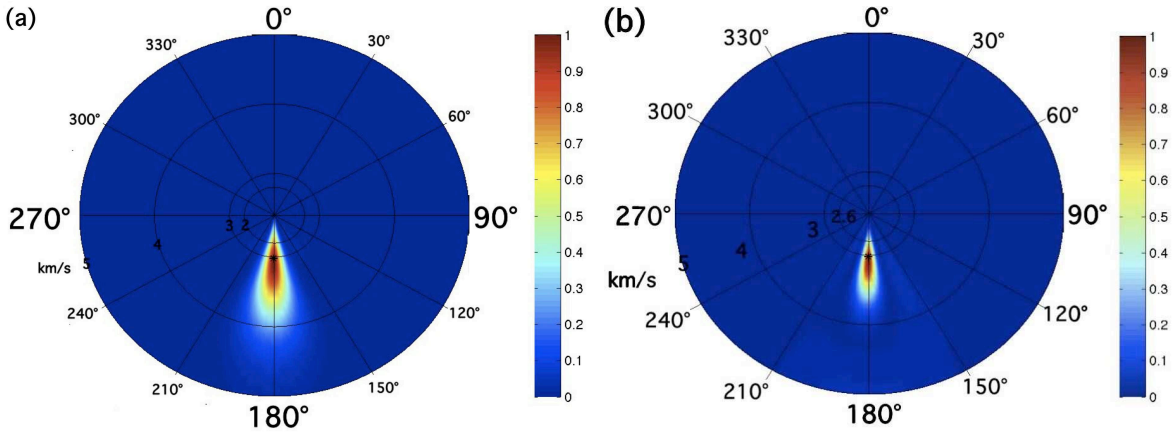

FIGURE 2.3 : *Comparaison des formations de voies appliquées sur les données synthétiques (a) et les corrélations de données synthétiques (b) pour une onde plane qui se propage à 3.1* $km.s^{-1}$ *vers 181°N. Les caractéristiques synthétiques de l'onde simulé sont symbolisé par l'étoile noire*

en appliquant la formation de voie sur les signaux (figure 2.3(a)) ou sur les corrélations (figure 2.3(b)). L'ondes se propage avec un azimut de 181°N, les sources se trouvent à 1°N (back-azimut). L'extension de la zone ayant une forte probabilité de présence est moins grande lorsque la formation de voie est appliquée aux corrélations plutôt qu'aux signaux, la résolution est donc meilleure. Cette amélioration de l'image obtenue s'explique tout d'abord par le nombre de signaux utilisés. 1690 corrélations sont utilisées pour la formation de voie contre 169 signaux temporels bruts. De plus, la corrélation permet de faire ressortir les signaux cohérents entre deux enregistrements. Le rapport signal sur bruit est donc plus grand dans les corrélations que dans les signaux bruts.

En ajoutant du bruit uniforme aléatoire d'une amplitude égale à 40% du maximum de l'amplitude du signal, on constate que la direction et la vitesse de propagation des ondes sont retrouvées avec la formation de voie sur les signaux (figures 2.4(a)) et sur les corrélations (figures 2.4(b)). Cependant, la résolution de la formation de voie faite sur les corrélations est meilleure que celle obtenue à partir des signaux de bruit bruts.

Pour une seule source de bruit, appliquer la formation de voie sur les enregistrements ou les corrélations de bruit ne change pas beaucoup le résultat. Les images obtenues sont identiques et permettent de retrouver correctement les caractéristiques des sources. L'utilisation des corrélations améliore légèrement la résolution des images surtout en présence de bruit.

Nous allons maintenant voir qu'il est possible de retrouver plusieurs ondes qui se propagent dans le milieu grâce à la formation de voie appliquée aux corrélations.

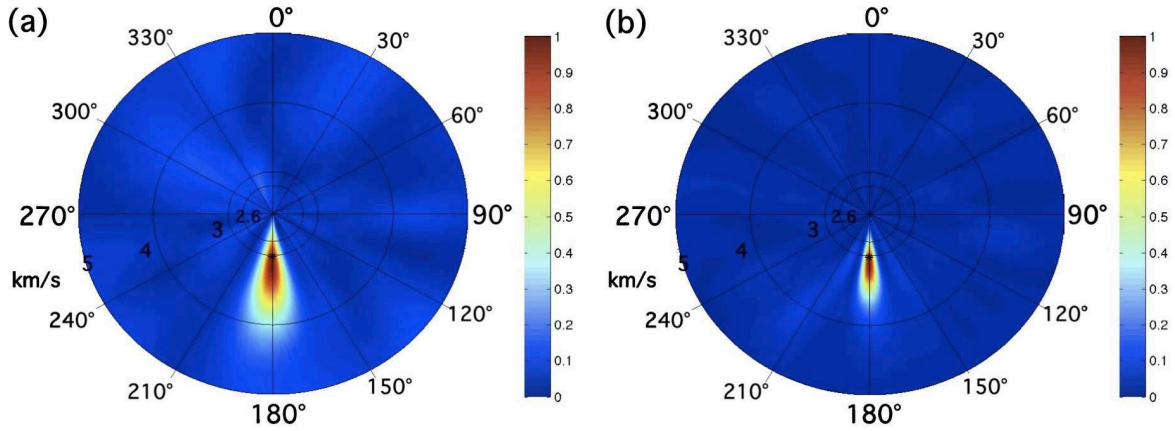

FIGURE 2.4 : *Comparaison des formations de voie appliquées sur les données synthétiques (a) et les inter-corrélations (b). Les données synthétiques sont obtenues pour une onde qui se propage à 3.1 $km.s^{-1}$ vers 181°N puis bruitées à 40% du maximum de l'amplitude*

2.6 Formation de voie pour des données synthétiques avec des sources multiples

Les ondes associées à chaque source sont émises à des temps différents et nous considérerons 2 cas. Dans un premier temps, nous simulerons le cas où les ondes sont enregistrées sur le même signal temporel initial à des temps différents (corrélations croisées entre les signaux). Dans un second temps, les ondes serons enregistrées sur deux signaux différents qui seront corrélés indépendamment puis la formation de voie est appliquée à la somme des deux corrélations (pas de corrélations croisées).

Nous simulons deux ondes plane d'azimuts 207°N et 181°N qui arrivent respectivement à $t = 72\ s$ et $t = 375\ s$ à la station de référence (position $(0, 0)$). Du bruit uniforme aléatoire d'une amplitude égale à 40% du maximum du signal est ajouté à ces enregistrements. Les 169 enregistrements sont corrélés et 1690 corrélations sont conservées pour la formation de voie. Les figures 2.5(a) et 2.5(b) sont les résultats des formations de voie obtenues respectivement pour les signaux et les corrélations.

En comparant ces deux figures, nous pouvons constater que la formation de voie sur les enregistrements ne permet pas d'identifier facilement les ondes qui se propagent (figure 2.5(a)). En appliquant la formation de voie à une partie des corrélations de ces signaux les deux ondes sont séparées et identifiées (figure 2.5(b)). La résolution de cette image est de bonne qualité, alors qu'on utilise qu'une partie des corrélations disponibles. En utilisant plus de corrélations, la résolution s'améliore car l'information devient redondante. Nous pouvons noter que bien que les

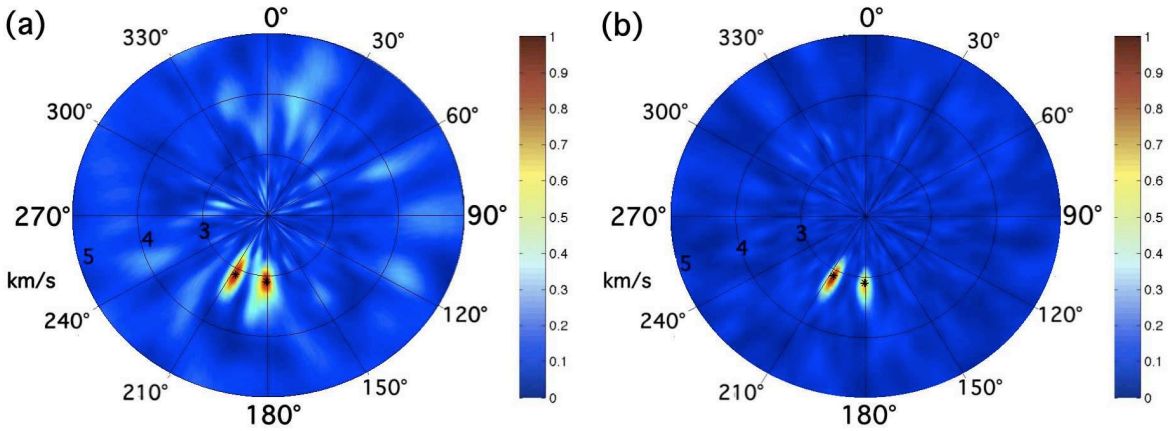

FIGURE 2.5 : *Comparaison des formations de voie appliquées aux signaux synthétiques bruités à 40% (a) et aux inter-corrélations (b) pour deux ondes qui se propagent à 3.1* $km.s^{-1}$ *dans les directions 181°N et 207°N*

corrélations contiennent des termes croisés entre les deux signaux, les directions principales des sources sont retrouvées. Ces termes croisés expliquent la distribution azimutale des sources de bruit.

Dans le cas où les ondes de deux sources sont enregistrées sur le même signal, la formation de voie appliquée sur les corrélations permet de mesurer leurs vitesses et leurs directions de propagation malgré la présence de terme croisés. Considérons maintenant deux ondes enregistrées sur des signaux indépendants, les corrélations sont calculées indépendamment pour chaque onde. La formation de voie est appliquée sur la somme de ces corrélations et le résultat est présenté sur la figure 2.6. Dans ce cas, il n'y a pas de corrélations croisées entre les deux signaux synthétiques. Pour cette simulation, les sources sont toujours dans la même direction (181 °et 207°) et le niveau de bruit est toujours de 40%.

Les azimuts et vitesses mesurés sont conformes avec les valeurs utilisées pour la simulation. Bien que les corrélations soient calculées indépendamment pour les deux ondes puis sommées, les directions et les vitesses de propagation des deux ondes sont retrouvées.

Lorsque la formation de voie est appliquée à la somme des corrélations de deux fenêtres de temps contenant chacune une onde différente, les propriétés des deux ondes sont retrouvées. De plus, la résolution de la formation de voie est meilleure que lorsque la formation de voie est appliquée sur la corrélation d'une seule fenêtre de temps qui contient les deux ondes. La différence de résolution s'explique par l'amélioration du rapport signal sur bruit. Lorsque les deux ondes sont enregistrées par un signal, des termes croisé apparaissent dans la corrélation ce qui diminue le rapport signal sur bruit. Inversement, lors de la somme de deux corrélation le niveau de bruit est diminué d'un facteur $\sqrt{2}$ ce qui contribue également à améliorer le rapport

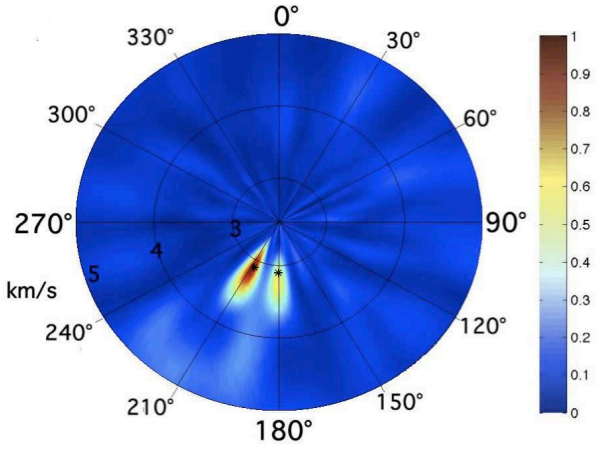

FIGURE 2.6 : *Formation de voie appliquée sur la somme de deux corrélations indépendantes chacune issue de signaux ayant enregistré une source (pas de corrélations croisées entre les signaux)*

signal sur bruit.

Mais, dans les deux cas, la résolution des formations de voie est suffisante pour retrouver les propriétés des deux ondes. De plus, si une source stable est présente sur les deux enregistrements (même direction mais temps initiaux différents) alors les deux corrélations seront en phase. Le rapport signal sur bruit de cette onde dans la somme des corrélation sera donc amélioré et donc la résolution de la formation de voie augmentée. En utilisant la formation de voie sur les corrélations, les sources stables seront donc favorisées car elles se sommeront en phase alors que les signaux de sources instable ne seront pas en phase.

En conclusion, l'utilisation des corrélations sur une périodes donnée permet de retrouver les vitesses et directions de propagation de toutes les ondes enregistrées pendant cette période tout en favorisant les sources stables.

2.7 Bilan et conclusion sur la formation de voie appliquée aux corrélations

Comme nous l'avons montré précédemment, la formation de voie appliquée aux corrélations permet d'éliminer le temps de parcours absolu de l'onde. Pour identifier une source, il n'est donc plus utile de sélectionner une fenêtre de signal autour d'un temps d'arrivée. L'utilisation de la corrélation permet donc d'identifier toutes les ondes enregistrées durant la fenêtre de temps utilisée pour le calcul de la corrélation. En sommant les corrélations sur différentes fenêtres de temps, les sources stables seront préférentiellement retrouvées (augmentation du rapport signal

sur bruit dans les corrélations). La comparaison entre les figures 2.5 et 2.6 montre que même si les deux sources de bruit sont enregistrées sur deux fenêtres de temps différentes alors la résolution de la formation de voie appliquée à la somme de corrélations est meilleure que celle obtenue à partir d'une seule corrélation. Ce qui signifie qu'il est plus intéressant de calculer les corrélations sur des fenêtres de courtes durées de calculer la somme de ces corrélations. Utiliser la formation de voie sur les corrélation apporte une information sur la présence moyenne d'une source durant une période donnée.

De plus, appliquer la formation de voie sur les corrélations permet d'avoir une meilleure résolution qu'avec les signaux de bruit. Le nombre important de signaux utilisés pour la formation de voie avec les corrélations par rapport à la formation de voie sur les enregistrements bruts explique en partie l'amélioration de la résolution observée. La seconde explication est liée à la cohérence entre les corrélations qui est supérieure à la cohérence entre les signaux. Dans tous les tests sur des données synthétiques, nous avons défini le rapport entre l'amplitude du bruit et l'amplitude maximale du signal or nous avons constaté que la qualité de la reconstruction dépend également de la taille de la fenêtre de signal corrélé. Pour quantifier le bruit il aurait été plus juste de parler du rapport entre l'énergie du signal et l'énergie du bruit.

Pour la formation de voie classique, le réseau doit être peu étendu par rapport à la longueur d'onde du signal étudié. Dans la formation de voie sur les corrélations, seules les positions relatives des stations sont importantes (distances inter-station et azimuts). En sélectionnant les paires de stations avec un critère sur la distance inter-station, les couples sélectionnés peuvent être éloignés. Cependant, il est nécessaire que l'onde corrélée pour toute les paires ait les mêmes propriétés (azimut et vitesse). Le milieu doit donc être homogène entre les paires de stations et les sources loin de toutes les paires.

D'autre part, la formation de voie résout les déphasages entre les répliquas et les corrélations. Pour éviter des sauts de phases, il est nécessaire que la distance entre les stations de chaque paire soit de l'ordre de la longueur d'onde. Dans le cas contraire, des sauts de phase entre les réplicas et les données génèrent des multiples dans la formation de voie (lobes de réseau). Pour un azimut, ces multiples se rapprochent en vitesse lorsque la distance entre les stations augmente par rapport à la longueur d'onde. Pour être capable de retrouver les propriétés des ondes, ces multiples ne doivent pas interférer avec le véritable signal. Pour éviter ces problèmes, la distance entre les stations ne doit donc pas être trop grande par rapport à la longueur d'onde. Mais, la résolution de l'azimut est plus précise lorsque les distances entre les stations sont grandes. Pour faire la formation de voie à partir des corrélations, il est donc nécessaire de sélectionner les distances entre les paires de stations utilisées. Lorsque les distances seront trop grandes, la résolution sera mauvaise et lorsque les distances sont trop courtes également. Cette condition sur les distances est très importante et nous verrons son effet avec la formation de voie avec les données de SIMBAAD

pour le second pic micro-sismique (7 s).

L'utilisation de la formation de voie sur les corrélations permet donc de simplifier le traitement pour analyser les sources de bruit durant une grande période pour un grand réseau. De plus, la résolution obtenue semble meilleure en appliquant la formation de voie sur les corrélations plutôt que sur les enregistrements de bruit. Cependant, pour que cette technique fonctionne il est important de sélectionner correctement les corrélations en fonction de la distance inter-stations.

Enfin cette technique s'applique sur les corrélations de bruit, il est donc possible de l'appliquer sur différentes composantes du tenseur de corrélations. En sélectionnant les composantes du tenseur de Green utilisées, il est possible de sélectionner le type d'onde dont la source est recherchée.

2.8 Origine du bruit enregistré en Egée-Anatolie : formation de voie sur les corrélations de bruit

La partie précédente a permis de montrer que la formation de voie appliquée aux corrélations permet de retrouver l'azimut et la vitesse apparente des ondes qui constituent le bruit. Dans cette partie, nous étudierons l'origine du bruit dans la région Egée-Anatolie en utilisant cette technique. Cette étude sera divisée en fonction des fenêtres de fréquences sur lesquelles la formation de voie sera appliquée. Nous avons choisi trois fenêtres de fréquence différentes dont l'ensemble couvre entièrement la bande passante que nous utiliserons pour la tomographie (partie IV). La première fenêtre, [0.05 ; 0.1] Hz, contient le premier pic micro-sismique (14 s), la seconde, [0.1 ; 0.2] Hz, contient le second pic micro-sismique (7 s) et la dernière correspond à des sources plus basses fréquences entre [0.02 ; 0.04] Hz. Pour chaque fenêtre, la comparaison entre les formations de voie obtenues pour les composantes Z-Z et T-T permettra d'identifier le type d'onde observée. En observant les directions de propagation des ondes planes qui composent le bruit et leurs variations saisonnière, nous tenterons de mettre en relation les sources que nous observons avec les sources déjà connues.

Pour chaque gamme de période considérée, nous sélectionnons les corrélations en fonction de la distance entre les stations. La gamme de distances est déterminée par : $[3*\frac{V_{min}}{f_{max}}-\epsilon\ ;3*\frac{V_{max}}{f_{min}}+\epsilon]$ avec $[V_{min}\ ;V_{max}]$ la gamme de vitesse étudiée, $[f_{min}\ ;f_{max}]$ la gamme de fréquences et $\epsilon = 50\ km$. Ce critère permet de sélectionner les corrélations dont la distance inter-station est autour de trois périodes. Nous avons choisi cette limitation sur la distance pour limiter l'effet des lobes de réseau dans la formation de voie et pour être capable de retrouver les variations azimutales des directions de propagation des ondes.

Actuellement, deux mécanismes différents expliquent l'origine des deux pics micro-sismiques.

Selon le premier mécanisme, les ondes sont générées par un couplage direct entre les vagues et le sol. L'atténuation des variations de pressions des vagues avec la profondeur suggère donc que les sources sont localisées en milieu marin peu profond, c'est à dire le long des côtes. La période des ondes sismiques générées est identique à la période des vagues et les ondes sismiques qui sont générées correspondent principalement au premier pic micro-sismique. Le second mécanisme est basé sur les interactions non linéaires entre des vagues de même période qui se propagent dans des directions opposées. Ces interactions créent des variations de pression dans la colonne d'eau qui génèrent des ondes sismiques sur le fond océanique. L'amplitude de ces variation de pression ne diminuent pas avec la profondeur par conséquent ce type de source peut se trouver n'importe où dans les océans. La période des ondes sismiques générée par ce phénomène est alors la demi-période dominante des vagues et correspond donc principalement au second pic micro-sismique (7 s). Cependant, pour certaines profondeurs des phénomènes de résonances peuvent se produire, l'énergie des ondes sismiques créées est alors plus importante. Dans ces deux mécanismes, tous les types d'ondes sismiques peuvent être générées, mais selon le mécanisme les sources sont principalement le long des côtes ou n'importe où dans les océans.

Dans toute cette partie, la formation de voie sera appliquée sur les moyennes mensuelles des corrélations journalières de bruit. Ainsi, nous essayerons d'identifier les ondes stables pour chaque mois et nous limiterons la quantité de signaux à traiter. De plus, nous utiliserons seulement l'année 2008 qui correspond au maximum de stations disponibles dans notre jeu de données (voir partie II). Il est important de noter que les paires de stations utilisées pour la formation de voie peuvent varier d'un mois sur l'autre en fonction de la disponibilité des données. Ces variations dans les paires de stations utilisées pour la formation de voie implique des changement de la réponse du réseau. Pour cette raison, les amplitudes peuvent varier d'un mois sur l'autre tout comme la vitesse de l'onde.

2.9 Premier pic micro-sismique : [0.05 ; 0.1] Hz

La figure 2.7 montre les formations de voie obtenues pour les corrélations Z-Z mensuelles durant l'année 2008.

Sur cette figure deux types de résultats différents peuvent être identifiés. Le premier de Janvier à Mars et de Septembre à Décembre correspond à l'hiver pour l'hémisphère nord. Le second de Mai à Août correspond à l'été pour l'hémisphère nord. Le mois d'Avril semble être un mélange entre les images du premier et du second type. Durant l'hiver, l'onde dominante se propage à environ 3.3 $km.s^{-1}$ venant de la direction -42°N. Durant l'été, plusieurs ondes avec des vitesses comprises entre 3.4 $km.s^{-1}$ et 3.5 $km.s^{-1}$ pour des sources qui se trouvent dans les directions :

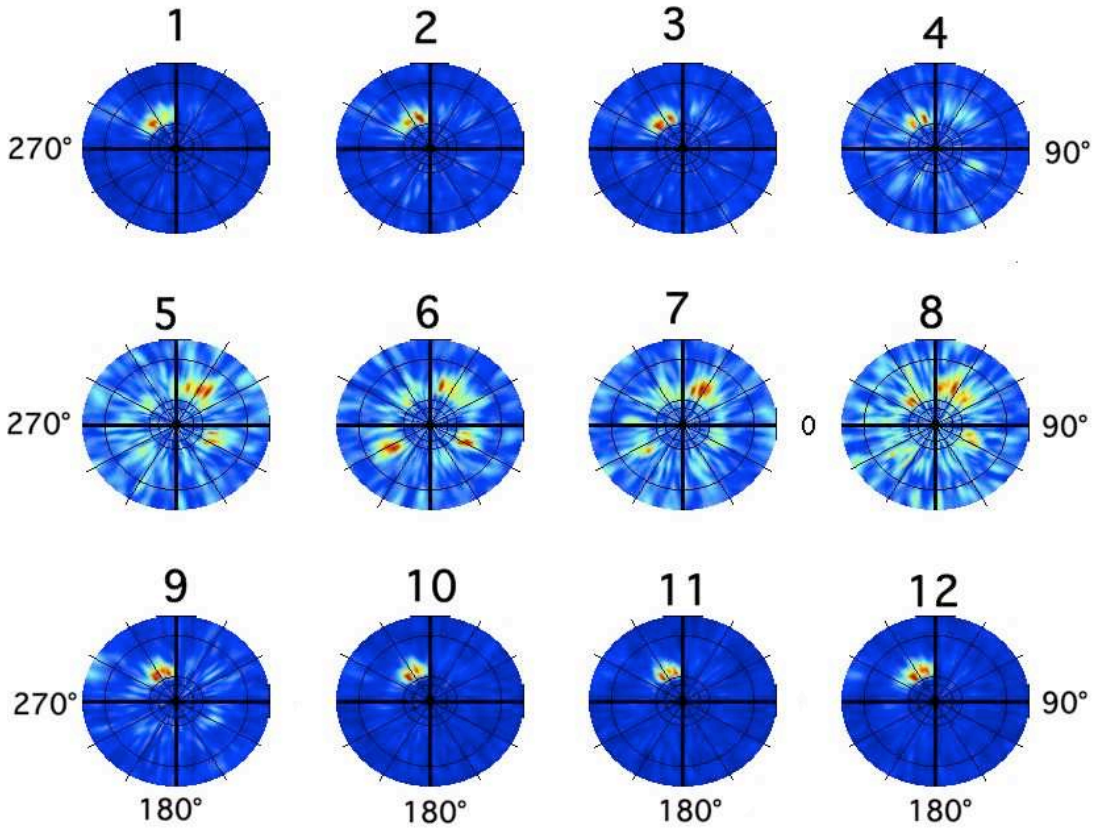

FIGURE 2.7 : *Formation de voie pour chaque mois de l'année 2008 appliqué sur la composante Z-Z du tenseur de corrélation dans la fenêtre [0.05 0.1]Hz. Les formations de voies représentent chacune les directions de propagation de l'onde en fonction de la vitesse. Les cercles concentriques représentent les vitesses de 2.6 $km.s^{-1}$, 3 $km.s^{-1}$ et 4 $km.s^{-1}$*

238°N, 28 °N et 116°N. Ces valeurs de vitesses de phase sont cohérentes avec les valeurs de vitesse de phase moyennes des ondes de Rayleigh mesurées à ces périodes par *Taciser and Kazunori* (2008). Nous pouvons noter que la vitesse varie en fonction de la saison. Ces variations de la vitesse peuvent être liée l'utilisation de paires de stations différentes pour la formation de voie de chaque mois. Le changement des paires de stations peut modifier la résolution de la formation de voie, mais également provoquer des variations de la vitesse de phase des ondes de Rayleigh qui sont associées aux régions échantillonnées.

Entre l'hiver et l'été, les positions des sources changent. En utilisant la formation de voie avec un seul réseau il nous est impossible de localiser les source de bruit. Cependant, *Stehly et al.* (2006); *Landès et al.* (2010) ont montré que les positions des sources de bruit du premier

Nom	Latitude (°N)	Longitude (°E)	Direction	Période
Indien sud	-40	90	141°	été
Australie	-30	120	125°	été
Pacific sud	-30	-120	246°	été
Groenland	70	-40	-51°	hiver

TABLE 2.1 : *Direction des différentes sources du premier pic micro-sismique par rapport au centre du réseau SIMBAAD (Lat =35°N, Long =30°E)*

pic micro-sismique se déplacent entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud en fonction de la saison. En hiver, les sources sont principalement dans l'hémisphère nord notamment au sud du Groenland. En été, les sources sont localisés dans l'hémisphère sud, notamment au niveau des dorsales de l'Océan Indien et de l'Océan Pacifique. En utilisant le centre de notre réseau, Lat = 35 °N et Long =30°E, nous pouvons calculer les directions de ces sources qui sont présentées dans le tableau 2.1.

La comparaison entre les directions que nous mesurons grâce à la formation de voie et les sources de bruit identifiées par différents auteurs, montrent des similitudes. En effet, nous retrouvons la source dominante du sud du Groenland en hiver et des sources dans l'Océan Pacifique sud et dans l'Océan Indien en été. Seule la source qui se trouve dans la direction 28°N en été est surprenante. Cette source ne correspond à pas avec une source identifiée. Cependant, la terre est sphérique, et les ondes se propagent dans les deux directions, cette source pourrait donc correspondre au sud de l'Afrique. De plus, en observant les formations de voie obtenues, il est remarquable que la résolution change énormément entre l'été et l'hiver. En hiver, les sources sont clairement identifiées avec une bonne résolution, alors qu'en été, l'énergie semble répartie selon plusieurs azimuts. Nous pouvons supposer que cette différence provient de l'utilisation de la formation de voie sur les corrélations de bruit. En effet, cette méthode favorise les sources qui sont stables dans le temps. Or, la source du sud du Groenland est très stable et très localisée car elle correspond à une région précise dans laquelle la profondeur est faible, où les tempêtes nombreuses et dont la géométrie favorise les interactions non linéaires entre les vagues. A l'inverse, les sources de l'hémisphère sud (été) se déplacent en fonction des tempêtes et sont moins localisées.

La vitesse moyenne des ondes observées durant l'année 2008 est de 3.4$\pm$1 $km.s^{-1}$ ce qui est cohérent avec la vitesse de phase des ondes de Rayleigh. Les ondes observées sont donc probablement des ondes de Rayleigh qui se propagent à travers le réseau.

La variation saisonnière des sources de bruit observée, la nature des ondes identifiées et les directions des sources suggèrent que les sources observées correspondent à celles localisée par

Stehly et al. (2006); *Landès et al*. (2010).

Les formations de voie calculées en utilisant les composantes T-T des corrélations sont présentées sur la figure 2.8.

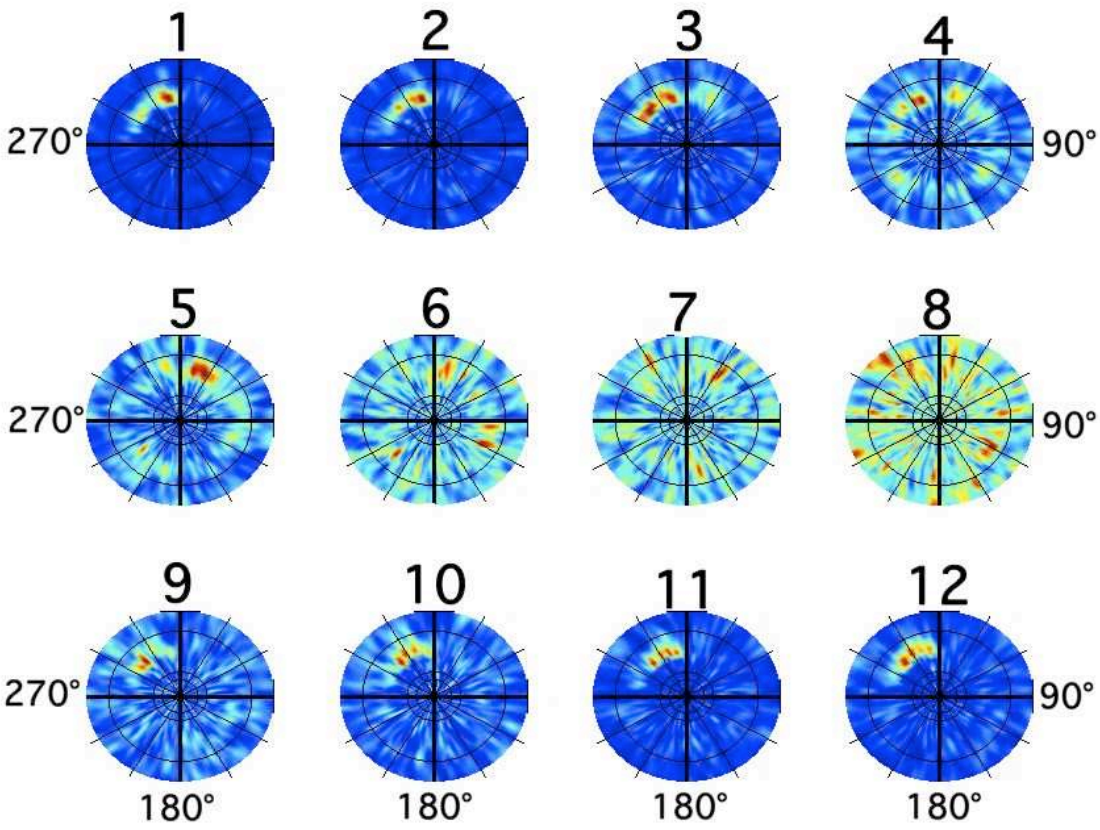

FIGURE 2.8 : *Formation de voie pour chaque mois de l'année 2008 appliqué sur la composante TT du tenseur de corrélation dans la fenêtre [0.05 0.1] Hz. Les formations de voies représentent chacune les directions de propagation de l'onde en fonction de la vitesse. Les cercles concentriques représentent les vitesses de 2.6 $km.s^{-1}$, 3 $km.s^{-1}$ et 4 $km.s^{-1}$.*

Sur la figure 2.8, les ondes observées se propagent avec une vitesse de 3.7 $km.s^{-1}$. Comme pour la composante ZZ, la résolution et les directions des sources varient en fonction de la saison. Durant l'hiver pour l'hémisphère nord, des sources très identifiables sur les formations de voie sont dans des directions comprises entre - 48 °et -11 °N. A l'inverse, durant l'été (avril - août) aucune source n'est facilement identifiable. La direction des sources durant l'hiver est semblable à celle mesurée en utilisant la composante ZZ des corrélations et cohérent avec l'idée d'une source au sud du Groenland.

En utilisant la composante T-T du tenseur de corrélation, les ondes conservées sont des ondes de Loves. En théorie, la vitesse des ondes de Love est plus grande que celle des ondes de Rayleigh, ce qui est conforme avec les observations (respectivement 3.4 $km.s^{-1}$ et 3.7 $km.s^{-1}$). Comme pour la composante ZZ, la différence de résolution entre l'été et l'hivers provient probablement de la différence de stabilité des sources de bruit. De plus, les composantes horizontales (RR, TT) du tenseur de Green ont souvent des rapports signal sur bruit inférieurs à la composante ZZ. Cette différence de rapport signal sur bruit peut expliquer la faible qualité des sources identifiées durant l'été avec cette composante.

Les directions des sources de bruit sont identiques pour les deux composantes du tenseur de Green, il est donc possible que les sources soient les même. L'utilisation d'un seul réseau de stations ne permet pas de localiser les sources de bruit, il serait nécessaire d'utiliser les informations venant de deux autres réseaux de stations pour avoir une localisation précise. En utilisant la composante TT des corrélations, nous sommes donc capable de retrouver les sources de bruit des ondes de Love. Ces sources semblent identiques aux sources d'ondes de Rayleigh que nous observons et qui sont cohérentes avec les positions des sources connues. Dans la gamme de fréquences du premier pic micro-sismique, les ondes de surface (Rayleigh et Love) semblent générées au même endroit. Ces sources de bruit sont localisées dans les zones de tempêtes où des vagues de grande amplitudes interagissent avec le fond océanique.

2.10 Second pic micro-sismique : [0.1 ; 0.2] Hz

La même méthode a été appliquée sur la composante ZZ des corrélations de bruit pour une fenêtre de fréquence contenant le second pic micro-sismique [0.1 ; 0.2] Hz (figure 2.9). Dans cette gamme de fréquences, la formation de voie donne des images moins bien résolues : aucune onde n'est facilement identifiable. Il existe trois manières d'expliquer une formation de voie homogène :

1. aucune source n'est bien identifiée
2. les sources de bruit sont locales (dans le réseau), l'hypothèse d'une onde plane qui se propage à travers le réseau est donc incorrecte
3. la distance entre les stations est trop grande donc la cohérence entre les signaux est perdue. La formation de voie sur les corrélations ne peut donc identifier aucune source et les lobes de réseau donnent une formation de voie homogène.

Les stations du jeu de données SIMBAAD sont réparties sur une grande région ce qui a deux conséquences. La première est qu'il existe peu de paires de stations dont la distance est inférieure à 100 km. Par conséquent, peu de corrélations dont la distance est comprise 10 km et

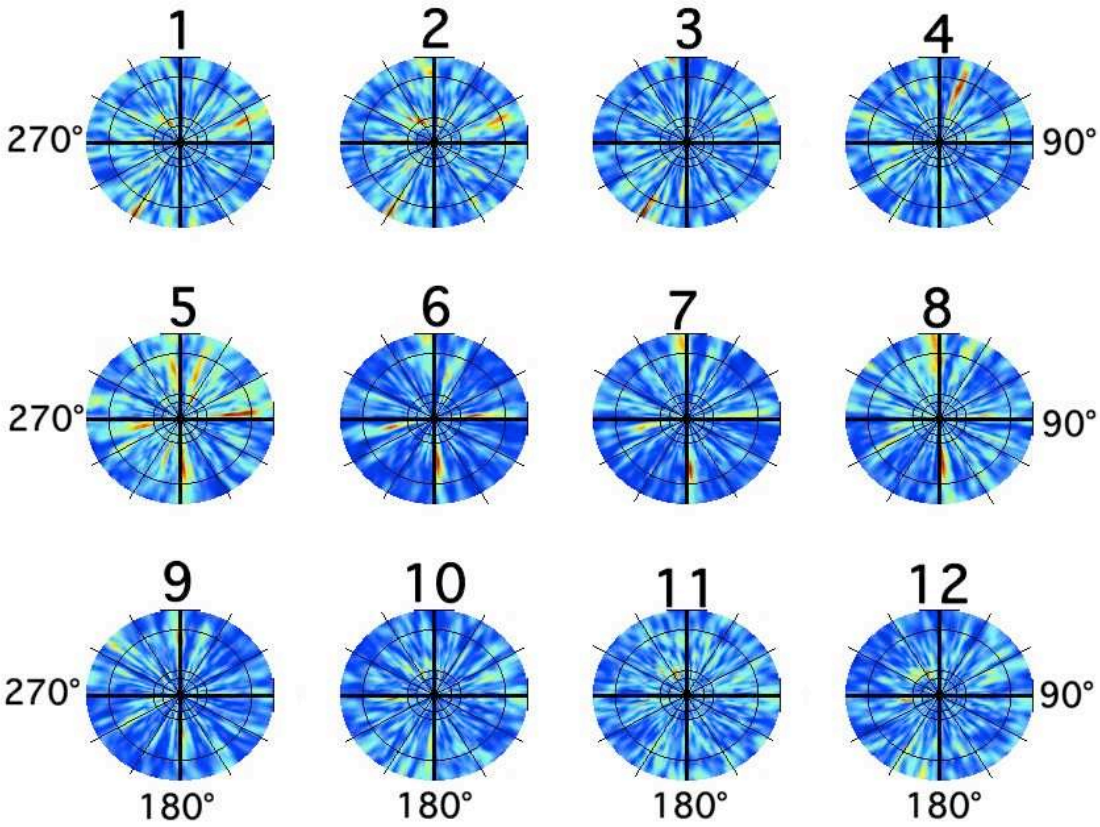

FIGURE 2.9 : *Formation de voie pour chaque mois de l'année 2008 appliqué sur la composante Z-Z du tenseur de corrélation dans la fenêtre [0.1 0.2] Hz. Les formations de voies représentent chacune les directions de propagation de l'onde en fonction de la vitesse. Les cercles concentriques représentent les vitesses de 2.6 $km.s^{-1}$, 3 $km.s^{-1}$ et 4 $km.s^{-1}$.*

90 km (moins de trois longueur d'onde pour une vitesse de 3 $km.s^{-1}$) seront disponibles pour calculer la formation de voie. Pour conserver un nombre suffisamment important de paires de stations, nous avons choisi d'utiliser les corrélations dont les distances sont comprises entre 10 et 275 km. En utilisant de grandes distances entre les stations, les lobes de réseau apparaissent et la formation de voie devient homogène. La seconde explication serait la présence d'une source très locale dans le réseau qui rendrait la condition d'une onde plane non valable.

Pour vérifier qu'il n'y a pas un effet de source locale, notamment en mer Egée, nous avons sélectionné une partie des stations du réseau. Nous avons testé différentes parties du réseau sur lesquelles nous avons appliqué la formation de voie. En sélectionnant les corrélations calculées entre les stations comprises dans le rectangle [36-42]°de Latitude Nord et [20-25]°de Longitude

Est, la formation de voie nous a donnée les résultats présentés dans la figure 2.10. Pour la fin de cette sous-partie, toutes les données utilisées correspondront aux stations se trouvant dans le sous-réseau présenté précédemment.

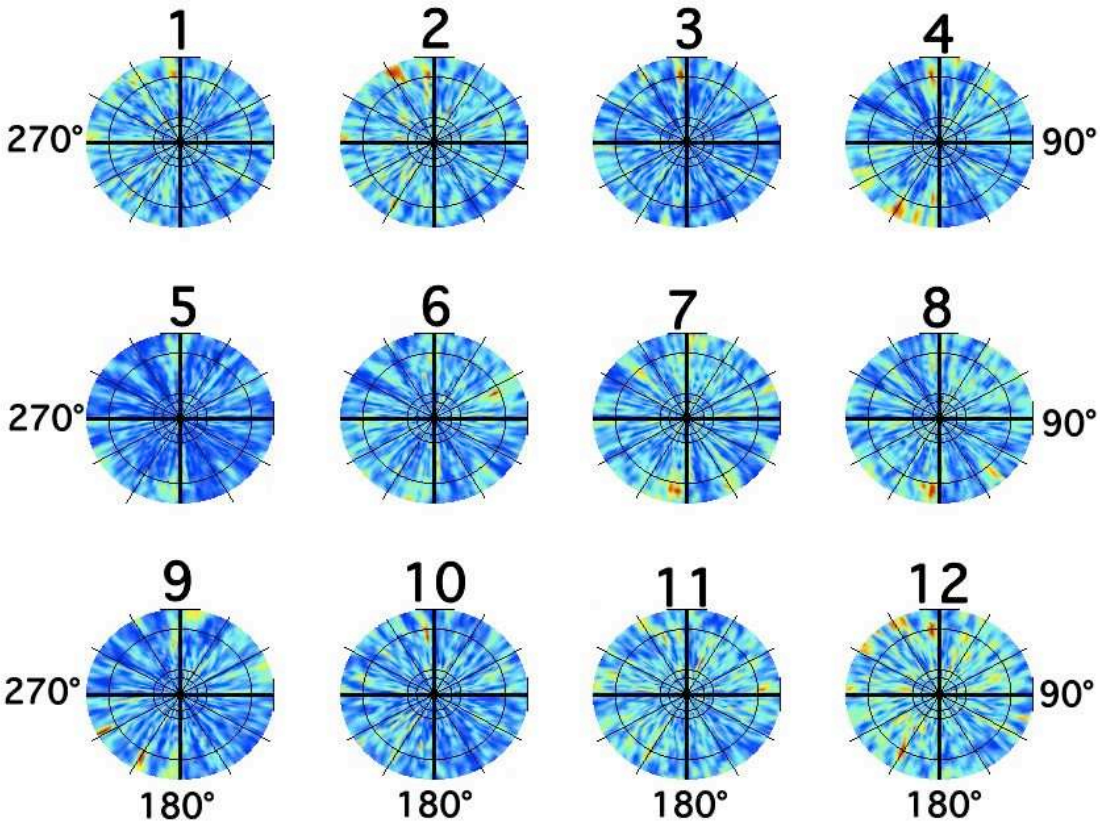

FIGURE 2.10 : *Formation de voie pour chaque mois de l'année 2008 appliqué sur la composante Z-Z du tenseur de corrélations des stations comprises entre [36-42]°de latitude Nord et [20-25]°de Longitude Est dans la fenêtre [0.1 0.2]Hz pour la gamme de vitesse [2.4 ; 4.5] $km.s^{-1}$. Les cercles concentriques représentent les vitesses de 2.6 $km.s^{-1}$, 3 $km.s^{-1}$ et 4 $km.s^{-1}$.*

Comme lors de l'utilisation de tout le réseau de données pour la formation de voie, aucune source d'onde qui se propage avec une vitesse apparente comprise en 2.5 et 4.5 $km.s^{-1}$ n'est observée. Nous avons décidé de chercher des ondes qui se propageraient avec des vitesses apparentes plus grandes, nous avons donc appliqué la formation de voie pour cette sélection de station mais en utilisant la gamme de vitesse [2.5 ; 14.5] $km.s^{-1}$. La figure 2.11 présente les résultats de la formation de voie appliqué pour chaque mois sur l'ensemble des corrélations sélectionnées.

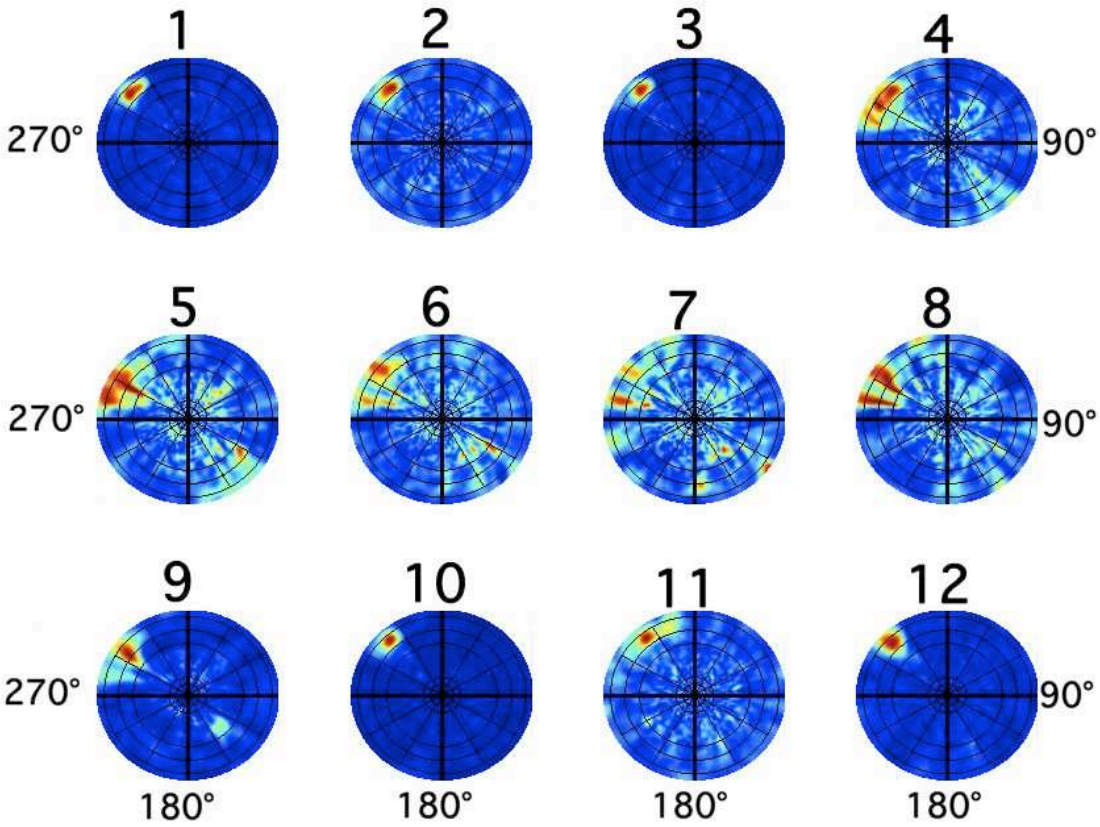

FIGURE 2.11 : *Formation de voie pour chaque mois de l'année 2008 appliqué sur la composante Z-Z du tenseur de corrélations des stations comprises entre [36-42]°de latitude Nord et [20-25]°de Longitude Est dans la fenêtre [0.1 0.2]Hz. Les formations de voies représentent chacune les directions de propagation de l'onde en fonction de la vitesse. Les vitesses varient entre 2.5 et 15 $km.s^{-1}$ et les cercles concentriques représentent les vitesses de 3 $km.s^{-1}$, 5 $km.s^{-1}$, 10 $km.s^{-1}$, 12 $km.s^{-1}$ et 14 $km.s^{-1}$.*

Pour cette gamme de vitesse, les résultats de la formation de voie ont une meilleure résolution mais qui varie avec la saison. En hiver, la résolution est très bonne et des ondes se propagent à travers le réseau avec une vitesse apparente très grande (13.2 $km.s^{-1}$) provenant de sources dans la direction -42 °N. En été, les ondes que l'on peut identifier se propagent à 13.1$km.s^{-1}$ venant de sources à -56 °N avec une énergie plus faible. A la lueur du chapitre 1 de la partie III, il est probable que cette onde soit une onde P sous le réseau de stations. Si l'on considère une onde de volume plane nous avons la relation $V_{vrai} = V_{ap} * \sin(i)$ avec V_{vrai} la véritable vitesse de l'onde dans le milieu de propagation, V_{ap} la vitesse apparente et i l'angle d'incidence de l'onde

par rapport à la verticale. Supposons que l'onde observée ici soit une onde P qui se propage à une vitesse $V_{vrai} = 6\ km.s^{-1}$ alors l'angle d'incidence calculé est de 27 °. Cette valeur est cohérente avec celles mesurées dans le chapitre 1 de la partie III. A grande vitesse, la longueur de cohérence augmente, et les lobes secondaires sont alors plus éloignés et ne dégradent plus la formation de voie. L'observation d'une bonne cohérence du signal à grande vitesse suggère donc que l'homogénéité de l'image observée pour cette gamme de périodes à faibles vitesses est liée à des problèmes de lobes de réseau.

En conclusion, pour le second pic micro-sismique, l'énergie provient principalement des ondes P qui arrivent sous le réseau comme démontré dans le chapitre 1 de la partie III et confirmé par les formations de voie de la figure 2.11. Les directions de ces sources varient avec la saison, mais n'ayant des observations que pour un réseau, il nous est impossible de localiser précisément ces sources. En hiver, la direction de la source dominante est identique avec celles observées pour les ondes de Rayleigh et les ondes de Love observées dans le premier pic micro-sismique, les sources pourraient donc être les mêmes. Dans la gamme de vitesse qui correspond aux ondes de surface, aucune source n'a été clairement identifiée. Nous avons tenté de localiser des sources locales en divisant le réseau mais cela n'a donné aucun résultat. Dans toutes ces formations de voie, la distance entre les stations pour les paires de corrélation utilisées est supérieure à la longueur d'onde. Pour le second pic micro-sismique, nous avons utilisé des paires de stations dont la distance est comprise 10 et 275 km. Les distances entre les stations sont très grandes par rapport à la longueur d'onde, ce qui provoque une perte de résolution de la formation de voie par l'apparition de lobes de réseau. Lorsque la vitesse augmente (cas des ondes P), la longueur d'onde augmente, et donc les lobes secondaires ne dégradent plus la résolution des formations de voie.

Le problème de la résolution de la formation de voie à faibles vitesses pour le premier pic micro-sismique semble donc liée à la gamme de distance des paires de stations utilisées. Mais, en utilisant les stations de SIMBAAD, il est impossible d'avoir suffisamment de paires de stations dont la distance est proche de la longueur d'onde. Nous ne pourrons donc pas identifier les sources des ondes de surface dans cette gamme de fréquences.

2.11 Ondes à basses fréquences : [0.02 ; 0.04] Hz

Le résultat de la formation de voie appliquée à la composante Z-Z du tenseur de corrélation pour la gamme de fréquence [0.02 ; 0.04] Hz est présenté par la figure 2.12 pour chaque mois de l'année 2008.

Contrairement aux deux gammes de fréquences analysées précédemment, les ondes qui se propagent à travers le réseau semblent peu varier avec la saison. L'onde qui domine dans cette

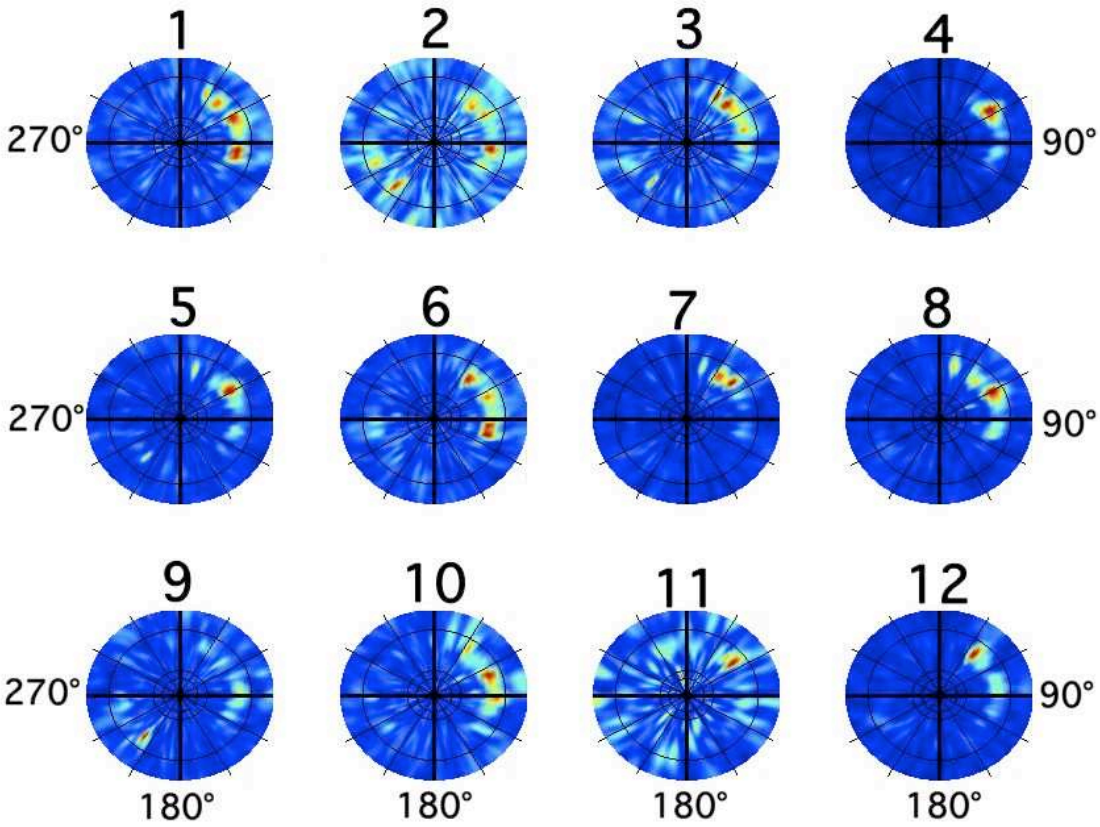

FIGURE 2.12 : *Formation de voie pour chaque mois de l'année 2008 appliqué sur la composante Z-Z du tenseur de corrélations dans la fenêtre [0.02 0.04]Hz. Les formations de voies représentent chacune les directions de propagation de l'onde en fonction de la vitesse. Les vitesses varient entre 2.5 et 4.5 $km.s^{-1}$. Les cercles concentriques représentent les vitesses de 2.6 $km.s^{-1}$, 3 $km.s^{-1}$ et 4 $km.s^{-1}$.*

étude se propage à une vitesse d'environ 3.8 $km.s^{-1}$ depuis la direction 60°N. Les sources de ces ondes sont principalement localisées dans le sud de l'Océan Pacifique. Il est remarquable que la vitesse mesurée est identique à la vitesse de phase moyenne mesurée à la même période sur des ondes de Rayleigh télésismiques (Communication orale Salaun.G). Les sources observées sont différentes par rapport à celles identifiées pour le premier pic micro-sismique (directions différentes). De plus, il ne semble pas y avoir des variations saisonnières évidentes qui pourrait être liées à la variation de la position des tempêtes dominantes.

Shapiro et al. (2006) ont identifié une source de bruit très localisée et stable dont la période est 26 s. Nous avons donc également appliqué la formation de voie sur les corrélations ZZ filtrées

dans la gamme [0.037 ; 0.04] Hz (figure 2.13).

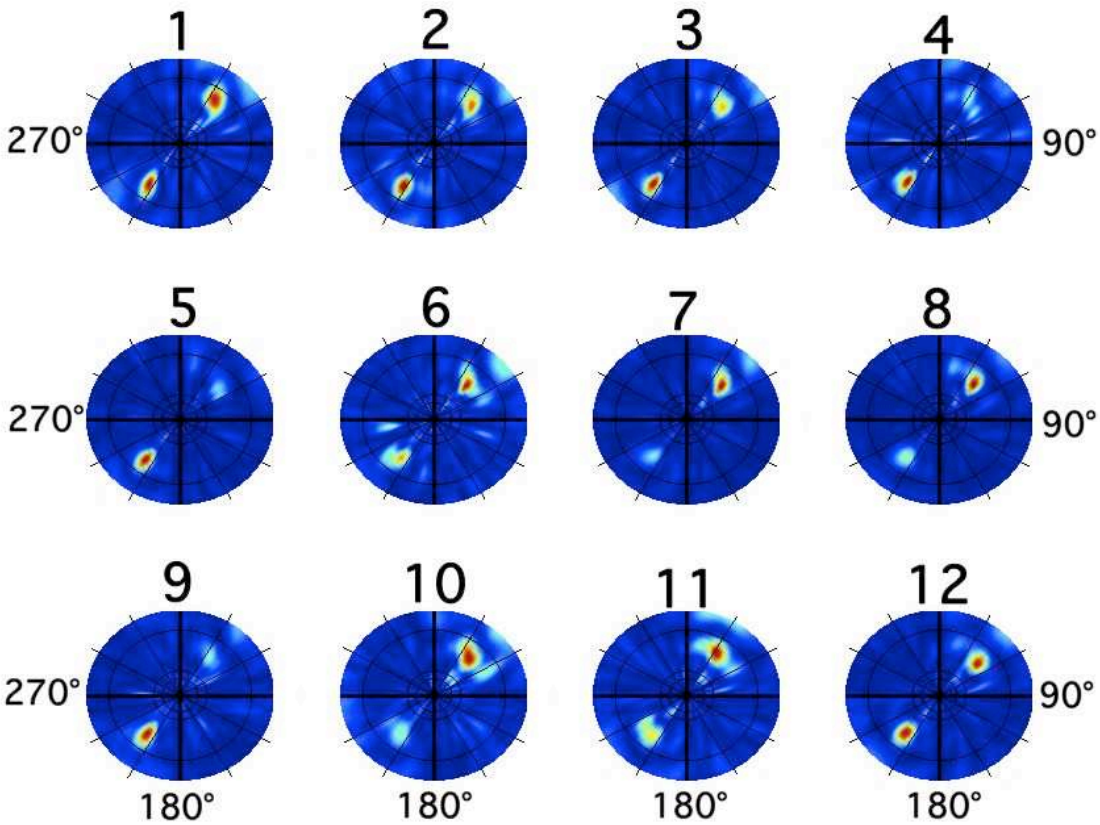

FIGURE 2.13 : *Formation de voie pour chaque mois de l'année 2008 appliqué sur la composante Z-Z du tenseur de corrélations dans la fenêtre [0.037 0.04]Hz. Les vitesses varient entre 2.5 et 4.5 $km.s^{-1}$*

Deux ondes sont facilement identifiables qui se propagent à 3.7 $km.s^{-1}$ depuis une source à 43°N et à 3.7 $km.s^{-1}$ depuis la direction -142°N. Ces deux ondes sont présentes durant tous les mois mais leurs amplitudes relatives varient. La direction -142°N pointe vers le golf de Guinée où la source de bruit à 26 s à été localisée. La direction à 43°N pourrait correspondre à la source localisé en Asie. Selon *Shapiro et al.* (2006) ces deux ondes proviennent d'une source unique localisée dans le Golfe de Guinée. Cependant, les amplitudes varient de manière indépendantes et semblent varier avec la saison de manière opposée, ce qui suggère que ces deux ondes sont émises par des sources différentes.

En utilisant la formation de voie sur les corrélations de SIMBAAD, nous avons retrouvé les positions de sources observées dans la littérature. Cependant, grâce à cette méthode nous avons

pu distinguer les sources de ondes de Love et des ondes de Rayleigh. Les directions observées sont cohérentes avec les directions de sources connues. Pour le premier pic micro-sismique, nous avons observé une variation saisonnière des positions des sources entre l'hémisphère nord (hiver) et l'hémisphère sud (été). Pour le second pic micro-sismique nous observation sont similaires à celle présentées dans le chapitre1 de la partie III, des ondes P sont générées au même endroit que les ondes du premier pic micro-sismique et les positions de ces sources varient avec la saison. Dans cette gamme de fréquence peu d'ondes de surface semblent observées. Les sources ne semblent pas être locales, ce qui signifie probablement que peu d'ondes de surface sont présentes dans cette gamme de fréquence. Grâce à la formation de voie nous avons pu retrouver les directions et vitesses de propagation de différentes ondes mais les énergies relative de chaque gamme de fréquence n'est pas évaluée. Le paragraphe suivant est une étude statistique de l'évolution de l'amplitude relative des différentes fréquences en fonction de la période.

L'analyse du bruit enregistré par les stations de SIMBAAD montre que les sources de bruit ne sont pas réparties de manière homogène autour des stations. D'après la théorie, les corrélations de bruit calculées avec ces données de bruit ne convergeront pas bien vers la fonction de Green (voir partie I). Par conséquent, les temps de propagation des ondes reconstruites dans les corrélations peuvent être différents des temps de propagation de ces mêmes ondes dans la fonction de Green. Dans la partie IV, nous présenterons une technique basée sur l'analyse de la symétrie des corrélations et l'utilisation de plusieurs corrélations qui permet de faire une tomographie de la croûte à partir des corrélations de bruit. En appliquant cette technique sur les données de SIMBAAD, nous construirons un modèle en trois dimensions de la vitesse des ondes S dans la croûte de la région Egée-Anatolie.

Quatrième partie

Tomographie de la croûte de la région Egée-Anatolie

Table des matières

1 Calcul des courbes de dispersion **143**

1.1 Tenseur de corrélation 143

1.1.1 Qu'est ce que le tenseur de corrélations ? 143

1.1.2 Observation de l'onde de Rayleigh dans le tenseur de corrélations 144

1.1.3 Observation de l'onde de Love 146

1.1.4 Les ondes de volume 146

1.2 Mesure des courbes de dispersion en vitesse de groupe 147

1.2.1 Pourquoi utiliser la vitesse de groupe ? 148

1.2.2 Principe de l'Analyse par Filtrage Multiple (AFM) 149

1.2.3 Pointé de la courbe de dispersion en vitesse de groupe 150

1.2.4 Qualité de la courbe de dispersion mesurée : critère sur l'énergie 151

1.3 Test de symétrie 152

1.3.1 Principe 153

1.3.2 Qualité des mesures 153

1.4 Comparaison avec la méthode classique 155

1.4.1 Traitement classique 155

1.4.2 Comparaison entre les courbes de dispersion obtenues classiquement et avec notre méthode 155

1.5 Bilan 158

2 Régionalisation des vitesses de groupe **161**

2.1 Principe de la régionalisation 161

2.1.1 La régionalisation des vitesses de groupe : une inversion simple 161

2.1.2 Théorie générale de l'inversion 162
2.1.3 Optimisation de l'inversion 163
2.1.4 Description des matrices utilisées pour l'inversion linéaire des temps de propagation 163
2.1.5 Modèle inverse 164
2.1.6 Poids relatifs des données et du modèle initial dans l'inversion 164
2.2 Détermination des paramètres de l'inversion 165
2.2.1 Modèle initial : vitesse de propagation moyenne 165
2.2.2 Les matrices de covariance 166
2.3 Propriétés de l'ensemble des données à inverser 167
2.3.1 Introduction 167
2.3.2 Nombre de courbes de dispersion calculées 168
2.3.3 Distribution azimutale des mesures 168
2.3.4 Qualité globale des courbes de dispersion 170
2.4 Test de résolution 171
2.4.1 Principe 171
2.4.2 Modèles synthétiques initiaux 171
2.4.3 Anomalies de grande taille : 200 km 172
2.4.4 Anomalies de taille 100 km 172
2.4.5 Intérêt de la covariance pour des données bruitées 175
2.5 Modèle initial et qualité 176
2.5.1 Modèles initiaux 176
2.5.2 Qualité de l'inversion : mesure du misfit 177
2.6 Rayleigh 179
2.6.1 Description des cartes de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh . . . 179
2.6.2 Comparaison de nos cartes de vitesses de groupe en Mer Egée avec celles de *Karagianni et al.* (2002) : validation de nos résultats 180
2.6.3 Confrontation entre les cartes de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh et la structure géologique 182
2.7 Love 185
2.7.1 Description 185
2.7.2 Comparaison avec les cartes de vitesse de groupe des ondes de Love obtenues par *Cambaz and Karabulut* (2010) 187

2.7.3 Relation entre les cartes de la vitesse de groupe des ondes de Love et la structure géologique . . . 189
2.8 Conclusion . . . 189

3 Modèle 3D de vitesse des ondes S 191
3.1 Données et paramètres . . . 192
3.1.1 Courbes de dispersion locales lissées et conservation de l'information . . 192
3.1.2 L'écart type a priori des courbes de dispersion locales . . . 194
3.1.3 Modèle initial . . . 194
3.2 Principe simple . . . 196
3.3 Résultats . . . 197
3.4 Hétérogénéité et variations spatiales . . . 199
3.4.1 Sédiments et croûte supérieure . . . 200
3.4.2 Croûte inférieure . . . 203
3.4.3 Transition croûte inférieure-manteau lithosphérique . . . 204
3.4.4 Toit du manteau lithosphérique . . . 206
3.5 Profondeur du Moho . . . 207
3.5.1 Définition du Moho à partir du modèle de vitesse d'onde S . . . 207
3.5.2 Comparaison avec les mesures en fonction récepteurs . . . 208
3.6 Epaisseur de la croûte et déformation . . . 211
3.7 Conclusion . . . 215
3.7.1 Epaisseur crustale . . . 215
3.7.2 Perspectives et améliorations . . . 216

Dans cette partie, nous utiliserons les corrélations de bruit calculées à partir des données de bruit de SIMBAAD (voir partie II) pour construire un modèle en trois dimensions de la vitesse des ondes S dans la croûte. Pour cela, dans le premier chapitre nous présenterons toutes les corrélations disponibles ainsi que la méthode utilisée pour mesurer les courbes de dispersion. Nous présenterons notamment comment l'utilisation du tenseur de corrélations complet permet de valider la qualité des observations. Dans le second chapitre, nous présenterons comment reconstruire une structure en deux dimensions de la vitesse des ondes à partir des temps de propagation. Dans ce chapitre, nous ferons également des tests sur la résolution et la qualité des données puis nous présenterons les résultats obtenus avec les données de SIMBAAD. Dans le dernier chapitre, nous présenterons la technique qui permet de reconstruire un modèle en trois dimension de la vitesse des ondes S. Nous présenterons les résultats que nous avons obtenu avec SIMBAAD sur lesquels nous ferons une analyse des structures observées.

Chapitre 1

Du tenseur des corrélations de bruit à la courbe de dispersion des ondes de surface

1.1 Les différentes ondes observées dans le tenseur de corrélation

1.1.1 Qu'est ce que le tenseur de corrélations ?

En utilisant des enregistrements de bruit obtenus avec des capteurs trois composantes, nous calculons neuf inter-corrélations croisées pour chaque paire de stations. En notant R et T les composantes radiale et transversale dans le plan horizontal et Z la composante verticale du champ de déplacement, les neufs corrélations sont : ZZ, ZR, RZ, RR, TT, ZT, TZ, RT et TR. Pour chaque paire de stations, nous définissons le tenseur de corrélations comme le tenseur qui est composé de ces neufs signaux.

La théorie montre que les parties causale et acausale des corrélations de bruit convergent vers la même fonction de Green (voir partie I, chapitre 2). Avec le théorème de réciprocité de la propagation des ondes, les tenseurs de corrélations causal et acausal sont donc identiques et égaux au tenseur de Green. Chaque composante du tenseur de corrélations peut être interprétée comme le déplacement enregistré dans une direction pour une source qui provoque un déplacement dans une autre direction. Par exemple, la partie causale de la composante ZR du tenseur de corrélations entre deux stations A et B est l'enregistrement en A du déplacement dans la direction radiale pour une source verticale présente en B. Inversement, la partie acausale de cette composante est le déplacement radial enregistré en B pour une source verticale en A.

Par définition, le tenseur de Green décrit la propagation de toutes les ondes entre les deux stations. Théoriquement, toutes les ondes qui se propagent dans le milieu doivent être observées

dans les corrélations. Dans les deux paragraphes suivants, nous observerons la propagation des ondes de Rayleigh et des ondes de Love. Enfin, dans le dernier paragraphe, nous remarquerons que les ondes de volume ne sont pas observées et nous expliquerons pourquoi elles ne sont pas reconstruites.

1.1.2 Observation de l'onde de Rayleigh dans le tenseur de corrélations

Les ondes de Rayleigh sont des ondes de surface dont la polarisation est circulaire rétrograde dans le plan vertical défini par la direction de propagation (R) (voir partie I, chapitre 1). Le déplacement qui est associé à cette onde est circulaire rétrograde et il est enregistré sur les composantes verticale (Z) et radiale (R). D'autre part, cette onde est générée seulement lorsque les sources provoquent un déplacement dans une de ces deux directions. Par conséquent, cette onde sera observée sur quatre composantes du tenseur de corrélations : ZZ, ZR, RR et RZ.

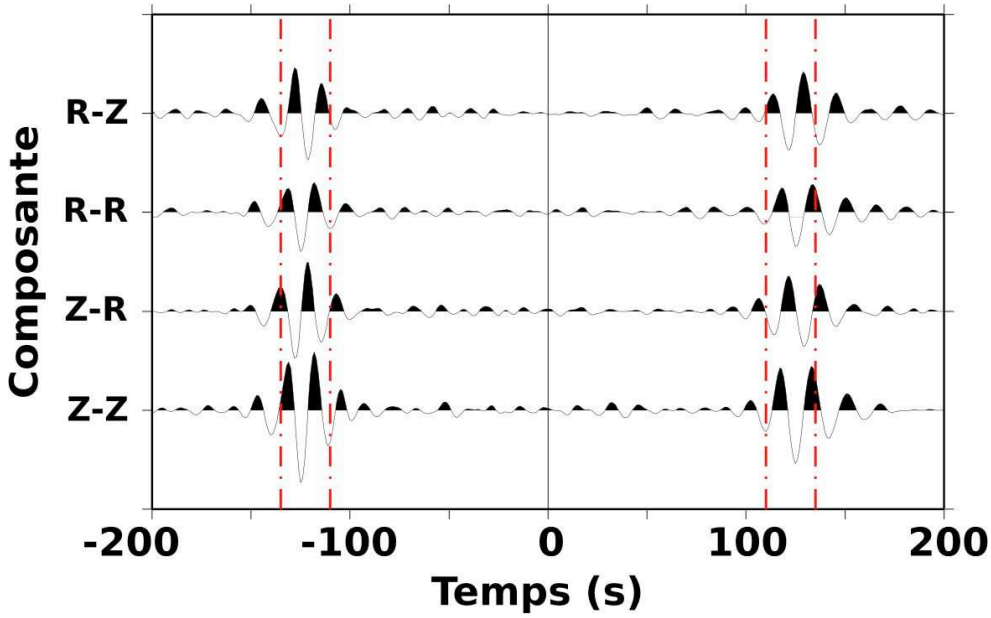

FIGURE 1.1 : *Composantes ZZ, RR, ZR et RZ du tenseur de corrélation pour la paire de station BEL-BALB (distance inter-station de 347 km) filtrées entre 10 et 25 s*

Sur les quatre composante du tenseur de corrélation de la paire de stations BEL-BALB, une onde est enregistrée en parties causale et acausale avec un temps d'arrivée d'environ 120 s (figure 1.1). En utilisant la distance inter-stations entre BEL et BALB, 347 km, la vitesse de cette onde est évaluée à environ 2.9 $km.s^{-1}$. De plus, pour une source verticale, la comparaison entre les déplacements vertical et horizontal (composantes ZZ et ZR) montre un déphasage d'un quart de période (figure 1.1). Un déphasage identique est également observé sur ces deux composantes

du déplacement pour une source horizontale (corrélations RZ et RR).

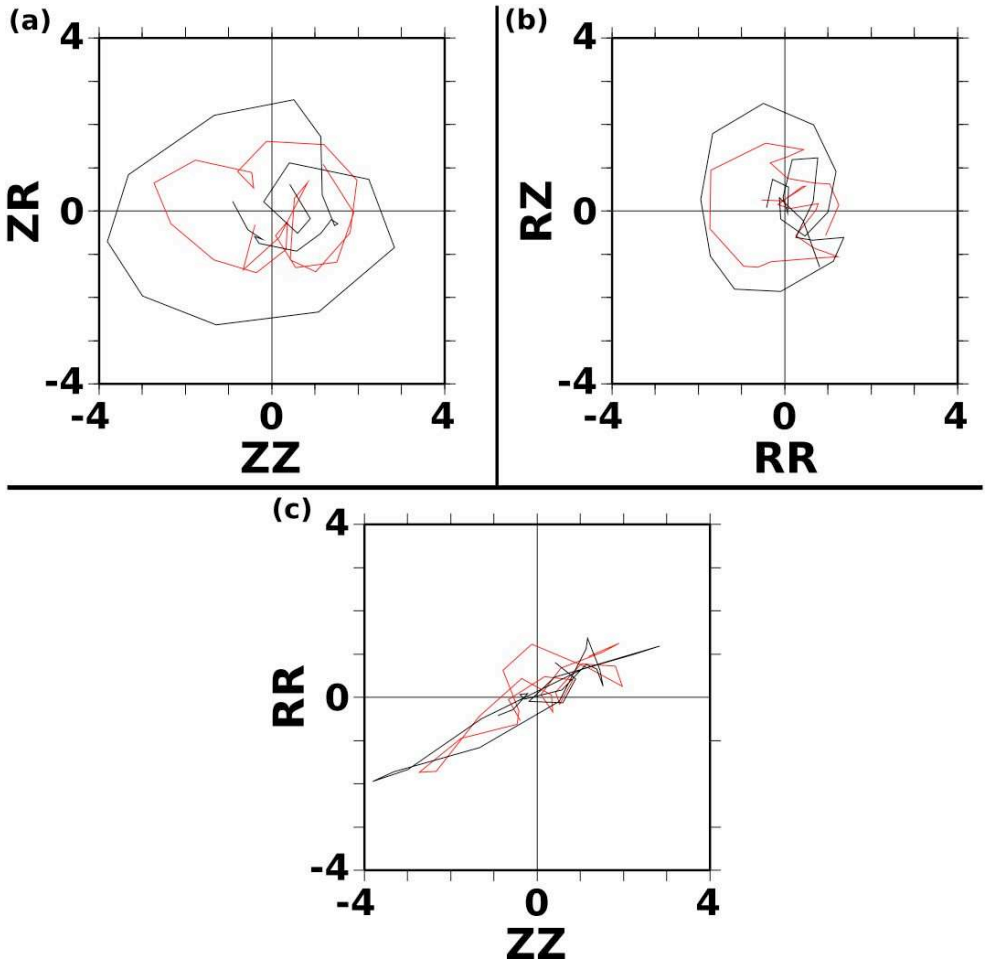

FIGURE 1.2 : *Analyse de polarisation basée sur le tenseur de corrélations de la paire BEL-BALB pour les parties causales (courbes rouges) et acausales (courbes noires)*

Pour ces deux paires de corrélations, si nous faisons une analyse de polarisation de cette onde (fenêtre délimitée par les lignes rouges sur la figure 1.2), nous observons des polarisations circulaires (figure 1.2(a) et figure 1.2(b)). D'autre part, la comparaison entre les composantes ZZ et RR montre que les signaux sont en phase (polarisation linéaire, figure 1.2(c)), ceci signifie que l'onde observée sur ces deux corrélations est bien la même.

L'onde observée se propage avec une vitesse de 2.9 $km.s^{-1}$ et possède une polarisation circulaire. De plus, elle est observée sur quatre composantes du tenseur de corrélations en parties causales et acausales. Tous ces éléments suggèrent que cette onde est une onde de Rayleigh (polarisation et vitesse) qui appartient à la fonction de Green reconstruite par la moyenne des corrélations (symétrie). Cette observation nous prouve également que les propriétés physiques

des ondes sont correctement reconstruites lorsque les corrélations de bruit ont convergé vers la fonction de Green.

1.1.3 Observation de l'onde de Love

Les ondes de Love sont générées par l'interaction entre des ondes SH piégées dans une couche superficielle (voir partie I, chapitre 1). Elles induisent des déplacements dans le plan horizontal perpendiculairement à la direction de propagation. Cette onde doit être observée sur la composante TT (source et enregistrement horizontaux perpendiculairement à la direction de propagation) du tenseur de corrélation (figure 1.3). Sur cette composante, une onde est enregistrée à 110 s en temps positif et négatif soit une vitesse de propagation d'environ 3.15 $km.s^{-1}$ (voir partie I).

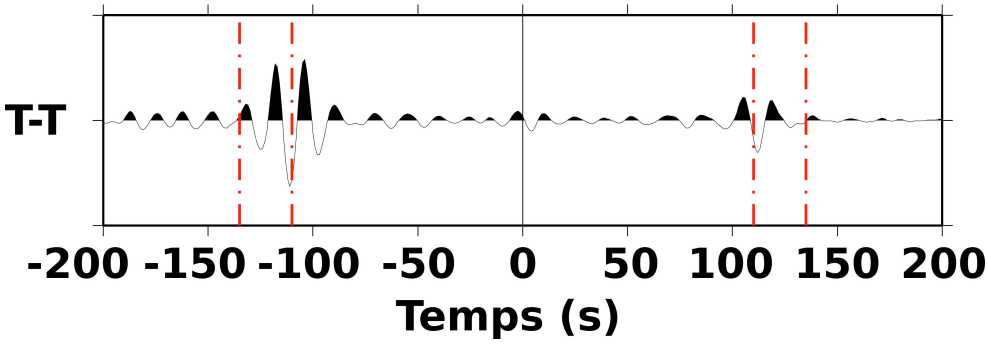

FIGURE 1.3 : *Composante T-T du tenseur de corrélations pour la paire de stations BEL-BAL (distance inter-station 347 km) filtrée entre 10 et 25 s*

1.1.4 Les ondes de volume

La théorie permet de montrer que les corrélations de bruit convergent vers les fonctions de Green lorsque les sources de bruit sont réparties de manière homogène autour des stations (partie I). Par conséquent, les ondes de volume tout comme les ondes de surface devraient être observées dans les corrélations. Or, pour la paire BEL-BALB seules les ondes de surface (Love et Rayleigh) sont observées sur les cinq composantes du tenseur de corrélations présentées précédemment (figures 1.1 et 1.3). Aucune onde qui se propage avec des vitesses proches de 4 $km.s^{-1}$ pour les ondes S ou de 6 $km.s^{-1}$ pour les ondes P n'est observée. Cela suggère que les ondes de surface sont plus facilement reconstruites que les ondes de volume dans les corrélations de bruit.

Si l'on suppose que les sources de bruit émettent tous les types d'ondes (P et S), alors cette différence de reconstruction s'explique par la répartition des sources de bruit. En effet, selon

leurs positions, les sources de bruit contribuent à la reconstruction des fonctions de Green ou dégradent le rapport signal sur bruit de la fonction de Green dans les corrélations (figure 1.4). Pour que les sources contribuent à la reconstruction de la fonction de Green, les ondes émises doivent être enregistrées par les deux stations. Cela signifie qu'elles doivent se propager selon la fonction de Green entre les deux stations.

Par exemple, pour un milieu stratifié (figure 1.4(a)), seules les sources B et C participent à la reconstruction de la fonction de Green alors que les sources A et D dégradent le rapport signal sur bruit dans la corrélation de la fonction de Green. Toutes les ondes de surface émises par des sources qui sont dans l'axe de la paire de stations sont enregistrées par les deux stations. Dans ce cas, toutes les sources qui sont en surface contribuent à la reconstruction de la fonction de Green (sources A, B, C et D sur la figure 1.4(b)). Le nombre de sources qui permettent la reconstruction des ondes de volume dans la corrélation est moins important que le nombre de sources qui contribuent à la reconstruction des ondes de surface. Cette différence permet d'expliquer simplement pourquoi les ondes de surface sont rapidement reconstruites dans les corrélations alors que les ondes de volume sont difficilement observées.

Dans cet exemple nous avons considéré un milieu stratifié en deux dimensions, mais dans un milieu à structure complexe (trois dimensions), le principe reste le même et la statistique sur les positions des sources de bruit favorise les ondes de surface par rapport aux ondes de volume. En effet, les sources qui contribuent à la reconstruction des ondes de surface se trouvent dans l'axe de la paire de stations alors que les sources qui contribuent aux ondes de volume ne peuvent être qu'à un endroit précis sur cet axe.

Cette statistique sur les positions des sources explique donc la différence entre la reconstruction des ondes de volume et des ondes de surface. Les ondes de surface sont plus facilement reconstruites, elles seront donc facilement utilisables pour réaliser la tomographie de la croûte dans notre région d'étude.

1.2 Mesure des courbes de dispersion en vitesse de groupe

Les ondes de surface sont des ondes dispersives car leurs vitesses varient en fonction de la période (voir partie I). Pour caractériser leur propagation, on utilise la vitesse de phase (vitesse instantanée de l'onde à une fréquence donnée) ou la vitesse de groupe (vitesse de transport de l'énergie à une fréquence). L'évolution de ces vitesses avec la fréquence dépend de la structure du milieu de propagation (vitesse des ondes de volume) et de la nature des ondes de surface considérées (Love ou Rayleigh). La théorie sur la formation de ces ondes nous permet de calculer les courbes de dispersion théoriques associées aux modèles de vitesses. Pour retrouver la

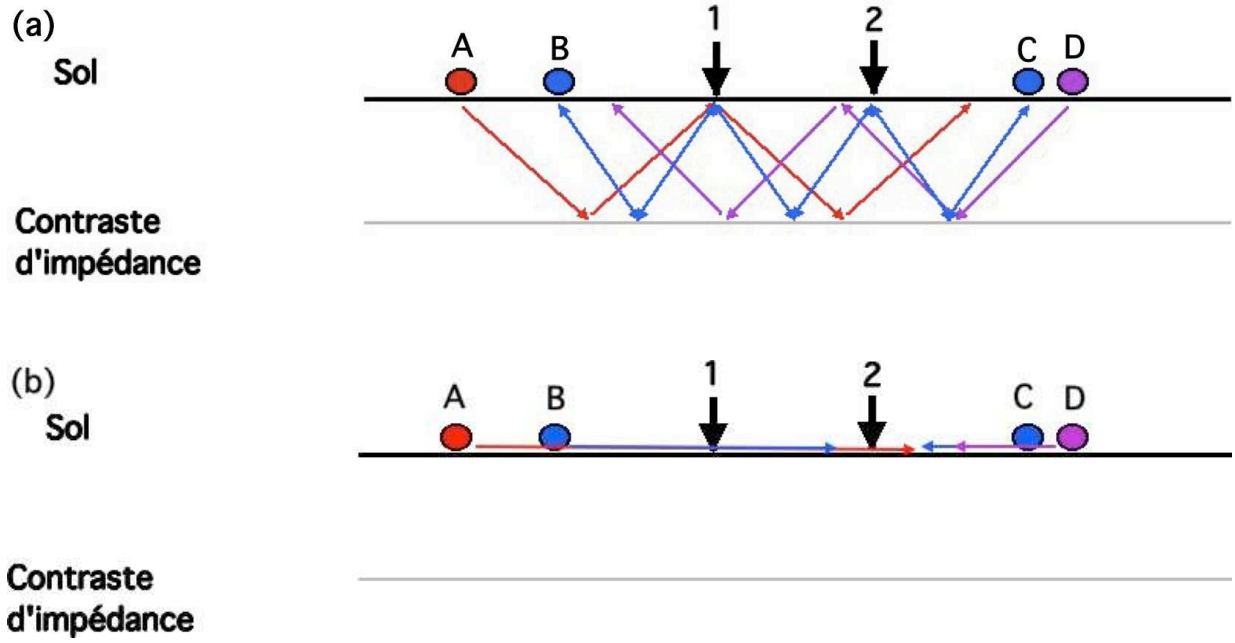

FIGURE 1.4 : *Contributions des sources de bruit pour les ondes de volumes (a) et les ondes de surface (b) dans la reconstruction de la fonction de green*

structure du milieu considéré, les courbes de dispersion mesurées sont inversées (voir partie IV , chapitre 3).

1.2.1 Pourquoi utiliser la vitesse de groupe ?

Pour une tomographie, il est possible d'utiliser les vitesses de phase ou les vitesses de groupe. Deux raisons nous ont poussées à utiliser les vitesses de groupe :

Tout d'abord, la mesure de la vitesse de phase implique une grande précision pour la mesure du temps de propagation de l'onde à chaque fréquence. Pour cela, il est nécessaire de se placer dans le domaine fréquentiel et de dérouler la phase du signal (mesure à 2π près). Cette étape de déroulement est complexe et peut induire des erreurs de mesure ce qui rend cette méthode complexe à utiliser sur un grand jeu de données (huit composantes pour 12000 paires de stations soit 96000 signaux dans le cas de SIMBAAD).

D'autre part, la mesure de la vitesse de phase implique que les fonctions de Green sont parfaitement reconstruites à toutes les fréquences. Ceci implique une répartition homogène des sources de bruit autour des stations pour toutes les fréquences. A l'inverse, la mesure de la vitesse de groupe est faite pour une bande passante étroite ce qui implique que les sources de bruit de toute la bande passante doivent être réparties de façon homogène. Cette seconde condition est plus probable que la première ; les mesures de vitesse de groupe seront donc plus robustes que

les mesures de vitesse de phase.

1.2.2 Principe de l'Analyse par Filtrage Multiple (AFM)

La courbe de dispersion en vitesse de groupe d'un signal est obtenue en mesurant les temps de propagation de l'onde étudiée pour des signaux filtrés dans différentes bandes passantes. Pour le filtrage, nous avons utilisé des filtres gaussiens à phase nulle dont la largeur varie proportionnellement à la fréquence centrale de la gaussienne. Chaque signal filtré est associé à la fréquence centrale du filtre utilisé. La figure 1.5 présente la composante causale de la corrélation ZZ de la paire de stations BEL-BALB non filtrée (courbe rouge) et filtrée par différents filtres gaussiens (courbes noires). Sur tous les signaux filtrés l'onde étudiée est observée, mais son temps d'arrivée varie entre 100 et 120 s. Cette variation du temps d'arrivée correspond à une variation de la vitesse de propagation comprise entre 2.9 $km.s^{-1}$ et 3.5 $km.s^{-1}$. Sur l'ensemble des signaux nous observons une augmentation de la vitesse avec la fréquence centrale jusqu'à 25 s (0.04 Hz) puis une diminution. Cette variation de la vitesse correspond à la dispersion de l'onde de Rayleigh et s'observe également dans le signal initial (courbe rouge) car les basses fréquences arrivent avant les hautes fréquences. Pour mesurer la courbe de dispersion, nous mesurons le temps d'arrivée du maximum de l'enveloppe de l'onde à chaque fréquence.

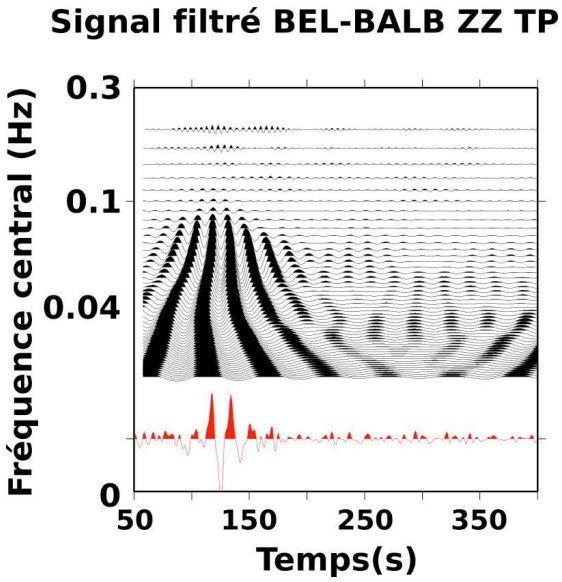

FIGURE 1.5 : *Partie causale de la corrélation ZZ de la paire de station BEL-BALB filtrée avec les différents filtres gaussiens. La courbe rouge montre le signal non filtré*

1.2.3 Pointé de la courbe de dispersion en vitesse de groupe

Pour chaque signal filtré obtenu par l'AMF, nous pointons les temps d'arrivée du maximum de l'enveloppe de l'onde pour mesurer la vitesse de propagation de l'énergie associée à cette onde à chaque fréquence. L'ensemble de ces mesures est alors la courbe de dispersion de l'onde étudiée. Durant cette étape de mesure, nous utilisons deux hypothèses :

1. le signal le plus énergétique de la fenêtre de corrélation analysée est le mode fondamental de l'onde de surface étudiée (Rayleigh ou Love). Cela signifie que pour chaque corrélation, le maximum d'énergie de chaque signal filtré est associé à l'onde étudiée.
2. les courbes de dispersion que nous voulons mesurer sont continues avec la fréquence. Ceci implique que les temps de propagation mesurés d'une fréquence à l'autre doivent être proches.

Pour ces deux raisons, la mesure des courbes de dispersion est réalisée en deux étapes (figure 1.6) :

Première étape : on cherche la fréquence et le temps d'arrivée du maximum absolu de l'énergie (étoile jaune sur la figure 1.6). D'après notre première hypothèse, le temps de propagation mesuré correspond à l'onde étudiée.

Seconde étape : à partir d'une mesure du temps de propagation à la fréquence où l'énergie est maximale nous mesurons les temps de propagation de proche en proche en limitant la dérivée du temps de propagation par rapport à la fréquence. Si l'on considère la mesure du temps de propagation T_k à la fréquence F_k alors nous recherchons les temps de propagation au fréquences F_{k-1} et F_{k+1} dans les fenêtres de temps respectives : $[T_k - \frac{2}{F_k-1};\ T_k + \frac{2}{F_k-1}]$ et $[T_k - \frac{2}{F_k+1};\ T_k + \frac{2}{F_k+1}]$. Ces fenêtres de temps d'une largeur de quatre périodes limitent la dérivée des temps de propagation et sont représentées par les carrés bleus sur la figure 1.6. Cette mesure progressive est initialisée à partir du maximum d'amplitude de tout le spectre (étoile jaune sur la figure 1.6) et se termine lorsqu'aucune valeur de maximum ne peut être mesurée. Cette technique de pointé du maximum local permet d'obtenir une courbe de dispersion lisse cohérente avec la théorie (points noirs sur la figure 1.6).

Cette technique pour mesurer la courbe de dispersion à partir des signaux filtrés permet non seulement d'obtenir une courbe de dispersion en vitesse de groupe continue et mais également d'associer une énergie à chaque mesure. Dans le paragraphe suivant, nous présenterons l'intérêt de cette mesure de l'énergie pour supprimer les mesures incorrectes.

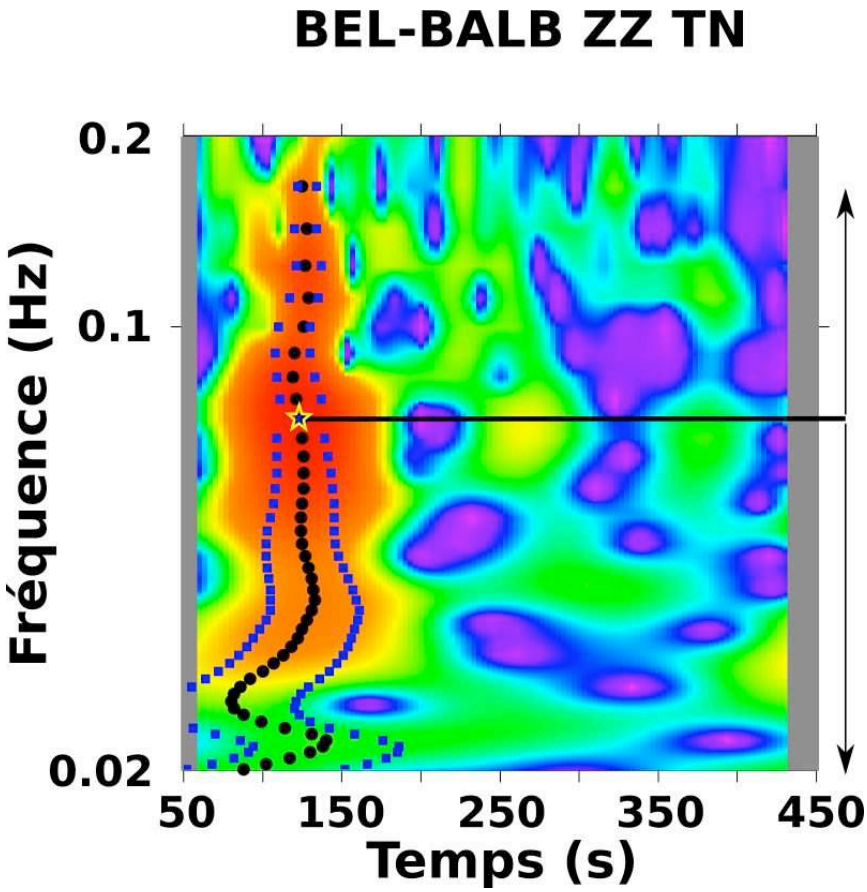

FIGURE 1.6 : *Energie dans l'espace temps-fréquence pour la partie acausale de la composante ZZ du tenseur de corrélation de la paire de station BEL-BALB. La courbe de dispersion mesurée est symbolisée par les points noirs, les carrés bleus montrent les fenêtres dans lesquelles on pointe le maximum d'amplitude à chaque fréquence et l'étoile jaune montre la position du maximum absolu d'énergie.*

1.2.4 Qualité de la courbe de dispersion mesurée : critère sur l'énergie

L'énergie des mesures varie beaucoup avec la fréquence et nous pouvons supposer que cette variation est liée à la qualité de l'observation réalisée. Pour la partie acausale de la corrélation ZZ entre BEL et BALB (étoiles noires sur la figure 1.7(a)), les temps d'arrivée mesurés varient beaucoup à basses fréquences ($< \ 0.03 \ Hz$). Or, pour ces fréquences, l'énergie du signal pointé est inférieure à 10% du maximum de l'énergie du signal (ligne horizontale noire sur la figure 1.7(b)). A l'inverse, dans la même gamme de fréquence, les énergies des mesures réalisées sur la partie causale sont plus grandes et les temps de propagation mesurés plus stables. D'autre part, si les corrélations ont convergé vers les fonctions de Green, alors les temps de propagation mesurés doivent être identiques en partie causale et acausale (voir partie I). Or, la figure 1.7 montre que

les deux courbes de dispersion sont proches lorsque les énergies mesurées sont grandes. Si l'on utilise ce critère de symétrie comme un critère de la qualité de la reconstruction, alors on constate que plus l'énergie est grande et plus les mesures sont bonnes (figure 1.7). En supprimant les mesures dont l'énergie est faible, seulement les mesures correctes seront conservées.

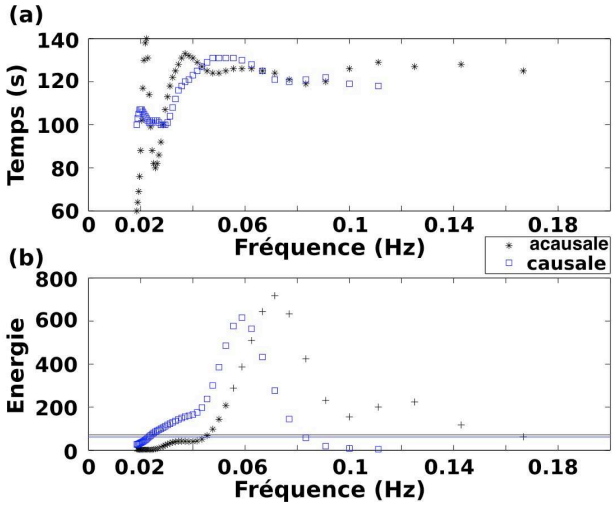

FIGURE 1.7 : *Temps de propagation mesurés (a) et énergie associée (b) pour la composante ZZ de la corrélation entre BEL et BALB pour les parties causale et acausale*

Nous avons choisi de supprimer toutes les mesures dont l'énergie est inférieure à 10% du maximum d'énergie du signal (lignes horizontales bleu et noire de la figure 1.7(b)).

1.3 Compilation de toutes les courbes de dispersion du tenseur de corrélation

L'onde de Rayleigh est reconstruite sur quatre composantes du tenseur de corrélation en parties positives et négatives, et l'onde de Love sur seulement une composante. Pour chaque onde et chaque paire de stations, plusieurs courbes de dispersion (huit pour Rayleigh et deux pour Love) sont obtenues en utilisant la méthode décrite précédemment. La qualité des mesures de chaque courbe de dispersion est évaluée de façon individuelle en utilisant l'énergie du signal (paragraphe précédent). Nous avons également développé une analyse de la qualité des mesures en se basant sur l'ensemble des différentes composantes du tenseur de corrélations. Cette technique permet d'obtenir une seule courbe de dispersion pour chaque paire de stations. Dans cette courbe de dispersion, les temps de propagation à chaque fréquence sont associés à un indice de confiance.

1.3.1 Principe

Lorsque la corrélation a convergé vers la fonction de Green, les temps de propagation des parties causale et acausale sont égaux entre eux et égaux à celui de la fonction de Green. Ainsi, afin de sélectionner les mesures correctes, il suffit de comparer les valeurs des temps de propagation des parties causale et acausale.

Pour cette analyse, nous commençons par conserver toutes les composantes du tenseur de corrélation sur lesquelles l'onde étudiée est théoriquement présente (quatre pour les ondes de Rayleigh et une pour les ondes de Love). A chaque fréquence, nous comparons les mesures causales et acausales sur toutes les composantes et nous sélectionnons les deux valeurs dont la différence est minimale et inférieure à 5 %. Pour chacun de ces deux temps de propagation, nous sélectionnons toutes les mesures de temps de propagation avec lesquelles la différence est inférieure à 10%. Nous obtenons deux ensembles de mesures du temps de propagation du signal étudié. Parmi ces deux ensembles, nous sélectionnons celui qui contient le plus de mesures et nous calculons la moyenne du temps de parcours du signal. Cette moyenne est alors le temps de parcours du signal à la fréquence considérée.

1.3.2 Qualité des mesures

De plus, nous utilisons le nombre de mesures utilisées dans le calcul de la moyenne comme indicateur de sa qualité. Lorsque les corrélations convergent, les mesures sont toutes identiques ; alors que si peu de mesures sont identiques cela signifie que les corrélations ne convergent pas correctement vers les fonctions de Green.

Nous évaluons la qualité de la mesure (Q) avec la formule : $Q = \frac{N_{Mes}}{N_{Tot}}$ avec N_{Mes} le nombre de mesures utilisées pour calculer la moyenne et N_{Tot} le nombre total de courbes de dispersions indépendantes disponibles (huit pour Rayleigh et deux pour Love). Q est le pourcentage de mesures utilisées pour calculer la vitesse de propagation moyenne par rapport au nombre total de mesures disponibles.

Pour les ondes de Rayleigh, ce coefficient est compris entre 0.25 lorsque seules deux mesures symétriques sont utilisées et 1 lorsque tous les signaux sont utilisés. Dans le cas des ondes de Love, ce coefficient est obligatoirement égal à 1 car les mesures doivent être symétriques pour être conservées (condition nécessaire).

Sur la figure 1.8(a), les courbes de dispersion mesurées pour toutes les composantes causales et acausales du tenseur de corrélation pour la paire de stations BEL-BALB (courbes bleues) et la courbe de dispersion obtenue après le test sur les composantes (courbe rouge). La figure 1.8(b) représente la variation du coefficient de confiance mesuré en fonction de la période. Aux extré-

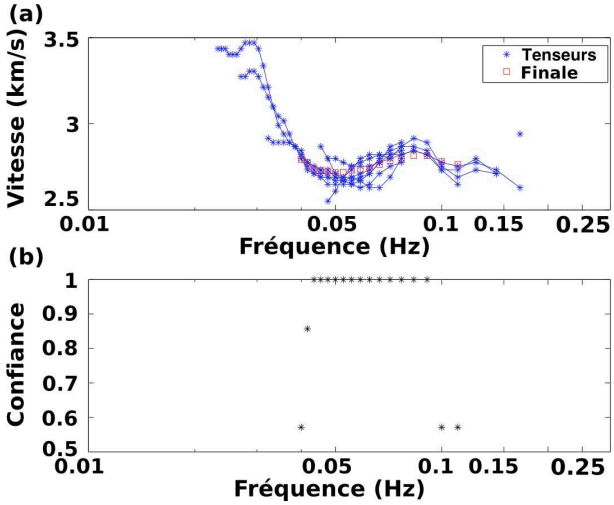

FIGURE 1.8 : *(a) : comparaison entre les courbes de dispersion des ondes de Rayleigh mesurées après sélection sur le critère de l'énergie (étoiles bleues) et la courbe de dispersion obtenue après le test de symétrie (carrés rouges) en utilisant toutes les composantes du tenseur de corrélations pour la paire BEL-BALB. (b) : évolution du coefficient de confiance avec la fréquence pour la courbe de dispersion obtenue*

mités de la bande passante, le coefficient de confiance diminue. Dans la gamme de fréquences $[0.04;\ 0.12]\ Hz$, la courbe de dispersion moyenne est cohérente avec toutes les courbes mesurées et le coefficient de confiance est égal à 1. Cette valeur du coefficient prouve que toutes les composantes sont utilisées pour calculer la courbe de dispersion moyenne. A basses fréquences (0.03-0.04 Hz), bien que trois composantes semblent avoir des courbes de dispersion proches, aucun mesure n'est conservée. Cela signifie donc que la condition de symétrie n'est pas remplie pour ces observations et que les trois composantes correspondent aux mêmes sources de bruit (même côté de la corrélation). Dans cet exemple, la courbe de dispersion moyenne obtenue est lisse. Cependant, les calculs des vitesses moyennes sont faits indépendamment à chaque fréquence donc la condition de continuité des courbes de dispersion n'est pas forcément remplie et des sauts de vitesse sont possibles entre deux fréquences.

1.4 Comparaison avec la méthode classique de mesure de courbes de dispersion à partir des corrélations de bruit

1.4.1 Traitement classique

Dans la plupart des tomographies réalisées à partir des corrélations de bruit seule la composante ZZ du tenseur de corrélation est utilisée car l'énergie des ondes de Rayleigh est la plus grande sur cette composante (*Bensen et al.* (2008, 2009); *Liang and Langston* (2008, 2009); *Yang et al.* (2010),etc). Dans ces études, la corrélation est symétrisée en calculant la somme des parties causale et acausale pour chaque paire de stations. La courbe de dispersion est ensuite mesurée sur ce signal et la sélection des corrélations utilisées pour la tomographie est basée sur le rapport signal sur bruit des ondes de surface.

Nous avons calculé ces corrélations symétrisées puis mesuré les courbes de dispersion en utilisant notre technique. Pour sélectionner les mesures, nous avons appliqué un seuil minimum sur l'énergie à 20% du maximum. Nous pouvons alors comparer les courbes de dispersion obtenues avec cette technique "classique" et notre méthode qui teste la symétrie et les différentes composantes du tenseur de corrélations.

Avec cette technique "classique", une seule courbe de dispersion lissée est obtenue pour chaque paire de stations.

1.4.2 Comparaison entre les courbes de dispersion obtenues classiquement et avec notre méthode

Pour tester l'intérêt de l'utilisation de toutes les composantes du tenseur de corrélations ainsi du test de symétrie, nous comparons les courbes de dispersion obtenues avec les deux techniques. Cette comparaison sera d'abord réalisée pour la paire BEL-BALB puis nous ferons une comparaison d'ensemble avec les courbes de dispersion de toutes les paires de stations disponibles.

Pour une paire de stations : BEL-BALB

Pour la paire de stations BEL-BALB, les courbes de dispersion mesurées avec les deux méthodes sont presque superposables. Les bandes passantes dans lesquelles les courbes de dispersion sont identiques, $[0.035;\ 0.15]\ Hz$, sont également proches (figure 1.9).

Sur cet exemple, l'élimination des mesures dont l'énergie des mesures est inférieur à 20% permet de compenser le filtrage sur l'énergie à 10%, le contrôle de la symétrie et l'utilisation de quatre composantes du tenseur de corrélations. Cela prouve que le test de symétrie et l'utilisation

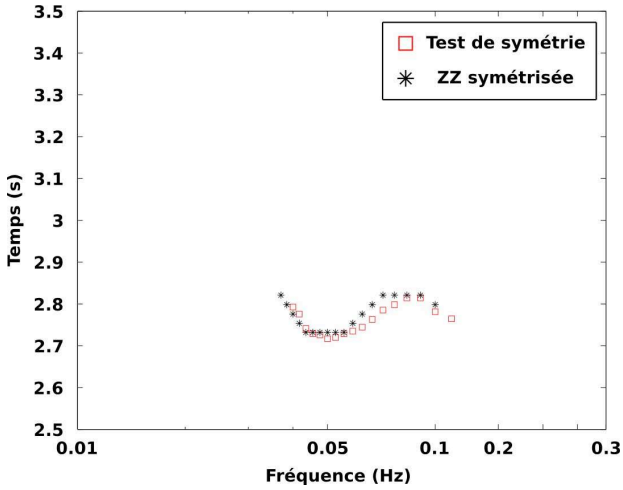

FIGURE 1.9 : *Comparaison de la courbe de dispersion des ondes de Rayleigh mesurée sur la composante ZZ symétrisée (étoiles noires) et en testant la symétrie de toutes les composantes du tenseur (carrés rouges)*

de plusieurs composantes permet d'éliminer les mesures qui ne correspondent pas à l'onde étudiée (faibles énergies). Cette observation est faite pour une paire de stations qui semble converger correctement vers la fonction de Green (coefficient de qualité égal à 1). Cependant, toutes les corrélations ne convergent pas de la même manière et leurs qualités dépendent de la durée de bruit disponible, de la position des stations, etc ... Dans le paragraphe suivant nous ferons donc une comparaison globale des courbes de dispersion des ondes de Rayleigh mesurées avec les deux techniques.

Etude de l'ensemble des courbes de dispersion

Nous sélectionnons les paires de stations pour lesquelles des courbes de dispersion sont mesurées avec les deux méthodes. A chaque fréquence nous calculons la moyenne et l'écart type de la valeur absolue des différences de vitesse de propagation mesurées avec les deux techniques (figure 1.10).

Pour toute la bande passante, l'écart moyen de vitesse est inférieur à 0.13 $km.s^{-1}$ ce qui est faible. L'écart type est constant et faible au centre de la bande passante (environ 10^{-2} $km.s^{-1}$), puis il augmente rapidement aux extrémités de la bande passante. Cette augmentation de l'écart type est liée à la diminution du nombre de paires de stations pour lesquelles des mesures ont été possibles (avec l'une ou l'autre des méthodes) mais aussi à l'augmentation des erreurs de mesures. En effet, aux extrémités de la bande passante, l'énergie des signaux est plus faible ce qui signifie que les mesures sont faites sur des corrélations qui n'ont pas convergé correctement.

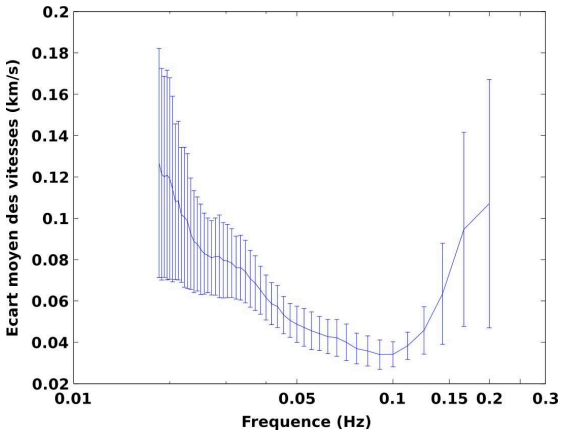

FIGURE 1.10 : *Moyenne des différences des vitesses de propagation pour les mesures faites en symétrisant les corrélations ou en faisant le test de symétrie*

Globalement le nombre de mesures disponibles lorsque l'on teste la symétrie des corrélations est inférieur au nombre disponible avec les techniques classiques (figure 1.11). Mais, dans les deux cas, le nombre de temps de propagation disponibles diminue sur les extrémités de la bande passante (figure 1.11). A longue périodes, la diminution est identique pour les deux méthodes : moins 2000 paires entre 25 s et 40 s. Ceci suggère que l'énergie des sources de bruit diminue de la même manière que la répartition des sources devient plus hétérogène. A l'inverse, à courtes périodes, la diminution du nombre de mesures est plus rapide pour la méthode "classique" qu'avec le test de symétrie. Ceci suggère que l'énergie des sources diminue plus rapidement que ne se produit l'hétérogénéité des sources. Ces diminutions sont à mettre en relation avec la diminution du critère de qualité aux extrémités de la bande passante observée pour la courbe de dispersion de la paire de stations BEL-BALB (figure 1.8(b)).

Conclusion sur l'utilisation de plusieurs composantes et la mesure de symétrie

Par rapport aux techniques "classiques" qui utilisent la composante ZZ symétrisée, notre technique est basée sur la théorie de la convergence des corrélations de bruit vers la fonction de Green symétrisée et utilise l'ensemble des informations du tenseur de corrélations. Cependant, les mesures de courbes de dispersion réalisées sur les ondes de Rayleigh avec les deux techniques donnent des résultats semblables aussi bien pour une paire de stations que pour l'ensemble des données. Cette stabilité de la mesure sur des corrélations symétrisées prouve que la reconstruction des fonctions de Green par les corrélations est très robuste. Seule l'existence d'une source stable dans le temps et dans l'espace provoque une dégradation des mesures de vitesses qui peut affecter les corrélations symétrisées. Dans cette situation, notre méthode permet d'éviter les er-

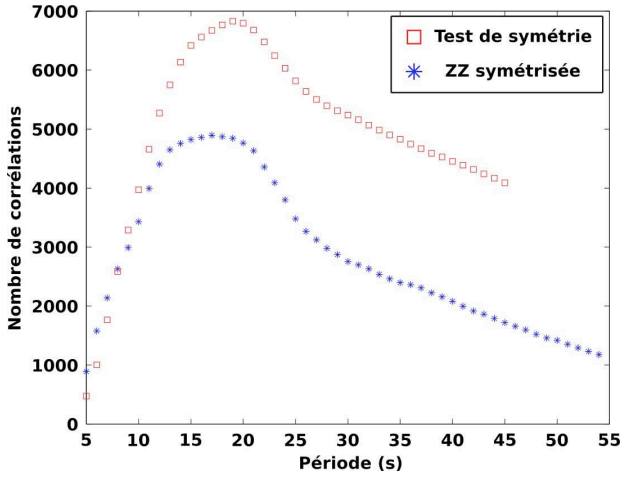

FIGURE 1.11 : *Nombre de corrélations disponible en fonction de la période pour la méthode de mesure des courbes de dispersion "classique" et la méthode avec test de symétrie et analyse des différentes composantes du tenseur de corrélations*

reurs de mesures liées à la mesure de la vitesse apparente. Cependant, dans le cas de jeux de données de bruit de longue durée (supérieure à un an), cette situation est peu probable.

Par rapport à la technique "classique", notre méthode apporte une information sur la qualité de la mesure. Cette information sur la qualité est utilisée lors de la régionalisation des vitesses de groupe afin de reconstruire l'image de la croûte avec la meilleure précision possible (voir partie IV chapitre 2). D'autre part, ce test permet de vérifier que le temps de propagation mesuré correspond au temps de la fonction de Green. Avec les techniques "classiques", si la source de bruit est stable, alors les mesures des variations spatiales de la vitesse peuvent être correctes mais les valeurs absolues des vitesses peuvent être fausses.

1.5 Bilan

Les corrélations de bruit permettent de reconstruire facilement des ondes de surface (Love et Rayleigh) pour toutes les composantes du tenseur de corrélation si les moyennes sont faites pour des durées de bruit assez longues. Les positions des sources de bruit à la surface et une étude de leurs contributions à la convergence des fonctions de corrélations vers les fonctions de Green explique que les ondes de volumes ne sont pas facilement observables sur les corrélations d'enregistrements de bruit faits en surface.

Les signaux reconstruits sont traités comme des signaux classiques, et les courbes de dispersion des ondes de surface sont mesurées par des méthodes classiques (AFM). Cependant, la théorie sur les corrélations de bruit prouve qu'elles doivent être paires et que les ondes étudiées

peuvent être présentes sur différentes composantes. Nous avons développé un test de contrôle de qualité des mesures de courbes de dispersion qui utilise les différentes composantes du tenseur de corrélation.

Pour garantir de bonnes mesures de dispersion à partir des corrélations, de bruit, il faut avoir vérifié la répartition des sources de bruit autour du réseau. Si celle-ci remplit le critère d'homogénéité dans la répartition azimutale nécessaire à la convergence de corrélations vers la fonction de Green, alors la méthode la plus simple (utilisation de la composante ZZ seule et symétrisation dans le temps) suffit. Cependant, seule l'analyse de la position des sources peut fournir une information sur la qualité de cette mesure et prouver que les vitesses mesurées ne sont pas des vitesses apparentes. Si par contre, le bruit est dominé par une source dont la position est stable, alors le risque est grand de mesurer la vitesse apparente des ondes émises par cette source plutôt que la vitesse de propagation entre les deux stations. Dans ce cas, notre test de symétrie permet de supprimer ces données fausses.

Cependant, avec les données de SIMBAAD, la comparaison des mesures que nous réalisons avec les mesures faites par une méthode "classique" avec symétrisation de la seule composante ZZ montre que la technique "classique" est robuste. Cela prouve que le calcul des corrélations de bruit pour reconstruire les ondes de surface est une méthode très stable. Nous pouvons noter que notre technique élimine beaucoup plus de données que la technique classique de test sur l'énergie des signaux ce qui peut dégrader la qualité de la régionalisation des vitesses de groupe. Il faut également remarquer la mesure de toutes les courbes de dispersion augmente fortement les temps de calcul et nécessite une optimisation des traitements. Cette technique est donc complexe à mettre en place pour un grand jeu de données comme SIMBAAD.

En conclusion, le choix de la technique dépend de la durée d'enregistrements de bruit disponible, du nombre de stations disponibles et du temps de calcul disponible. Pour choisir la meilleur méthode il est donc important de faire une analyse des sources de bruit telle que celle réalisée dans la partie III. Dans cette partie, grâce aux enregistrements de bruit de SIMBAAD nous avons montré que les sources de bruit sont assez localisées, nous avons donc choisi d'utiliser les courbes de dispersion obtenues avec le test de symétrie.

Chapitre 2

Régionalisation des vitesses de groupe

A partir des temps de propagation des ondes de surface que nous avons mesurés à chaque fréquence dans le chapitre précédent, notre objectif est de construire un modèle des variations spatiales de la vitesse de groupe à chaque fréquence qui explique toutes les observations. Pour cela, nous commencerons par présenter le principe de l'inversion des temps de propagation vers les cartes de vitesse de groupe. Ensuite, nous présenterons les propriétés de l'ensemble des temps de propagation mesurés à partir des corrélations des données de bruit de SIMBAAD. Puis, nous ferons des tests de résolution pour évaluer la taille des anomalies qu'il est possible de reconstruire à partir de ces données. Enfin, nous appliquerons cette inversion aux temps de propagation mesurés à toutes les fréquences pour les ondes de Rayleigh et les ondes de Love.

2.1 Principe de la régionalisation

Dans ce paragraphe, nous noterons la transposée de la matrice A par : ${}^tA$.

2.1.1 La régionalisation des vitesses de groupe : une inversion simple

Pour expliquer leurs observations, les scientifiques développent des modèles physiques. Ces modèles dépendent de paramètres qui varient selon les observations faites (espace, temps, ...). L'objectif d'une inversion est de trouver les paramètres du modèle qui permettent d'expliquer les observations. La régionalisation est une inversion dont l'objectif est d'expliquer tous les temps de propagation mesurés en considérant que la lenteur des ondes varie dans l'espace. Pour cela, le modèle que nous considérons est linéaire et défini par la relation :

$$T = \int_D L(x)dx \tag{2.1}$$

avec $L = \frac{1}{c}$ la lenteur, D le trajet considéré et T le temps de propagation mesuré. Pour cette inversion, nous considérons que le trajet est indépendant des variations spatiales de la lenteur ce qui nous permet d'avoir un modèle linéaire. Les trajets seront donc des rais linéaires entre les stations. En supposant que les variations latérales de la vitesse ne sont pas trop importantes, parce que nous travaillons avec des distances de propagation courtes, cette approximation n'implique pas de grandes erreurs dans l'inversion.

2.1.2 Théorie générale de l'inversion

Pour tout inversion, nous avons deux espaces représentés par des matrices, l'espace des observations (y) et l'espace des modèles (m). Comme notre modèle physique est linéaire (voir l'équation 2.1), il existe donc une application linéaire qui permet de passer de l'espace des paramètres à l'espace des données. Nous appellerons H la matrice de cette application linéaire ce qui nous permet alors d'écrire la relation : $y = Hm$.

Dans l'espace des données, nous définissons y_0 comme la matrice des observations réalisées. De même, nous définissons :

- le modèle vrai que nous cherchons : m_v
- le modèle inverse que nous reconstruisons : m_I
- le modèle initial que nous utilisons : m_0

L'objectif de l'inversion est de trouver $m_I = m_v$ à partir des observations y_0. Pour cela, nous utilisons une inversion Bayesienne. L'inversion Bayesienne consiste à construire un modèle inverse (m_I) en perturbant un modèle initial (m_0) en fonction de l'écart entre les données observées et les données synthétiques :

$$m_I = m_0 + K(y_0 - Hm_0) \tag{2.2}$$

où K est la matrice qui perturbe le modèle initial en fonction de l'erreur de reconstruction des données. Soit $E_m = m_I - m_v$ l'erreur entre le modèle inversé et le modèle vrai. Pour minimiser cet écart, nous devons optimiser l'inversion en déterminant K. Pour cette optimisation, nous avons choisi d'utiliser la méthode des moindres carrés en cherchant à minimiser la somme des carrés des écarts entre le modèle vrai et le modèle inverse (trace du produit $E_m\ {}^tE_m$). Nous pouvons remarquer que cette erreur entre le modèle vrai et le modèle inversé prend en compte les erreurs liées à l'approximation des rais que nous avons faites (voir paragraphe 2.1.1). Ceci signifie que nous obtiendrons bien le meilleur modèle sous cette hypothèse de propagation linéaire.

2.1.3 Optimisation de l'inversion

A l'aide des expressions de m_I et m_v, nous obtenons : $E_m = E_{m_0} - K\left(E_{y_0} + HE_{m_0}\right)$ avec $E_{y_0} = y_0 - Hm_v$ les erreurs sur les observations et $E_{m_0} = m_0 - m_v$ les erreurs du modèle initial par rapport au modèle vrai.

Posons $f(K) = tr(E_m\ {}^tE_m)$, où $tr(E_m\ {}^tE_m)$ est la trace de $E_m\ {}^tE_m$. Après développement nous obtenons :

$$\begin{aligned} f(K) &= tr\left[C_{m_0} - C_{m_0}\ {}^tH\ {}^tK - KHC_{m_0} + K(C_{y_0} + HC_{m_0}\ {}^tH)\ {}^tK\right] \\ &- tr\left[E_{m_0}\ {}^tE_{y_0}\ {}^tK\right] - tr\left[KE_{y_0}\ {}^tE_{m_0}\right] + tr\left[KE_{y_0}\ {}^tE_{m_0}\ {}^tH\ {}^tK\right] \\ &+ tr\left[KHE_{m_0}\ {}^tE_{y_0}\ {}^tK\right] \end{aligned} \tag{2.3}$$

avec $C_{m_0} = E_{m_0}\ {}^tE_{m_0}$ la matrice de covariance du modèle et $C_{y_0} = E_{y_0}\ {}^tE_{y_0}$ celle des observations.

On suppose que les erreurs du modèle initial et des données sont indépendantes donc $tr\left[E_{y_0}\ {}^tE_{m_0}\right] = tr\left[E_{m_0}\ {}^tE_{y_0}\right] = 0$.

Pour déterminer K, nous minimisons la fonction f en fonction de K, en utilisant sa différentielle. La linéarité de la trace et la propriété $tr(\ {}^tA) = tr(A)$ pour toute matrice A, nous permettent d'écrire la différentielle :

$$df_K(L) = tr\left\{2[-C_{m_0}\ {}^tH + K(C_{y_0} + HC_{m_0}\ {}^tH)]\ {}^tL\right\} \tag{2.4}$$

En utilisant la définition du produit scalaire sur les matrices nous obtenons $f'(K)$ la dérivée de $f(K)$: $f'(K) = 2[-C_{m_0}\ {}^tH + K(C_{y_0} + HC_{m_0}\ {}^tH)]$.

$f'(K) = 0$ donne alors :

$$K = C_{m_0}\ {}^tH(C_{y_0} + HC_{m_0}\ {}^tH)^{-1} \tag{2.5}$$

2.1.4 Description des matrices utilisées pour l'inversion linéaire des temps de propagation

Trois matrices sont conditionnées par l'étude réalisée : le vecteur qui contient les données, le vecteur qui décrit les modèles et la matrice de passage de l'espace des données à l'espace des modèles.

Vecteur de données (y_0) : N_{obs} est le nombre d'observations réalisées. y_0 est alors un vecteur colonne avec N_{obs} lignes où chacune est le temps de propagation de l'onde étudiée pour une paire de stations à une fréquence donnée.

Vecteurs des modèles (m_0, m_v, ...) : le milieu de propagation est divisé en N_{cel} cellules carrées. Chaque vecteur modèle est un vecteur colonne de N_{cel} lignes et chaque ligne est la lenteur dans une cellule. Nous considérons que la lenteur est constante dans chaque cellule et l'ensemble de notre zone d'étude est divisée en 48000 cellules carrées de 30 km de côté.

Matrice de passage de l'espace des modèles à l'espace des données : cette matrice est composée de N_{obs} lignes et N_{Cel} colonnes et chaque élément de cette matrice est la distance de chaque trajet dans une cellule du modèle.

2.1.5 Modèle inverse

En remplaçant la matrice K déterminée par l'équation 2.5 dans la relation 2.2 nous obtenons :

$$m_I = m_0 + C_{m_0}\,{}^tH(C_{y_0} + HC_{m_0}\,{}^tH)^{-1}(y_0 - Hm_0) \tag{2.6}$$

D'autre part, *Tarantola and Valette* (1982) ont montré que le résultat d'une inversion linéaire avec une optimisation basée sur les moindres carrés est donnée par l'équation :

$$\hat{p} = p_0 + (G^T \cdot C_{d_0d_0}^{-1} \cdot G + C_{p_0p_0}^{-1})^{-1} \cdot G^T \cdot C_{d_0d_0}^{-1} \cdot (d_0 - G \cdot p_0) \tag{2.7}$$

avec G la matrice des dérivées partielles en fonction de p, $C_{p_0p_0}$ la matrice de covariance du modèle a priori, $C_{d_0d_0}$ la matrice de covariance des données a priori, d_0 la matrice des données, p_0 la matrice du modèle initial et $\hat{p}$ le modèle inverse.

Le développement des équations 2.6 et 2.7 démontre que ces deux équations sont équivalentes avec $G = H$, $C_{d_0d_0} = C_{y_0}$, $C_{p_0p_0} = C_{m_0}$, $d_0 = y_0$ et $p_0 = m_0$. Bien que notre démonstration soit différente de celle de *Tarantola and Valette* (1982), les équations qui permettent de calculer le modèle inverse sont identiques.

En utilisant cette inversion Bayesienne, le modèle obtenu est celui qui explique le mieux les données tout en considérant que des erreurs sont possibles dans les observations. Les liens entre les différentes observations sont définis par la matrice de covariance des données. Cette inversion permet également de prendre en compte les interdépendances entre paramètres du modèle et la relation avec le modèle initial choisi (covariance du modèle). Par conséquent, le choix des deux matrices C_{y_0} et C_{m_0} est très important car il conditionne le modèle final obtenu.

2.1.6 Poids relatifs des données et du modèle initial dans l'inversion

Le poids relatif des deux matrices de covariance (C_{m_0} et C_{y_0}) définit l'influence du modèle initial ou des données sur l'inversion. Pour évaluer le poids de ces matrices, nous les avons normalisées. Pour la matrice de covariance du modèle, le coefficient A_{C_m} détermine l'écart possible

du modèle final par rapport au modèle initial en pourcentage de la vitesse initiale. Pour la matrice de covariance des données, le coefficient A_{C_y} définit l'écart en secondes entre les données calculées pour le modèle inverse et les observations. Le choix de ces deux coefficients définit la manière dont l'inversion permet la reconstruction des observations tout en contrôlant l'écart du modèle inverse par rapport au modèle initial.

Remarque :
Etudions plusieurs cas avec des poids relatifs différents :

A_{C_y} **faible par rapport à** A_{C_m} : après l'inversion, l'écart aux données est faible et le modèle final peut s'éloigner énormément du modèle initial. Dans ce cas, les modèles obtenus sont très irréguliers et les observations sont très bien expliquées.

A_{C_y} **fort par rapport à** A_{C_m} : L'écart aux données est fort et le modèle final ne s'éloigne pas du modèle initial. Dans ce cas, les modèles obtenus ont de faibles variations mais les données sont mal expliquées.

Dans le paragraphe suivant nous présenterons la méthode que nous avons utilisée pour déterminer ces deux coefficients.

Ces coefficients de normalisation permettent d'évaluer les poids relatifs des données et du modèle de manière globale. Les valeurs utilisées dans les matrices de covariance déterminent seulement les relations entre les paramètres ou entre les données. Il est beaucoup plus simple de déterminer physiquement les qualités relatives entre deux observations plutôt que leur qualité de manière absolue.

La détermination de ces matrices est très importante car elles définissent la qualité et l'interdépendance entre les observations pour la matrice C_{y0} et les relations entre les paramètres du modèle pour C_{m0}. Le dernier paramètre de l'inversion est le modèle initial. Dans le paragraphe suivant, nous présenterons la démarche suivie et les valeurs que nous utilisons.

2.2 Détermination des paramètres de l'inversion

2.2.1 Modèle initial : vitesse de propagation moyenne

Selon la théorie de l'inversion Bayesienne, le modèle inverse est obtenu en perturbant un modèle initial. Pour que le modèle inverse calculé soit proche de la réalité, les perturbations appliquées au modèle initial doivent être faibles. C'est pourquoi nous avons choisi un modèle initial homogène dont la lenteur est la lenteur moyenne pour toutes les observations réalisées à la fréquence choisie.

2.2.2 Les matrices de covariance

Les matrices de covariance choisies influencent fortement le modèle inverse obtenu. Grâce aux coefficients de normalisation, les valeurs utilisées sont normalisées à 1. Les valeurs de chaque élément de ces matrices définissent donc les relations entre les mesures et entre les paramètres du modèle.

Description des matrices de covariance

La matrice de covariance du modèle (C_{m_0}) décrit l'interdépendance entre les paramètres du modèle. Cette matrice est donc carrée de dimension N_{cel}. La matrice de modèle (m) contient les valeurs de la lenteur dans chaque cellule du modèle. Nous avons considéré que la vitesse ne varie pas brutalement spatialement et pour cela, nous avons lié les cellules du modèle en fonction de la distance qui les sépare. Dans la matrice de covariance du modèle, nous avons utilisé une covariance qui suit une fonction gaussienne qui dépend de la distance entre les cellules. Cela signifie que lorsque deux cellules sont éloignées, leurs vitesses peuvent varier indépendamment.

Les termes diagonaux de la matrice de covariance des données (C_{y_0}) décrivent la qualité des données utilisées et les autres termes l'interdépendance entre les observations. Pour cette inversion, nous considérons que toutes les mesures sont indépendantes et que la qualité de la mesure est quantifiée par l'inverse normalisé du coefficient de confiance mesuré lors du test de symétrie (Q) (voir partie IV, chapitre 1). Cela signifie que seuls les termes diagonaux sont non nuls, et lorsque ceux-ci sont proches de 1, cela signifie que les mesures sont fausses et donc l'inversion ne cherchera pas à reconstruire la valeur correspondante.

Facteurs de normalisation des matrices de covariance

Les deux matrices de covariance sont normalisées à 1, et nous avons défini des coefficients de normalisation (A_{C_y} et A_{C_m}) qui permettent de quantifier le poids relatif de ces deux matrices. Ceci permet soit de favoriser la reconstruction des données au détriment du lissage du modèle soit de conserver une fort lissage spatial en limitant la reconstruction des données. Pour choisir ces deux coefficients, nous avons calculé l'écart aux données en fonction de la rugosité du modèle pour différentes valeurs des coefficients ce qui nous donne une courbe de type courbe en L (figure 2.1). En utilisant cette courbe nous déterminons la paire de coefficients (carré rouge) qui explique correctement les données tout en limitant la rugosité du modèle parmi un ensemble de possibilités (étoiles bleues) (voir le livre de *Nolet* (2008) pour la discussion sur les courbes en L).

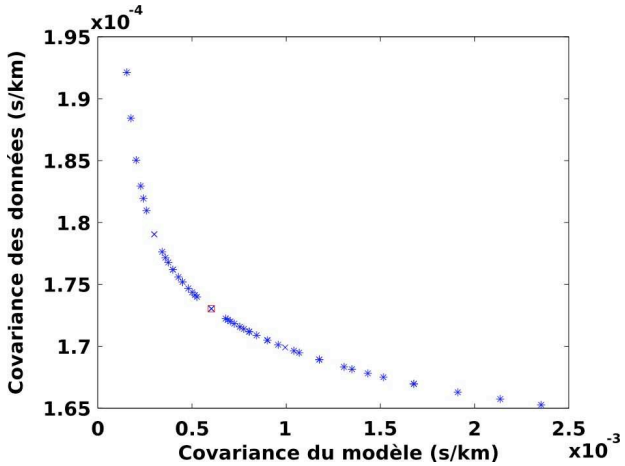

FIGURE 2.1 : *Evolution de l'écart aux données et de la rugosité du modèle inverse pour différents coefficients de normalisation. Le carré rouge correspond aux valeurs utilisées pour le reste de l'étude*

Les coefficients obtenus sont de 5 % de variation de la lenteur du modèle initial et 5 s d'écart de temps par rapport aux temps de propagation mesurés.

En plus des paramètres de l'inversion, la qualité d'une inversion est définie par les propriétés du jeu de données (nombre de mesures, positions, ...) qui seront décrites dans le paragraphe suivant.

2.3 Propriétés de l'ensemble des données à inverser

2.3.1 Introduction

La qualité de la régionalisation de la vitesse de propagation d'une onde dépend de la manière dont les mesures échantillonnent le milieu. Une inversion de bonne qualité est obtenue lorsque :

- beaucoup de données sont disponibles
- les trajets utilisés se croisent (diversité dans la distribution des azimuts)
- les longueurs des trajets (distances inter-stations) sont distribuées dans une gamme large. Les courtes distances donnent des informations à petite échelle alors que les longues distances apportent des informations à grandes longueurs d'onde.
- le nombre de trajets traversant chaque cellule du modèle est homogène.

Dans ce paragraphe, nous présenterons successivement le nombre de corrélations disponibles, la distribution des distances inter-stations, la distribution des azimuts des paires de stations et enfin la qualité des mesures.

2.3.2 Nombre de courbes de dispersion calculées

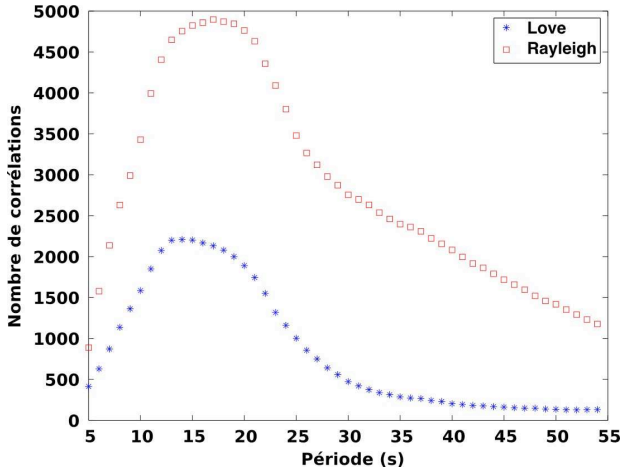

FIGURE 2.2 : *Variation avec la fréquence du nombre de mesures de temps de propagation disponibles après le test de symétrie et l'utilisation de plusieurs composantes du tenseur de corrélations (voir partie IV chapitre 1). La courbe rouge correspond aux ondes de Rayleigh et la courbe bleue aux ondes de Love.*

Simplement, la qualité d'une inversion augmente avec le nombre de mesures utilisées. Le nombre de mesures de temps de propagation est au maximum d'environ 4900 pour les ondes de Rayleigh autour de 17 s. Le nombre maximum de mesures pour l'onde de Love est de 2200 à 13 s de période. Le nombre de mesures disponibles diminue rapidement lorsque la période diminue passant à 900 et 400 mesures disponibles à 5 s pour respectivement les ondes de Rayleigh et les ondes de Love. Lorsque la période augmente, le nombre de mesures disponibles diminue brutalement jusqu'à 25 s puis très progressivement jusqu'à 55 s.

La résolution du modèle de vitesse dépend non seulement du nombre de trajets utilisés, mais également de la répartition spatiale de ces trajets, nous avons choisi de calculer les inversions jusqu'à 55 s de période. D'autre part, la figure 2.2 suggère que les inversions seront de très bonne qualité entre 7 et 25 s, puis qu'elles se dégraderont en bordure de bande passante. Cette observation est cohérente avec la bande passante du bruit et l'observation de la stabilité des courbes de dispersion mesurées (voir partie IV chapitre 1).

2.3.3 Distribution azimutale des mesures

Dans une inversion, la résolution et la qualité des modèles obtenus dépendent de la manière dont les rais utilisés se croisent. Pour l'ensemble des corrélations cette information est donnée par la distribution des azimuts des paires de stations. Nous avons choisi de représenter la distribution

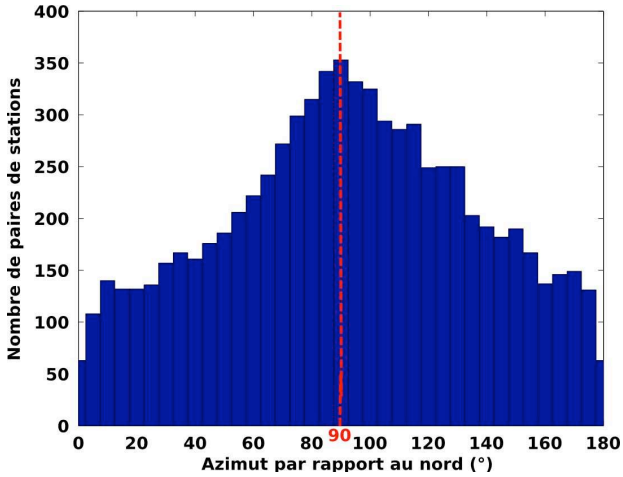

FIGURE 2.3 : *Distribution des azimuts pour les paires de stations dont les distances sont inférieures à 800 km*

des azimuts entre 0 et 180°pour les paires dont la distance est inférieure à 800 km (figure 2.3). L'utilisation d'un critère de symétrie par rapport au temps $t = 0$ de la corrélation rend les azimuts équivalents à 180°près. Ce choix de sélectionner les distances est basé sur la forme globale du réseau, la distribution des distances des paires de stations et les propriétés des corrélations. En effet, le réseau est rectangulaire, donc les grandes distances inter-stations sont orientées Est-Ouest. Or, les corrélations de bruit convergent moins rapidement lorsque les distances inter-stations sont grandes, et les mesures de temps seront donc affectées d'un poids plus faible selon le critère de symétrie. Nous avons choisi de ne pas prendre en compte les couples dont la distance inter-station est supérieure à 800 km pour ne pas ajouter des mesures (inutiles) de qualité pauvre. D'autre part, nous avons choisi 800 km car environ 80% des paires de stations disponibles ont des distances inférieures.

Cette distribution des azimuts des paires de stations montre un pic à 90°N. Ce pic correspond à l'extension Est-Ouest du réseau (voir partie II) qui s'observe donc également pour les courtes distances inter-stations. Cette répartition hétérogène des azimuts peut diminuer la résolution du modèle final obtenu. Cependant, nous avons choisi de ne pas tenter de remédier à ce problème (par exemple en pondérant les mesures en fonction de l'azimut) car la qualité des corrélations dépend aussi des positions des sources de bruit et donc de l'azimut des paires de stations. Or, nous avons choisi de pondérer dans l'inversion les temps de propagation en fonction de la qualité de la mesure ce qui revient à appliquer une pondération avec l'azimut. D'autre part, le grand nombre de paires de stations disponibles permet de compenser en partie l'effet de l'hétérogénéité des azimuts.

2.3.4 Qualité globale des courbes de dispersion

La qualité d'une inversion dépend non seulement des propriétés des données, mais également de la qualité des mesures. Grâce à notre méthode de test sur les différentes composantes du tenseur de corrélation, nous évaluons la qualité des mesures de temps grâce à l'indice de confiance.

Pour les ondes de Rayleigh, la moyenne de la covariance (indice de confiance) est supérieure à 0.6 sur toute la bande passante (figure 2.4). En moyenne cinq mesures sur un maximum possible de huit (les mesures sur les parties causales et acausales de quatre composantes du tenseur de corrélations) sont donc utilisées pour un temps pour un couple de stations à une fréquence. Les corrélations reconstruites sont robustes et cohérentes pour toutes les composantes et les mesures des courbes de dispersion faites sont stables. Le maximum de l'indice de confiance moyen est supérieur à 0.85 ce qui prouve qu'en moyenne sept composantes sur huit sont utilisées pour l'inversion à 15 s de période.

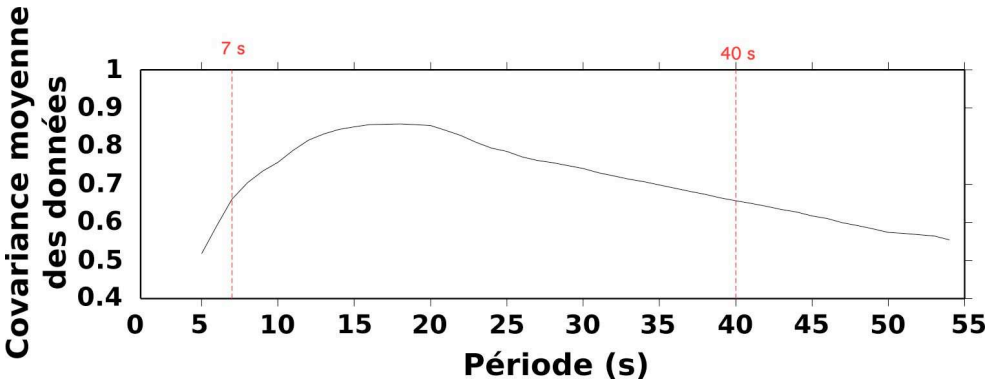

FIGURE 2.4 : *Evolution de la qualité des mesures de temps de propagation en fonction de la période*

Entre 7 et 40 s de période nos mesures sont de bonne qualité avec une covariance supérieure à 0.65. La qualité des mesures augmente rapidement aux courtes périodes pour atteindre 0.85 entre 15 et 20 s de période (sept mesures sur huit) puis elle diminue progressivement jusqu'à 55 s où elle est égale à 0.55. Cette diminution est cohérente avec la diminution de l'énergie des signaux reconstruits par corrélations de bruit et elle correspond à une diminution de la qualité de la reconstruction de la fonction de Green à courtes et longues périodes (peu de sources de bruit, voir partie III).

2.4 Tests de résolution des cartes de vitesse de groupe en utilisant des modèles synthétiques

2.4.1 Principe

Nous avons utilisé des modèles de vitesse de groupe synthétiques pour calculer des temps de parcours synthétiques que nous avons ensuite inversés en utilisant la même technique que celle utilisée sur les données réelles. Pour chaque période, l'ensemble des données synthétiques est créé pour les couples de stations disponibles dans les données réelles.

Il est important de noter que le maillage utilisé pour calculer les données synthétiques est différent de celui utilisé dans l'inversion (tailles et positions des cellules).

2.4.2 Modèles synthétiques initiaux

Les modèles synthétiques sont des damiers à anomalies carrées de tailles 100 et 200 km avec des vitesses qui varient de manière continue entre 3 $km.s^{-1}$ et 3.5 $km.s^{-1}$ (figure 2.5).

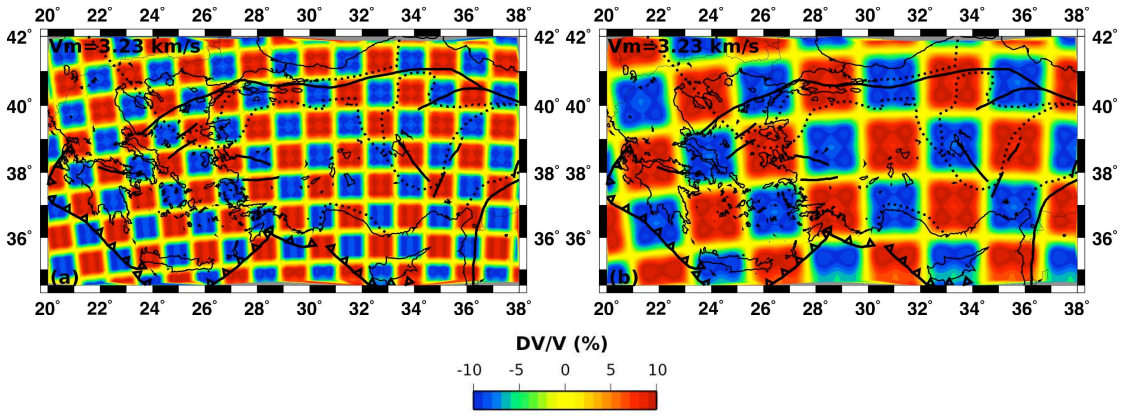

FIGURE 2.5 : *Modèles de vitesse synthétiques utilisés pour calculer les temps de propagation synthétiques avec des anomalies de 100 km et 200 km*

L'utilisation de modèles en damier nous permet d'évaluer les variations spatiales de la résolution. D'autre part, en faisant ce traitement pour toutes les périodes, nous avons une information sur les variations de la résolution en fonction de la période. Nous avons fait ces tests de résolution pour les ondes de Rayleigh et les ondes de Love à toutes les périodes.

2.4.3 Anomalies de grande taille : 200 km

Ondes de Rayleigh

A toutes les périodes, les données synthétiques des temps de propagation des ondes de Rayleigh générées avec des anomalies de 200 km permettent de reconstruire correctement les positions et les amplitudes des anomalies de vitesse. Les modèles obtenus à 10 et 30 s de période sont présentés sur la figure 2.6.

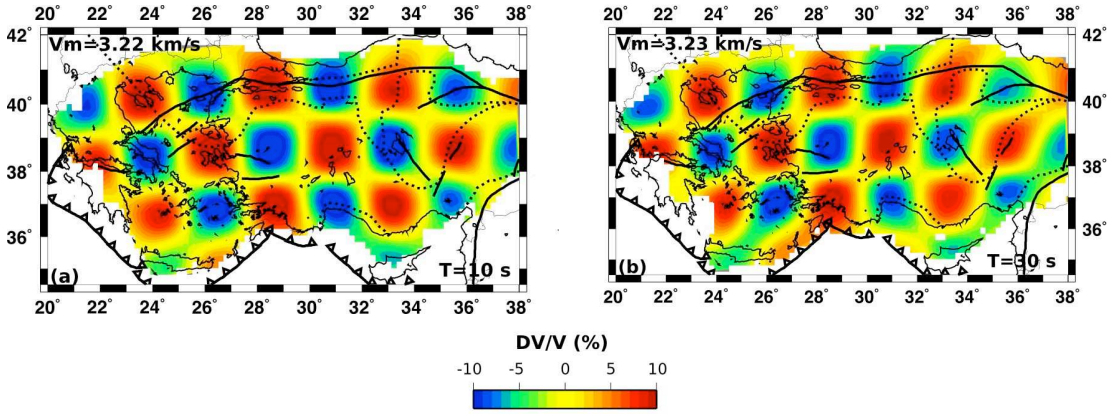

FIGURE 2.6 : *Modèles inverses obtenus pour des anomalies de 200 km en utilisant les trajets disponibles pour les périodes 10 s (a) et 30 s (b) des ondes de Rayleigh*

Sur l'ensemble du réseau et à toutes les périodes, les hétérogénéités de vitesse de dimension supérieure à 200 km seront bien reconstruites avec les ondes de Rayleigh.

Ondes de Love

Avec le même modèle synthétique, en utilisant les trajets disponibles pour les ondes de Love à chaque période, nous observons également sur la figure 2.7 que les positions et les amplitudes des anomalies de 200 km sont retrouvées. Comme pour les ondes de Rayleigh, la résolution spatiale est donc meilleure que 200 km.

2.4.4 Anomalies de taille 100 km

Ondes de Rayleigh

A 10 s de période (figure 2.8(a)), les positions des anomalies de vitesse sont retrouvées en Anatolie Occidentale (25 à 31 °E) et leurs amplitudes sont raisonnablement peu atténuées car on mesure des anomalies de $\pm 7\%$ alors que les valeurs initiales étaient de $\pm 8.4\%$. Dans la

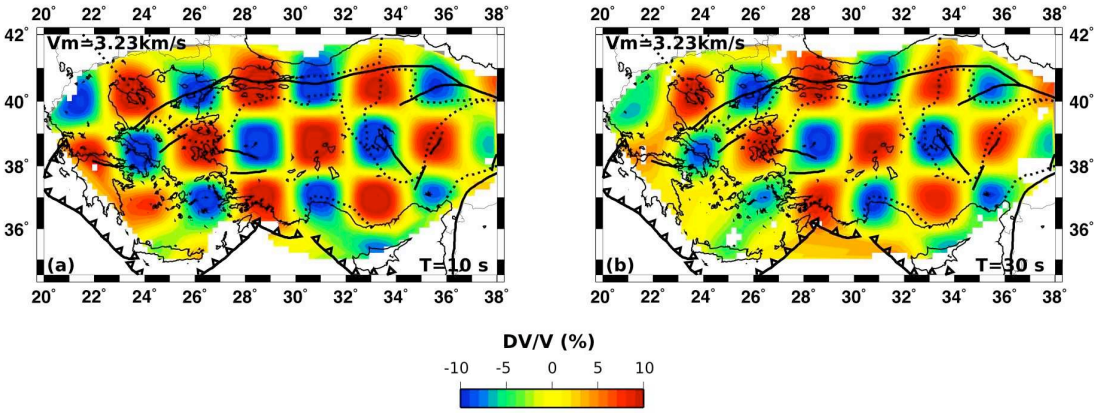

FIGURE 2.7 : *Modèles inverses obtenus pour des anomalies de 200 km en utilisant les trajets disponibles pour les périodes 10 s (a) et 30 s (b) des ondes de Love*

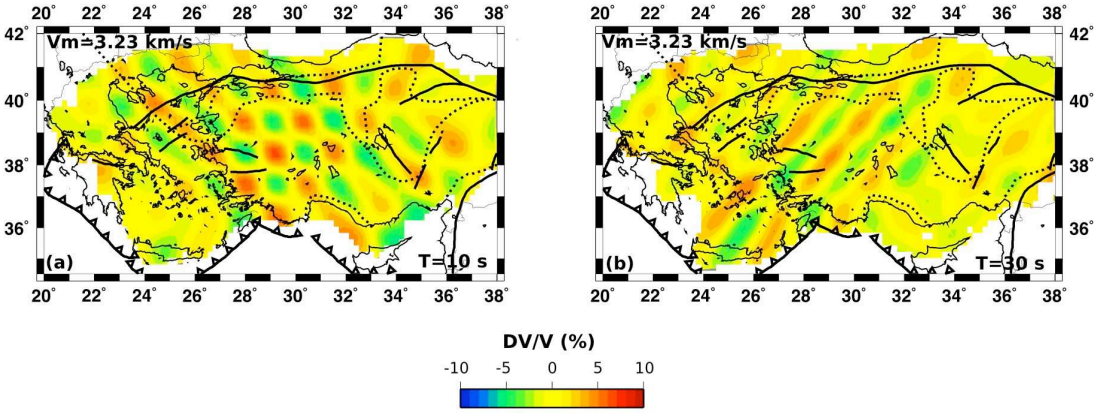

FIGURE 2.8 : *Modèles inverses obtenus pour des anomalies de 100 km en utilisant les trajets disponibles pour les périodes 10 s (a) et 30 s (b) des ondes de Rayleigh*

périphérie de notre zone d'étude, les anomalies sont déformées ou disparaissent. Ainsi, aucune anomalie ne peut être observée en Grèce continentale dans le sud de la Mer Egée et la résolution diminue fortement à l'est de 33°de longitude. En analysant les modèles obtenus pour les périodes comprises entre 10 et 25 s, nous observons une résolution similaire à celle obtenue à 10 s. Ainsi, dans cette gamme de période, nous pouvons considérer que la résolution est constante et proche de 100 km entre 25 et 31°E. Entre 25 s et 30 s de période, la résolution diminue rapidement et la taille de la région bien résolue diminue. Pour les périodes supérieures ou égales à 30 s, la résolution de l'inversion diminue énormément et les anomalies de 100 km ne sont plus reconstruites (figure 2.8(b)).

L'inversion des temps de propagation des ondes de Rayleigh a donc une résolution proche de

100 km en Anatolie occidentale pour la bande passante comprise entre 10 et 30 s. A l'extérieur de cette zone et de cette bande passante, la résolution devient proche de 150 km (meilleure que 200 km, voir paragraphe précédent). Cette diminution de la résolution est cohérente avec la diminution de la qualité des mesures, mais également avec le nombre de corrélations disponibles.

Ondes de Love

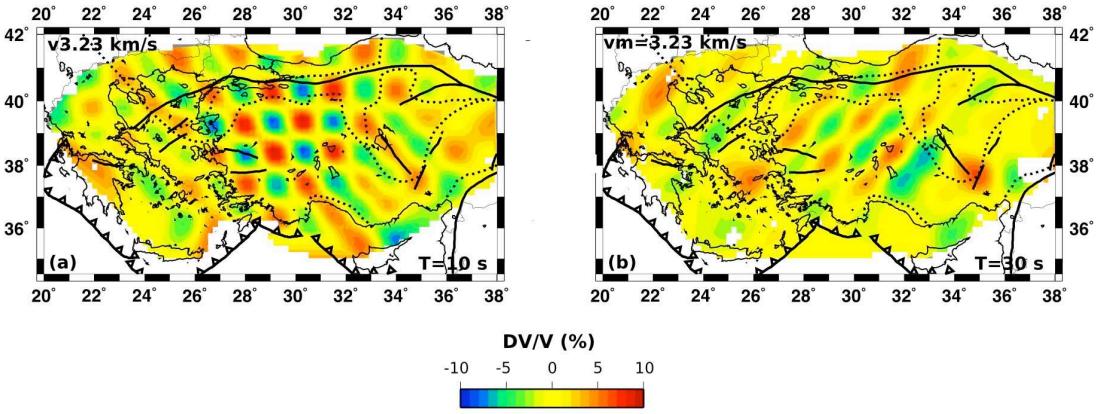

FIGURE 2.9 : *Modèles inverses obtenus pour des anomalies de 100 km en utilisant les trajet disponibles pour les périodes 10 s (a) et 30 s (b) des ondes de Love*

L'inversion des temps de propagation synthétiques calculés pour des anomalies de 100 km pour les ondes de Love montre que les positions et les amplitudes des anomalies sont retrouvées en Anatolie occidentale pour les périodes comprises entre 10 et 25 s. En périphérie, la résolution diminue rapidement et les modèles sont mal résolus en Grèce continentale, dans le sud de la Mer Egée et à l'est de 32°E de longitude. De la même manière que pour les ondes de Rayleigh, la résolution diminue rapidement entre 25 et 30 s de période et la zone résolue correspond alors seulement à l'Anatolie occidentale. A partir de 30 s de période, les formes et les positions des anomalies de 100 km sont fausses.

Conclusion sur la résolution

Sur toute la bande passante et dans toute notre zone d'étude, la résolution est meilleure que 200 km aussi bien pour les ondes de Love que pour les ondes de Rayleigh. La résolution atteint environ 100 km en Anatolie occidentale pour les périodes comprises entre 10 et 25 s aussi bien pour les ondes de Love que pour les ondes de Rayleigh. Au centre du réseau, la forte densité des rais qui se croisent permet d'avoir une bonne résolution, et donc de retrouver des anomalies de petites tailles.

Cependant, l'amplitude reconstruite des anomalies dépend énormément des covariances utilisées. Ainsi, plus la covariance sur les données est grande et plus la vitesse du modèle inverse varie spatialement. Dans le paragraphe suivant nous montrerons que la résolution peut être améliorée en utilisant une covariance aux données.

2.4.5 Intérêt de la covariance pour des données bruitées

Sur les temps de propagation synthétiques calculés avec des anomalies de 100 km, nous ajoutons une erreur aléatoire comprise entre 0 et 10 % du temps. Ces données bruitées sont inversées pour reconstruire le modèle initial en utilisant trois matrices différentes de covariance des données :

1. la covariance attribuée à chaque mesure dépend de l'erreur de temps appliquée (figure 2.10(a))
2. les covariances utilisées dans le premier cas sont réattribuées aléatoirement aux mesures (figure 2.10(b))
3. la covariance est identique pour toutes les mesures (figure 2.10(c))

Le premier cas correspond à ce que nous utilisons avec les données réelles car nous pondérons chaque mesure en fonction de sa qualité. Le second cas a pour objectif de nous permettre d'observer l'effet de l'utilisation de covariances inadaptées à la qualité des données. Pour ce test, nous avons utilisé les trajets disponibles pour les ondes de Rayleigh à 25 s de période. Enfin, le dernier cas correspond aux inversions qui sont "classiquement" faites pour les temps de propagation mesurés à partir des corrélations de bruit (par exemple *Brenguier et al.* (2007); *Stehly et al.* (2009)).

Lorsque la pondération dépend de l'erreur attribuée (figure 2.10(a)), alors les positions des anomalies du modèle synthétique et leurs intensités sont retrouvées en Anatolie occidentale mais pas en périphérie du réseau, comme dans la figure 2.8(a) obtenue pour l'inversion de données non-bruitées. Lorsque la covariance n'est pas directement liée à l'erreur sur la mesure (figure 2.10(b)), les anomalies reconstruites sont très différentes de celles du modèle synthétique, non seulement par leurs formes, mais aussi par leurs amplitudes. Lorsque la pondération est identique pour toutes les observations (figure 2.10(c)), la déformation des anomalies reste proche de celle obtenue lorsque les données sont pondérées aléatoirement (figure 2.10(b)). Cependant les amplitudes des anomalies deviennent plus grandes et s'éloignent plus du modèle synthétique.

En conclusion, pour obtenir le meilleur modèle il est important de tenir compte de la qualité des données car cela influence la qualité du modèle retrouvé. Cependant, cette analyse montre également que la covariance sur les données doit être correctement évaluée car, dans le cas

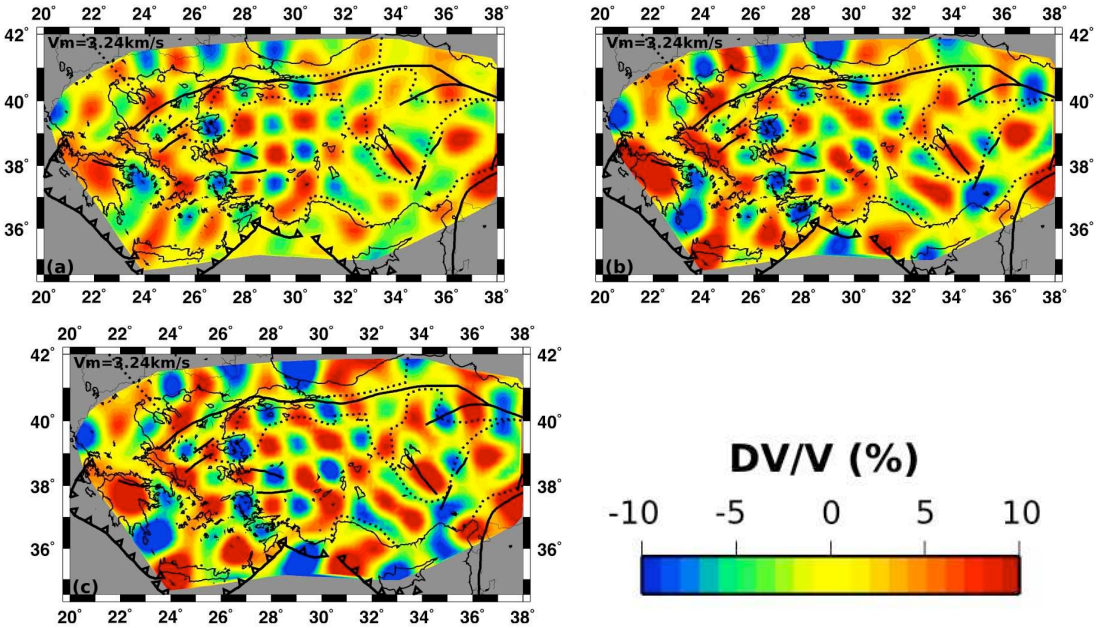

FIGURE 2.10 : *Modèles inverses obtenus à partir de données synthétiques bruitées avec des erreurs aléatoires de 10% pour un damier à 100 km en : (a) pondérant les mesures en fonctions de l'erreur, (b) en pondérant aléatoirement les mesures, (c) en utilisant une pondération identique pour toutes les mesures.*

contraire, son utilisation peut diminuer la qualité du modèle obtenu. Donc, l'utilisation d'une pondération correcte par rapport aux erreurs sur chaque mesure permet d'améliorer la résolution du modèle par rapport aux modèles obtenus avec des pondérations homogènes. En utilisant le critère sur la convergence du tenseur des corrélations pour chaque mesure, nous devrions donc obtenir des modèles de bonne qualité. Dans le paragraphe suivant nous présenterons les modèles initiaux des inversions des vitesse de groupe des ondes de Rayleigh et des ondes de Love, puis nous évaluerons la qualité des modèles inverses obtenus.

2.5 Modèle initial et qualité des cartes de vitesse de groupe obtenues

2.5.1 Modèles initiaux

Une inversion Bayesienne perturbe un modèle initial pour trouver le modèle final qui explique au mieux les données. Nous avons choisi d'utiliser, pour chaque période, un modèle initial homogène dont la vitesse est égale à la moyenne des vitesses mesurées pour tous les trajets à la

période considérée. Les valeurs de vitesse moyenne varient en fonction de la période et nous donnent donc les courbes de dispersion moyennes des ondes de Love et des ondes de Rayleigh (figure 2.11).

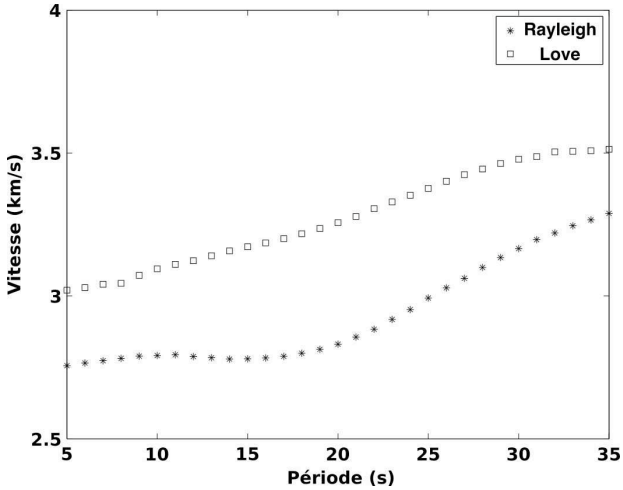

FIGURE 2.11 : *Vitesses moyennes mesurées pour les ondes de Love (carrés) et les ondes de Rayleigh (étoiles)*

Entre 5 et 20 s de période, la vitesse de ondes de Rayleigh varie peu autour de 2.7 $km.s^{-1}$. Pour les périodes supérieures à 20 s, cette vitesse augmente rapidement pour atteindre 3.4 $km.s^{-1}$ à 35 s de période. La vitesse des ondes de Love est supérieure à la vitesse des ondes de Rayleigh mais son évolution est différente. Ces deux différences sont normales et peuvent s'expliquer par la nature de chaque onde (voir partie I). La vitesse de groupe des ondes de Love augmente progressivement entre 5 et 30 s de période puis se stabilise à 3.5 $km.s^{-1}$.

L'augmentation rapide de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh dans la gamme de période 20 -35 s est liée à la présence d'une phase d'Airy dont la vitesse est lente à 18 s de période. Cette phase est associée à la propagation des ondes dans un guide d'onde continu. Elle est donc souvent associée à un fort contraste de la vitesse des ondes S en profondeur (interface). Compte tenu de la période à laquelle cette phase est observée et de la valeur de la vitesse de groupe mesurée, cette phase d'Airy est liée à la discontinuité entre la croûte et le manteau lithosphérique qui est appelée : discontinuité de Mohorovicic ou Moho et se trouve donc en moyenne à 30 km de profondeur dans cette région.

2.5.2 Qualité de l'inversion : mesure du misfit

Pour évaluer l'apport d'un modèle hétérogène par rapport à un modèle homogène simple sur l'explication des données, nous avons calculé l'écart aux données (misfit) avec les modèles

initiaux homogènes à toutes les fréquences et l'amélioration de cet écart conséquence de l'inversion.

Le misfit est donné par la formule : $\Sigma = \sqrt{(\frac{\sum_N DT_N^2}{N})}$ où DT_N est l'écart entre les temps de propagation mesurés et calculés dans le modèle obtenu par inversion pour le couple N. La figure 2.12(a) montre que le misfit des modèles initiaux homogènes est faible, de moins de 10 s entre 7 et 30 s de période. A 15 s de période, le temps de propagation moyen est de 186 s, donc l'erreur faite par le modèle homogène est en moyenne inférieure à 5 %. A 40 s de période, le misfit est inférieure à 20 s ce qui correspond à moins de 10.8% d'erreur. Pour les deux types d'onde le misfit augmente avec la période tout en restant inférieur à une demi-période. Cette figure montre que le modèle homogène explique déjà correctement les données dans leur ensemble. Ces modèles homogènes remplissent donc la condition selon laquelle le modèle initial doit être assez proche du modèle final (voir début du chapitre).

La variation du misfit lors de l'inversion est donnée par la formule : $\frac{\Sigma_I - \Sigma_0}{\Sigma_0}$ avec Σ_I le misfit après inversion et Σ_0 le misfit avant inversion. Cette valeur apporte une information sur l'intérêt de construire un modèle hétérogène plutôt qu'un modèle homogène pour expliquer les observations.

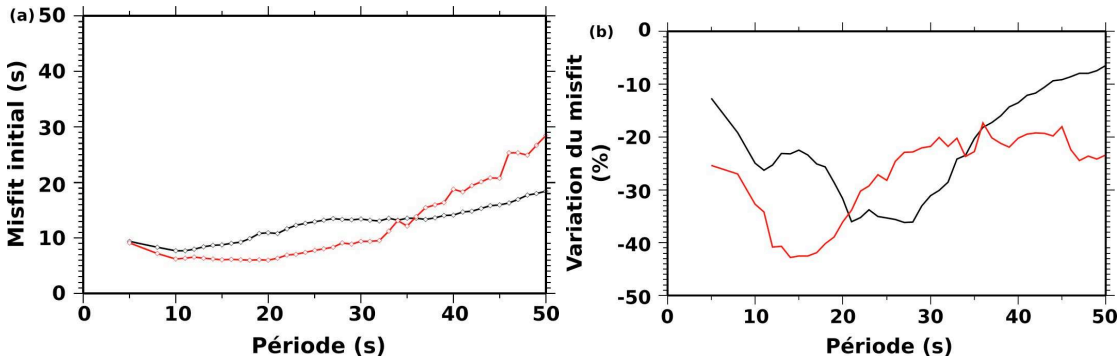

FIGURE 2.12 : *Misfit initial (a) et variation du misfit entre les modèles initial et final (b) pour les ondes de Love (courbes rouges) et Rayleigh (courbes noires)*

Entre 7 et 35 s de période, pour les ondes de Love et les ondes de Rayleigh, les modèles hétérogènes obtenus améliorent de plus de 20 % l'écart moyen aux données (figure 2.12(b)). Cette amélioration montre que les modèles hétérogènes expliquent mieux les observations que les modèles homogènes initiaux. Cependant, l'amélioration du misfit varie avec la période et elle est plus importante entre 10 et 30 s de période. Nous pouvons relier cette amélioration du misfit entre 10 et 30 s avec la bande passante dans laquelle les corrélations de bruit sont les mieux reconstruites (voir partie IV, chapitre 2).

Lorsque l'amélioration du misfit est importante cela signifie que le modèle hétérogène re-

construit explique mieux les données que le modèle homogène initial. Des courbes de la figure 2.12(b) nous pouvons déduire que les modèles hétérogènes reconstruits seront de bonne qualité entre 7 et 40 s de période. A plus courtes et à plus longues périodes, les modèles hétérogènes apportent moins d'informations. A ces périodes, il sera donc important de ne pas tenir compte des anomalies de petites tailles.

Dans les deux paragraphes suivants, nous analyserons les cartes de vitesse de groupe obtenues pour les ondes de Rayleigh puis les ondes de Love. Pour les ondes de Rayleigh, nous décrirons les cartes des vitesses de groupes obtenues, puis, nous validerons nos observations en utilisant les résultats publiés par *Karagianni et al.* (2002). Enfin, nous ferons une interprétation rapide des structures identifiées.

2.6 Cartes de vitesse de groupe calculées pour les ondes de Rayleigh

2.6.1 Description des cartes de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh

Les cartes représentent l'écart normalisé de la vitesse de groupe ($\frac{DV}{V}$) par rapport à la vitesse moyenne notée en haut à gauche de chaque carte (V_m). Seules les régions dans lesquelles la covariance du modèle après inversion est supérieure à 0.02 sont représentées. Nous avons choisi cette valeur car elle correspond à la région dans laquelle la résolution est meilleure que 200 km. En utilisant cette représentation, nous nous affranchissons des variations de la vitesse de groupe avec la période. Ainsi, il devient possible de suivre l'évolution des anomalies de vitesses avec la période. Sur ces cartes nous avons également représenté des éléments de la géologie (voir carte 1.7 partie II) :

les grandes failles actives : en traits épais

les zones de subduction : en trait épais avec des triangles vides

les grandes sutures géologiques : en pointillés.

Ces éléments nous permettront de nous situer mais également d'essayer de trouver des relations entre nos observations et la géologie.

Les cartes de vitesse de groupe obtenues pour les ondes de Rayleigh à 10, 25 et 40 s de période sont présentées sur la figure 2.13. Nous avons sélectionné ces trois périodes pour la bonne qualité des résultats obtenus et pour leur représentativité.

A 10 s, la majorité des régions immergées ont des vitesses plus lentes que les région émergées. En Mer Egée, la vitesse de groupe est autour de 2.5 $km.s^{-1}$ alors qu'en Anatolie elle est

proche de 2.7 $km.s^{-1}$ et monte jusqu'à 3.1 $km.s^{-1}$. De plus, la vitesse de groupe pour l'ensemble des terres émergées semble plus homogène que pour les terres immergées. Trois régions ne correspondent pas à cette description sur la figure 2.13 :

Cyclades (zone Cy) : qui sont en Mer Egée et où la vitesse est proche de 2.8 $km.s^{-1}$

nappes de Lycie (zone Ly) : qui se trouve en Anatolie mais dont la vitesse est proche de 2.5 $km.s^{-1}$

sud-ouest du Massif de Kirsehir (zone Kh) : qui se trouve également en Anatolie et dont la vitesse est proche de 2.5 $km.s^{-1}$

A 25 s de période, nous remarquons que la tendance est inversée. En effet, en Mer Egée la vitesse des ondes est rapide (environ 3.5 $km.s^{-1}$) alors qu'elle est plus lente en Anatolie autour de 2.7 $km.s^{-1}$. Bien que les deux zones semblent assez homogènes, deux anomalies rapides se propagent depuis la Mer Egée vers l'Anatolie au niveau du Massif de Menderes (zone Mn) et au sud de la Mer de Marmara (Anatolie nord occidentale, zone Ano). Notons également la présence de vitesses très lentes, 2.6 $km.s^{-1}$ sous les nappes de Lycie (zone Ly).

A 40 s de période, avec des vitesses de 3.9 $km.s^{-1}$ en Egée contre 3.3 $km.s^{-1}$ en Anatolie, la Mer Egée reste plus rapide. Cependant les contrastes de vitesse deviennent plus faibles. A cette période nous pouvons remarquer que l'anomalie lente sous les nappes de Lycie (zone Ly) reste présente et forte (vitesse autour de 3 $km.s^{-1}$) tout comme celle au sud du Massif de Kirsehir (zone Kh)

Pour confirmer la qualité de nos cartes, nous allons comparer nos résultats avec les résultats d'une étude limitée à la Mer Egée.

2.6.2 Comparaison de nos cartes de vitesses de groupe en Mer Egée avec celles de *Karagianni et al.* (2002) : validation de nos résultats

Sur ces cartes nous noterons les anomalies par :

Ax : bassin d'Axios

Ese, Eso et En : bassins de la Mer Egée (sud-est, sud-ouest et nord)

Ma : bassin de la Mer de Marmara.

Ano : Anatolie nord occidentale

Ik : golfe d'Iskendür (nord de Chypre)

Mn : Massif de Menderes

Kh : Massif de Kirsehir

Ly : nappes de Lycie

Cy : Cyclades

Karagianni et al. (2002) ont calculé les cartes de vitesses de groupe des ondes de Rayleigh en Mer Egée à partir des enregistrements de séismes régionaux. La figure 2.14 compare les cartes de vitesse de groupe des ondes de Rayleigh obtenues par les deux études pour trois périodes : 10, 14 et 24 s.

A 10 s de période, les deux études localisent la majorité des anomalies négatives en Mer Egée (Ax, Ese, Eso, En et Ma), et une anomalie positive sous les Cyclades (Cy). Les valeurs de ces anomalies sont très proches avec environ 5% pour les anomalies rapides et -7% pour les anomalies lentes. La différence principale entre ces deux études concerne principalement la résolution. En effet, notre étude isole les anomalies lentes alors que dans leur études les anomalies lentes sont toutes reliées. La plus grande différence se trouve au sud de la Mer Egée car sur notre carte l'anomalie rapide sous les Cyclades s'étend vers le sud.

A 14 s, nous remarquons également que les positions et les amplitudes des anomalies rapides et lentes sont identiques. Comme à 10 s de période, nos anomalies semblent plus individualisées que les leurs ce que nous pouvons relier à une différence de résolution entre les deux études en faveur de la nôtre. Les différences principales sont situées au nord de Rhodes (Ese) où nous avons une anomalie lente alors qu'ils mesurent une anomalie rapide et en Grèce à l'ouest des Cyclades (Cy) où nous n'avons pas d'anomalie alors qu'ils identifient une anomalie rapide (même anomalie qu'à 10 s de période).

A 24 s de période, la plus grande différence se trouve au sud-est des Cyclades (Cy). Ils observent une anomalie lente de -1% alors que nous avons une anomalie qui va jusqu'à 10%.

Nos résultats sont globalement identiques à ceux obtenus à partir des enregistrements de séismes régionaux. Il semble cependant notre résolution est meilleure que celle de *Karagianni et al.* (2002). Ceci est confirmé par les tests de résolution en damier présentés par *Karagianni et al.* (2005) où ils utilisent des anomalies de 1.5°en longitude ($\approx 130\ km$) avec des anomalies de 1 $km.s^{-1}$. Nos tests de résolution ont montré que nous avions une résolution proche de 150 km avec des anomalies de 0.5 $km.s^{-1}$. De plus, ces tests montrent que la résolution est moins bonne en Mer Egée qu'en Anatolie, donc nous pourrons considérer que nos résultats encore plus fiables en Anatolie.

Les différences principales entre nos cartes de vitesses de groupe et celles de *Karagianni et al.* (2002) sont pour la plupart localisées en bordure de notre réseau, notamment vers le sud. Ces différences sont liées à des différences de résolution. Dans la bordure sud du réseau leur résolution est meilleure que la notre grâce à la forte activité sismique et l'absence de stations aux niveau de la zone de subduction (sauf en Crête) nous empêche de résoudre cette région.

Cependant, la technique que nous utilisons ainsi que le jeu de données disponible nous permet de reconstruire des cartes de vitesses de groupe sur une région plus vaste avec une bonne résolution et dans une gamme de fréquence plus large (7-40 s).

2.6.3 Confrontation entre les cartes de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh et la structure géologique

A partir de ces cartes de vitesse de groupe de la figure 2.13, nous pouvons remarquer plusieurs structures importantes. Tout d'abord, nous pouvons identifier les grands bassins sédimentaires sous la forme d'anomalies lentes à courtes périodes (inférieures à 10 s). Ainsi, nous pouvons identifier les bassins de la mer de Marmara (notés Ma), le bassin d'Axios (noté Ax), les bassins nord, du sud-ouest et du sud-est de la Mer Egée (notés En, Ese et Eso) et le bassin au nord de Chypre (noté Ik pour le bassin d'Iskendur). Ces anomalies lentes (sauf Ik) à courtes périodes deviennent des anomalies rapides pour des périodes proches de 20 s. Ainsi, à 25 s, la Mer Egée est caractérisée par une anomalie rapide et l'Anatolie une anomalie lente. Plusieurs études ont montré que la croûte est amincie en Mer Egée (*Tirel et al.* (2004); *Karagianni et al.* (2005)) avec des profondeurs du Moho comprises entre 20 et 25 km. D'autre part, pour l'ensemble de notre réseau nous avons observé que la profondeur moyenne du Moho est d'environ 30 km (voir la figure 2.11). Cette différence entre la profondeur moyenne du Moho et celle du Moho en Mer Egée explique l'anomalie rapide observée à 20 s.

Lorsque la période augmente, les anomalies rapides semblent se propager depuis la Mer Egée vers l'est sous le Massif de Menderes (noté Mn) et dans le nord de l'Anatolie ocidentale (noté Ao). Nous pouvons supposer que cette extension des anomalies rapides est liée à une faible épaisseur crustale dans ces régions. A toutes les périodes nous pouvons également noter la présence d'une anomalie lente dans les nappes de Lycie (Ly). A courtes périodes (10 s), cette anomalie est probablement à mettre en relation avec la présence d'une grande épaisseur de roches sédimentaires peu métamorphisées sous les nappes de Lycie (*Okay et al.* (2001)). A plus longues périodes (25 s), l'anomalie lente suggère que la croûte est épaissie.

Cette analyse simple des cartes des vitesses de groupe des ondes de Rayleigh nous a permis de mettre en évidence la relation entre des anomalies lentes et les bassins sédimentaires à courtes périodes et d'identifier des variations d'épaisseur crustale pour des périodes plus longues. Nous n'avons pas remarqué de relation entre la vitesse de groupe et les différentes sutures entre blocs continentaux représentées par les pointillés sur les cartes. Cependant, l'analyse des cartes de vitesse de groupe ne permet pas une analyse poussée de la structure. Nous tenterons une analyse plus complète dans le chapitre suivant à partir du modèle en trois dimensions de la vitesse des ondes S.

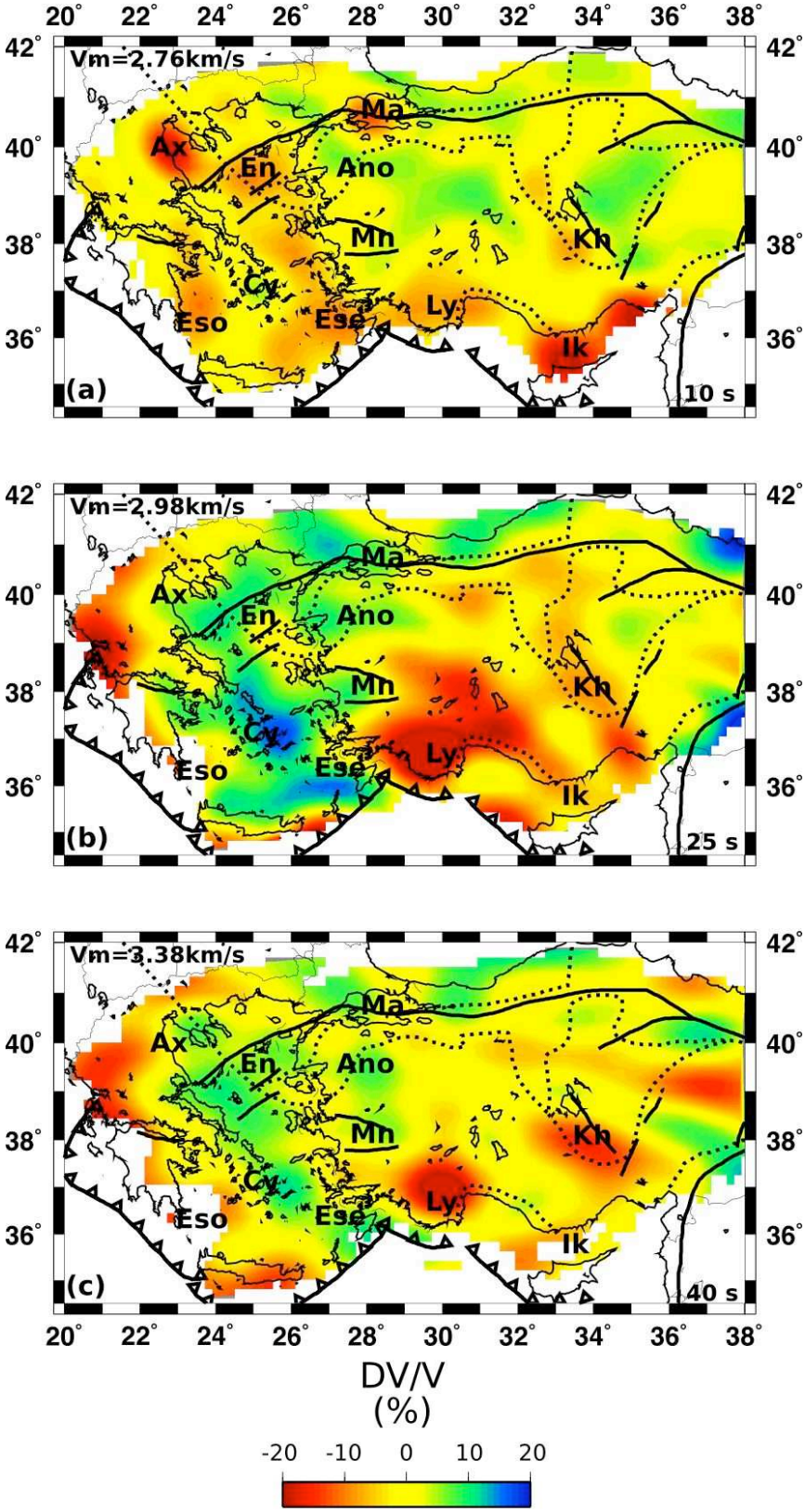

FIGURE 2.13 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh à 10 s, 25 s et 40 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Ax : bassin d'Axios, En, Ese, Eso : bassins de la Mer Egée, Ano : Anatolie nord-occidentale, Ma : bassins de la Mer de Marmara, Mn : Massif de Menderes, Ly : nappes de Lycie, Ik : golfe d'Iskendur, Kh : Massif de Kirsehir*

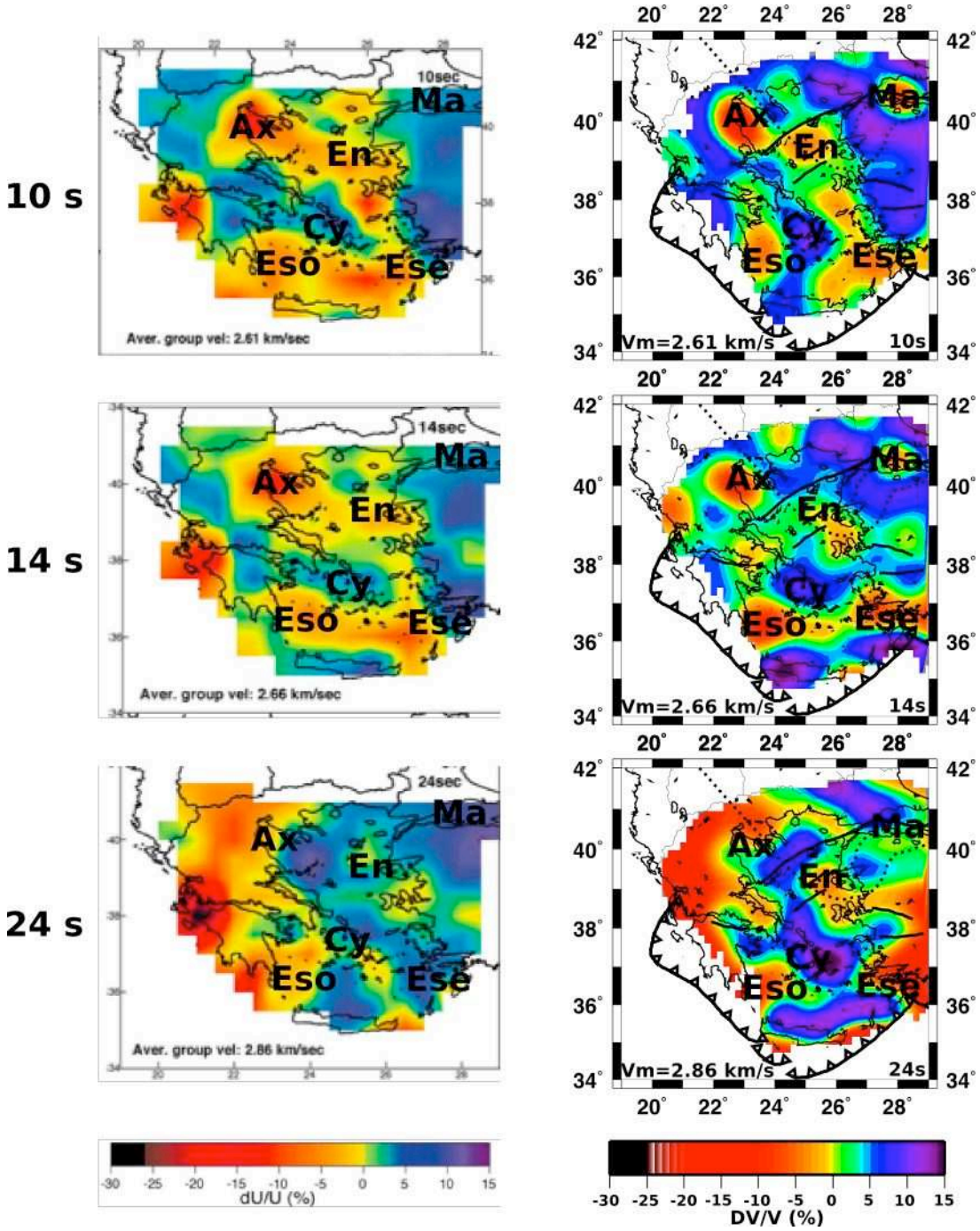

FIGURE 2.14 : *Comparaisons en Mer Egée, de nos cartes des vitesses de groupe des ondes de Rayleigh avec celles obtenues par Karagianni et al. (2002) à partir d'enregistrements de séismes régionaux pour 10 s, 14 s et 24 s .*

2.7 Cartes de vitesse de groupe des ondes de Love

2.7.1 Description

La figure 2.15 montre qu'à 10 s de période, nous identifions les mêmes anomalies lentes en Mer Egée (En, Ese et Eso), en Mer de Marmara (Ma), au niveau du bassin d'Axios (Ax) et au sud du Massif de Kirsehir (Kh) que pour les ondes de Rayleigh. La vitesse des ondes de Love dans ces anomalies est d'environ 2.7 $km.s^{-1}$. En Anatolie, la vitesse de groupe des ondes de Love est moins homogène que celle des ondes de Rayleigh. Notamment, nous identifions une importante anomalie positive avec des vitesses proches de 3.3 $km.s^{-1}$ dans presque toute l'Anatolie et des anomalies négatives plus fortes avec des vitesses de groupe de 2.75 $km.s^{-1}$ sous les nappes de Lycie (Ly) et à l'ouest du Massif de Kirsehir (anomalie Kh qui se prolonge vers le nord). A 25 s de période, les anomalies rapides se trouvent principalement en Mer Egée et les vitesses de groupe observées sont proches de 3.6 $km.s^{-1}$. A cette période, la vitesse est plus homogène en Anatolie autour de 3.25 $km.s^{-1}$ avec seulement des anomalies négatives au niveau du Massif de Kirsehir (3 $km.s^{-1}$) et des nappes de Lycie (Ly) (2.8 $km.s^{-1}$). A 40 s de période, la résolution se dégrade et une grande partie de notre zone d'étude n'est pas résolue correctement. On note cependant une anomalie rapide (3.9 $km.s^{-1}$) sous le Massif de Menderes (Mn) que nous ne retrouvons pas pour l'onde de Rayleigh (figure 2.13(c)).

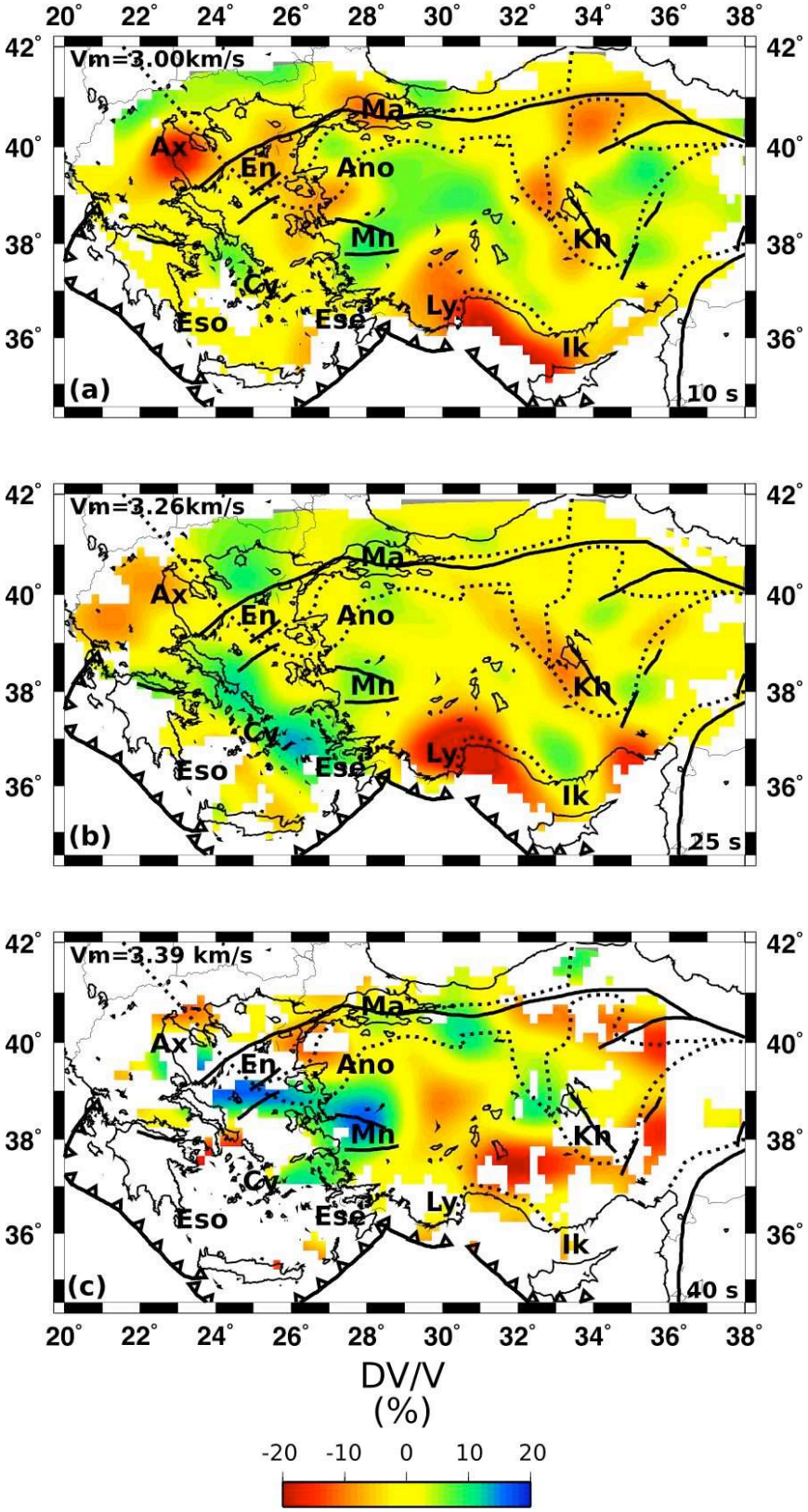

FIGURE 2.15 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Love à 10 s, 25 s et 40 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte (pour les anomalies voir cartes 2.13)*

2.7.2 Comparaison avec les cartes de vitesse de groupe des ondes de Love obtenues par *Cambaz and Karabulut* (2010)

Cambaz and Karabulut (2010) ont publié des cartes de vitesse de groupe obtenues à partir d'enregistrements de séismes régionaux pour une zone un peu plus étendue que la notre. Deux de ces cartes sont présentées sur la figure 2.16 où elles sont comparées aux notres.

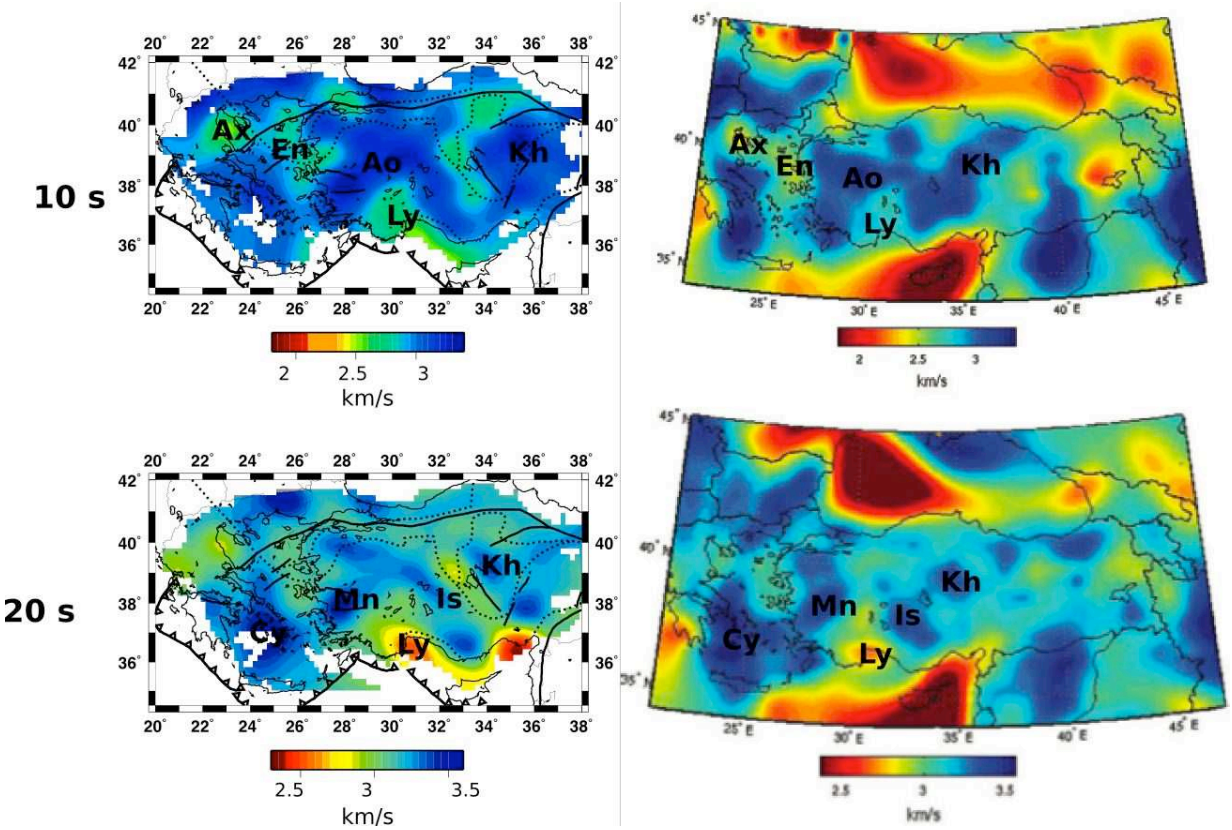

FIGURE 2.16 : *Comparaison entre les cartes des vitesses de groupe des ondes de Love que nous avons calculées et celle publiée par Cambaz and Karabulut (2010). Ax : Bassin d'Axios, En : Bassin du nord de la Mer Egée (pour les anomalies voir cartes 2.13)*

Une observation globale de ces cartes de vitesses de groupe montre que les grandes variations spatiales de la vitesse de groupe des ondes de Love et les valeurs de cette vitesse semblent identiques pour les deux études.

Comparaison à 10 s de période

L'anomalie rapide la plus importante en Anatolie occidentale (notée Ao sur la figure 2.16) est présente dans les deux études et la vitesse des ondes de Love y est proche de 3.3 $km.s^{-1}$.

Nous pouvons également retrouver l'anomalie lente sous les nappes de Lycie (notée Ly) avec une vitesse de 2.7 $km.s^{-1}$. Dans le nord de la Mer Egée, nous pouvons remarquer qu'ils obtiennent une unique anomalie dans le bassin d'Axios (Ax) qui semble découpée en deux anomalies différentes sur notre carte (Ax et En). La vitesse dans ces anomalies est identique et égale à 2.7 $km.s^{-1}$. Enfin, sur nos cartes, nous observons une dernière anomalie rapide dans le Massif de Kirsehir (Kh) qui semble séparée de l'anomalie d'Anatolie Occidentale (Ao) par une structure plus lente alors que dans leurs résultats, l'anomalie rapide est continue (anomalies Ao et Kh). Nous pouvons supposer que cette différence est liée à l'étalement des structures dans la direction est-ouest qui semble plus fort dans leur étude que dans la notre. Il semble qu'au moins dans cette région, notre résolution spatiale soit supérieure à celle de leur étude.

.

Comparaison à 20 s de période

A 20 s de période, toutes les anomalies que nous avons identifiées se retrouvent dans les deux études avec des vitesses identiques. Cependant certaines sont reliées entre elles sur leur carte alors qu'elles sont séparées sur la notre. Ainsi, les anomalies Cy et Mn (3.5 $km.s^{-1}$) sont séparées sur notre carte alors quelles sont reliées dans l'étude de *Cambaz and Karabulut* (2010). La différence principale entre les deux carte semble lié à la différence de résolution. Nos cartes semblent plus précises et permettent d'observer des structures de plus petites tailles. De même, les anomalies Mn et Is (Isparta) sont séparées par une zone à moindre vitesse (3 $km.s^{-1}$) qu'ils n'observent pas. Sur leur carte, la vitesse diminue entre les anomalies Mn et Is mais elle reste supérieure à 3.1 $km.s^{-1}$. A l'inverse, nos modèles relient les anomalies Mn et Is alors que elles sont séparées par une zone où la vitesse est proche de 3.1 $km.s^{-1}$.

Les cartes de vitesse de groupe des ondes de Love sont obtenues en utilisant de nombreuses stations communes mais des données différentes. Les grandes structures qui sont retrouvées à partir des deux types de signaux sont identiques. Cependant, à plus petite échelle, de légères différences sont observées aussi bien à 10 qu'à 20 s de période. Ces différences sont liées à la différence de résolution associée aux trajets utilisés. La diminution de la résolution de nos cartes lorsque la période augmente peut expliquer pourquoi les différences entres les deux études semblent augmenter avec la période. Cependant, les différences restent assez faibles et les cartes de vitesse sont globalement identiques.

2.7.3 Relation entre les cartes de la vitesse de groupe des ondes de Love et la structure géologique

Comme pour les ondes de Rayleigh, les anomalies lentes à courtes périodes peuvent être mises en relation avec la géologie. Ainsi, à 10 s de période nous pouvons identifier les bassins sédimentaires de la Mer Egée (Ese, Eso et En) et de la Mer de Marmara (Ma), mais également les nappes de Lycies (Ly) et du sud-ouest du Massif de Kirsehir (Kh). Nous pouvons également noter que l'anomalie rapide au nord de l'Anatolie (notée Ao pour Anatolie occidentale, sur la figure 2.16) semble correspondre au bloc des Taurides-Anatolie identifié sur la carte géologique (voir partie II chapitre 2).

L'amincissement crustal en Mer Egée provoque une augmentation de la vitesse à partir de 20 s de période. Cependant, cette augmentation est moins nette que pour les ondes de Rayleigh. La vitesse de groupe des ondes de Love semble plus liée à la nature des roches en surface qu'à la structure profonde. Cette observation est cohérente avec le mécanisme de génération de cette onde.

2.8 Conclusion

La régionalisation permet de distribuer des anomalies de vitesse par rapport à un modèle initial homogène afin de mieux expliquer les temps de propagation observés. La qualité des modèles obtenus varie avec la période mais elle est directement reliée à la qualité et à la quantité de mesures. La distribution des trajets et la qualité des mesures prouvent que nos cartes de vitesse sont correctes entre 7 et 40 s de période. La limitation de cette gamme de fréquence est en partie liée à la présence de capteurs dont la période de coupure est 30 s (voir partie II chapitre 1) et à l'hétérogénéité des sources de bruit à basses fréquences (voir partie III chapitre 2). Les cartes de vitesse de groupe obtenues sont cohérentes avec les études réalisées précédemment dans cette région aussi bien pour les ondes de Rayleigh que les ondes de Love. D'autre part, les anomalies de vitesse observées pour les deux types d'onde sont cohérentes avec la structure géologique. Notamment, en Mer Egée, les grands bassins sédimentaires sédimentaires correspondent à des anomalies lentes de la vitesse. Dans la même région, la faible épaisseur de la croûte se traduit par une forte augmentation de la vitesse de groupe à des périodes assez courtes (20 s). En plus de ces structures connues en Mer Egée, nous identifions une anomalie lente sous les nappes de Lycie aussi bien pour les ondes de Rayleigh que pour les ondes de Love. Cependant, pour réaliser une analyse poussée de la structure nous devons reconstruire un modèle en trois dimensions de la vitesse des ondes S. La technique utilisée pour cette seconde inversion et les résultats obtenus seront présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Création d'un modèle de vitesse des ondes S en trois dimensions à partir des courbes de dispersion locales des ondes de Rayleigh

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté la technique et les résultats de l'inversion des temps de propagation pour obtenir des cartes de vitesse de groupe à toutes les fréquences. A chaque fréquence, nous observons des variations spatiales de vitesse de groupe qui semblent cohérentes avec la structure géologique (bassins sédimentaires, amincissement de la croûte, ...). Cependant, la relation entre la période et la profondeur ou entre la nature des roches et la vitesse de groupe n'est pas directe. Dans ce chapitre, nous utiliserons l'ensemble des cartes de vitesse de groupe obtenues pour les ondes de Rayleigh afin de construire un modèle en trois dimensions de la vitesse des ondes S dans la croûte de la région Egée-Anatolie. Nous ferons une analyse rapide de ce modèle pour essayer de le relier avec les structures et les déformations connues dans la région Egée-Anatolie. D'autre part, dans le chapitre précédent, nous avons remarqué que les cartes reconstruites pour les ondes de Love sont cohérentes avec celles obtenues pour les ondes de Rayleigh. Or, la vitesse des ondes de Love dépend principalement de la couche qui se trouve en surface. Pour déterminer l'épaisseur de la croûte, nous utiliserons donc seulement les ondes de Rayleigh. Un travail ultérieur pourrait utiliser des inversions combinées des ondes de Love et des ondes de Rayleigh pour améliorer la résolution verticale en surface du modèle de vitesse des ondes S.

3.1 Données et paramètres de l'inversion pour obtenir le modèle en trois dimensions de vitesse des ondes S

Dans les corrélations de bruit, nous mesurons les temps de propagation des ondes de Rayleigh entre différentes paires de stations (voir partie IV chapitre 1). La première étape consiste à expliquer ces observations en supposant que la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh varie latéralement (voir partie IV chapitre 2). Cette étape nous permet d'obtenir la vitesse de groupe à chaque fréquence en tous les points de l'espace. Avec ces cartes, nous pouvons calculer les courbes de dispersion locales des ondes de Rayleigh (variation de la vitesse de groupe avec la période) pour toutes les cellules du modèle. Or, la courbe de dispersion des ondes de Rayleigh dépend directement de la vitesse des ondes S dans le milieu, nous cherchons donc la structure verticale de la vitesse des ondes S (1 dimension) qui explique la courbe de dispersion locale observée. Pour cela, nous avons utilisé un code d'inversion présenté dans *Shapiro et al.* (2000).

L'inversion des courbes de dispersion locales est faite pour les 4800 cellules du modèle utilisé pour la régionalisation. Les modèles à une dimension obtenus pour chaque cellule sont ensuite réunis pour obtenir une structure en trois dimensions de la vitesse des ondes S.

3.1.1 Courbes de dispersion locales lissées et conservation de l'information

D'après la théorie, les courbes de dispersion des ondes de surface sont continues (voir partie IV, chapitre 1). Les régionalisations étant faites indépendamment pour chaque période, les courbes de dispersion locales obtenues peuvent être discontinues avec la période. Ces discontinuités, inexistantes en théorie, sont liées à la variation avec la période des paires de stations disponibles et de la qualité des observations (covariance a priori). Pour améliorer la continuité des courbes de dispersion locales, nous avons donc appliqué un lissage avec la période pour des fenêtres glissantes de 8 s. Toutefois, pour conserver l'information sur le milieu, il est important que le lissage ne modifie pas la forme générale des courbes de dispersion.

Nous analyserons l'effet du lissage choisi sur les courbes de dispersion locales de deux cellules du modèle qui se trouvent dans deux régions dans lesquelles la structure est différente. La première se trouve en Mer Egée (courbe noire sur la figure 3.1) et la seconde en Anatolie (courbe rouge sur la figure 3.1). Sur cette figure, les courbes de dispersion sont représentées par des triangles lorsqu'elles sont obtenues directement à partir des cartes de vitesse de groupe et par des points lorsqu'elles ont été lissées. Nous montrons ainsi que le lissage permet de supprimer les variations rapides de la vitesse de groupe tout en conservant l'information qui nous intéresse pour étudier la structure de la croûte.

Bien que les valeurs de vitesse de groupe et leurs évolutions avec la période soient très dif-

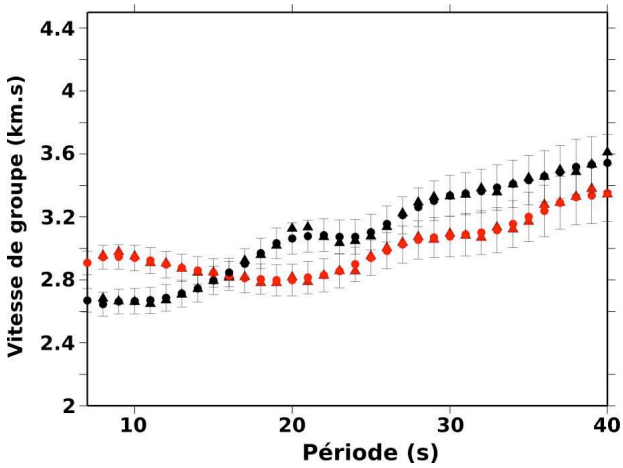

FIGURE 3.1 : *Comparaison entre les courbes de dispersion obtenues par régionalisation (triangles) et les courbes lissées utilisées pour l'inversion en profondeur (points) pour deux cellules du modèle. La courbe noire correspond à une cellule localisée en Mer Egée (38.77°N - 25.27°E) et la rouge à une cellule qui se trouve en Anatolie (38.99°N - 30.00 °E)*

férentes pour ces deux cellules, le lissage n'en modifie pas les tendances générales, ce qui est primordial car la variation de la vitesse avec la période est liée à la variation de la vitesse des ondes S avec la profondeur. Ici, la différence entre les courbes de dispersion locales des deux cellules aux périodes inférieures à 15 s suggère qu'une couche de sédiments dans laquelle la vitesse des ondes S est lente est présente en Mer Egée mais pas en Anatolie occidentale. De plus, le fait que la vitesse de groupe augmente à plus courtes périodes en Mer Egée suggère que la croûte est plus mince. Donc, le lissage en période avec des fenêtres de 8 s limite les variations brutales de la vitesse de groupe (par exemple à 20 s sur la courbe noire) mais conserve les informations nécessaires pour retrouver la structure de la croûte et permet de respecter la propriété théorique de continuité des courbes de dispersion.Cependant, ce lissage ne supprime pas totalement les variations rapides de la vitesse qui semblent augmenter avec la période (plus fortes à 20 s qu'à 10 s). Pour limiter cet effet, nous aurions pu utiliser des fenêtres de lissages dont la largeur varie avec la période. Cependant, en choisissant une fenêtre constante, nous limitons le risque de supprimer des variations réelles de la vitesse (diminution de la vitesse à 25 s sur la courbe noire) et nous considérons que l'erreur sur les vitesses dépend plus de la régionalisation que de la période. La limitation de ces oscillations stabilise l'inversion en limitant le risque de convergence vers des minimums locaux qui sont associés à un point extrême de la courbe.

3.1.2 L'écart type a priori des courbes de dispersion locales

Pour cette inversion, chaque valeur des courbes de dispersion locales est pondérée par un écart type. Cet écart type définit la gamme de vitesses dans laquelle la courbe de dispersion associée au modèle inverse peut exister. Il doit dépendre de la qualité de la mesure à chaque fréquence. Ainsi, le modèle s'éloigne d'une mesure lorsque celle-ci est mauvaise et au contraire s'en rapproche lorsqu'elle est de bonne qualité. Nous avons choisi un écart type qui varie en fonction de la période mais qui est identique pour toutes les cellules. Il est obtenu en calculant la moyenne de la valeur absolue de la différence entre les temps de propagation mesurés sur les données et ceux calculés à partir du modèle de vitesses de groupe régionalisées. Nous pouvons l'écrire :

$$\sigma(T) = \sum_{i=1}^{N} \frac{|t_{im}(T) - t_{ic}(T)|}{N} \tag{3.1}$$

avec T la période, N le nombre d'observations réalisées, t_{ic} le temps de propagation mesuré pour le couple i et t_{im} le temps de propagation pour le même couple calculé avec le modèle de vitesse de groupe. Sur la figure 3.1, nous avons représenté les courbes de dispersion lissées (cercles pleins) avec les écart types utilisés.

Nous avons montré que la résolution des modèles de vitesse de groupe varie en fonction de la région et de la période (voir partie IV chapitre 2). En utilisant des écarts types identiques pour toutes les cellules, l'inversion en profondeur est contrainte de la même manière alors que la qualité des mesures varie. Pour chaque courbe de dispersion locale, nous avons décidé de supprimer les valeurs pour lesquelles l'incertitude est trop importante. Ce contrôle de qualité est basé sur la covariance a postériori associée au modèle de vitesse de groupe obtenu après la régionalisation. Avec ce test, nous limitons les effets des valeurs fausses qui se trouvent notamment sur les bords de notre région d'étude.

D'autre part, la figure 3.1 montre que les écarts types utilisés varient faiblement avec la période ce qui signifie que toutes les mesures ont des poids équivalents. Le lissage des courbes de dispersion locales devient donc très important pour éviter de converger vers des minimums locaux associés à une valeur de vitesse fausse à une période donnée.

3.1.3 Modèle initial

Cette inversion des courbes de dispersion locales pour retrouver le modèle en une dimension de la vitesses des ondes S est une inversion Bayesienne (basée sur la perturbation d'un modèle initial). Ce modèle initial est présenté sur la figure 3.2.

Nous avons construit un modèle à cinq couches en utilisant les observations déjà réalisées

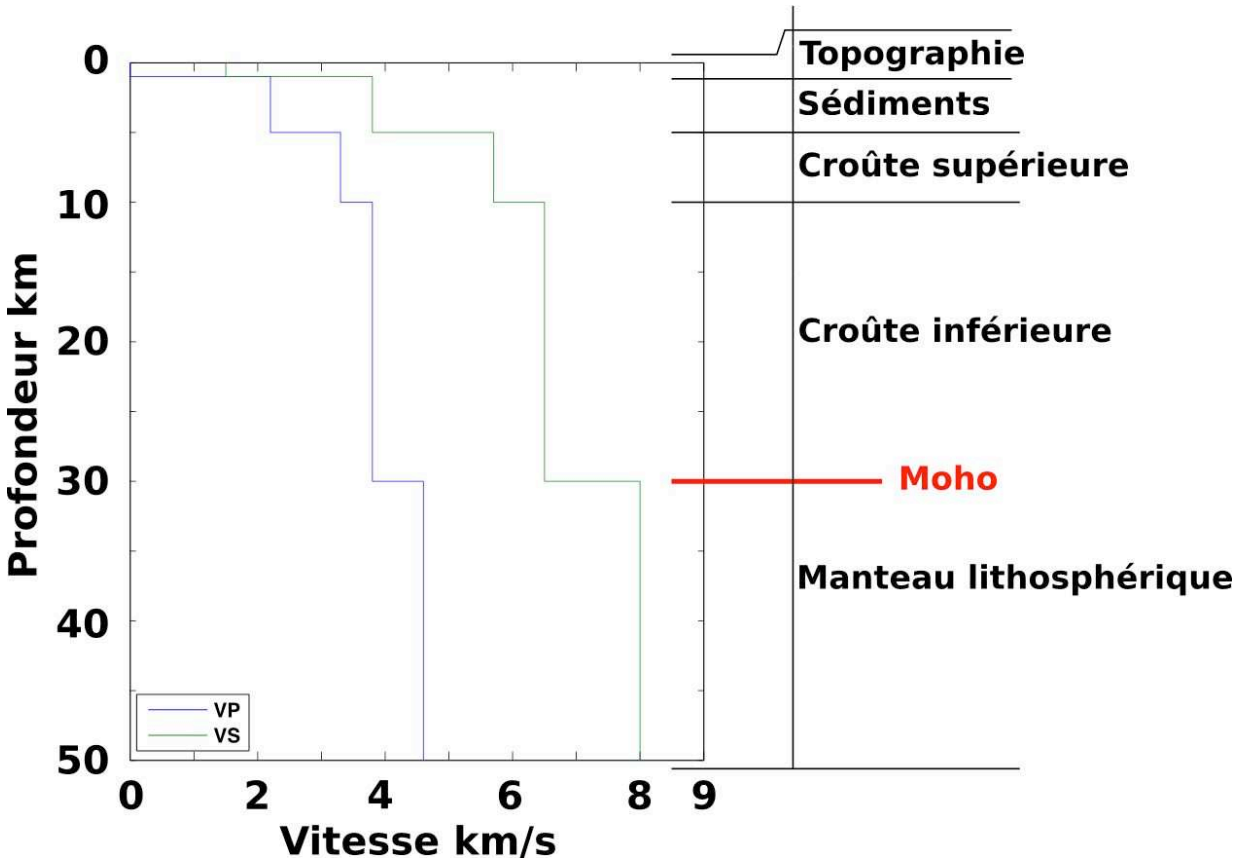

FIGURE 3.2 : *Modèle initial utilisé pour l'inversion en profondeur de la vitesse d'onde S*

dans la région Egée-Anatolie. Dans ce paragraphe, nous présentons les différents arguments qui nous ont permis de construire ce modèle à une dimension. Nous remontons des couches les plus profondes vers la surface.

La première interface importante est la limite entre la croûte inférieure et le manteau lithosphérique. La courbe de dispersion moyenne (figure 2.11) suggère que cette limite se trouve en moyenne à environ 30 km de profondeur. De plus, les études précédentes montrent que la profondeur du Moho est comprise entre 20 et 25 km en Mer Egée (*Tirel et al.* (2004); *Karagianni et al.* (2005); *Sodoudi et al.* (2006)), qu'elle est proche de 28 km sous le Massif de Menderes (*Zhu et al.* (2006)) et sous la Mer de Marmara (*Bécel et al.* (2009)) et qu'elle est comprise entre 35 et 50 km à l'est de l'Anatolie (*Sandvol et al.* (2003)). Notre région d'étude est plutôt localisée dans la partie ouest de l'Anatolie et en Mer Egée où la croûte est la moins épaisse. La gamme de période dans laquelle nos cartes de vitesse de groupe sont bien résolues est [7 ; 40] s ce qui équivaut à une profondeur de pénétration maximale inférieure à 40 km. Ceci signifie que pour cette gamme de périodes, nous pourrons identifier une interface à 40 km de profondeur, mais

nous aurons une incertitude sur la variation de vitesse associée. Pour prendre en compte l'hétérogénéité de l'épaisseur crustale et pour respecter la gamme de périodes correctement résolue, nous avons choisi un modèle initial avec une profondeur de Moho à 30 km.

D'autre part, plusieurs études montrent que la vitesse des ondes S dans le manteau juste sous le Moho dans cette région est faible. Ainsi, l'étude de *Karagianni et al.* (2005) suggère que la vitesse des ondes S sous le Moho est inférieure à 4.2 $km.s^{-1}$. Ceci est confirmé par *Al-Lazki et al.* (2004) qui mesurent des vitesses d'onde Pn égales à 7.6 $km.s^{-1}$ en Mer Egée et en Anatolie occidentale. Pour un rapport Vp/Vs de $\sqrt{3}$, cette vitesse équivaut à une vitesse des ondes S de 4.4 $km.s^{-1}$ sous le Moho. Dans notre modèle initial, la transition entre la croûte inférieure et le manteau se fait à 30 km et la vitesse des ondes S passe de 3.9 $km.s^{-1}$ à 4.3 $km.s^{-1}$.

Pour la limite entre la croûte supérieure et la croûte inférieure, nous avons choisi une valeur classique pour une croûte continentale de 30 km avec une profondeur de 10 km et une vitesse des ondes S qui passe de 3.3 $km.s^{-1}$ à 3.9 $km.s^{-1}$.

Nous avons placé une limite entre croûte supérieure et sédiments à 5 km de profondeur avec une vitesse des ondes S de 2.2 $km.s^{-1}$ dans les sédiments. Nous avons choisi 5 km de profondeur car il existe de grands bassins sédimentaires dont la profondeur est parfois supérieure à 10 km dans la région étudiée (bassin d'Axios, Mer de Marmara, bassin de Chypre, ...).

L'objectif de la couche superficielle est de prendre en compte les effets de la topographie et la présence éventuelle d'une couche d'eau. Nous avons utilisé une couche de 1 km dans laquelle la vitesse des ondes S est nulle.

Pour choisir ce modèle initial, nous avons pris en compte la grande hétérogénéité de la région étudiée et essayé de choisir un modèle initial proche de la structure moyenne. Cependant, en utilisant un modèle identique pour inverser des structures très différentes, nous pouvons craindre que les modèles obtenus ne seront pas toujours forcément les plus justes, notamment dans les régions où la structure vraie est très différente du modèle initial.

3.2 Présentation simplifiée de la technique d'inversion en vitesse d'onde S

Cette méthode d'inversion est présentée dans *Shapiro et al.* (2000). Pour cette inversion, le rapport V_P/V_S est constant égal à 1.7 et la densité ne varie pas dans les différentes couches.

La théorie permet de calculer les courbes de dispersion des ondes de Rayleigh à partir d'un modèle initial à une dimension de la vitesse des ondes P et des ondes S. Pour retrouver la structure profonde associée à une courbe de dispersion, le code d'inversion cherche un ensemble de modèles 1D dont les courbes de dispersion expliquent les observations. Pour cela, le modèle

initial est perturbé aléatoirement (vitesses et épaisseurs des couches) et la courbe de dispersion associée à ce nouveau modèle est comparée à la courbe de dispersion mesurée. Le test qui permet de valider ou de rejeter un modèle est basé sur la valeur absolue de l'écart entre les deux courbes de dispersion. Cet écart est comparé à une valeur critique fournie par l'utilisateur. Lorsque le test est positif (écart inférieur au critère) le modèle est conservé, mais lorsque le test est négatif (écart supérieur au critère), le modèle est rejeté.

A la fin de l'inversion, le programme donne pour chaque cellule un ensemble de modèles dont les courbes de dispersion expliquent les observations.

Bien que nous fassions varier aléatoirement le modèle initial, notre exploration de l'espace des modèles n'est pas complètement aléatoire mais se base sur la perturbation d'un modèle initial. Pour accélérer la convergence de l'inversion vers un minimum, celle-ci se déroule en trois étapes :

1. l'exploration de l'espace des modèles en autorisant un misfit très important et seul le modèle avec le misfit le plus faible est conservé pour la suite de l'inversion
2. la valeur de misfit autorisée est réduite. En perturbant le modèle obtenu durant la première phase, le programme cherche le meilleur modèle parmi l'ensemble des modèles admissibles.
3. la valeur du misift est à nouveau réduite pour atteindre l'écart autorisé et obtenir ainsi un ensemble de modèles. En perturbant le modèle obtenu durant la seconde étape, le programme cherche 1000 modèles avec un misfit correct.

Cette inversion en trois étapes permet de converger progressivement mais assez rapidement vers une solution. A chaque étape, la taille de l'espace des modèles est réduite autour de la meilleure solution.

A partir des 1000 modèles finaux, nous calculons le modèle moyen pour chaque cellule. Puis nous sélectionnons parmi ces 1000 modèles le plus proche du modèle moyen (au sens des moindres carrés). En choisissant de conserver comme solution un modèle de l'ensemble et non le modèle moyen, nous sommes sûr que le critère de ressemblance avec la courbe de dispersion observée est remplie.

3.3 Résultats : reconstruction des courbes de dispersion

Dans ce paragraphe, nous montrerons les résultats de l'inversion pour les deux courbes de dispersion utilisées pour présenter le lissage dans le paragraphe 3.1.1.

Sur la figure 3.3, nous avons représentés les courbes de dispersion initiales et leurs écarts types en rouge. Les courbes grises sont les courbes de dispersion des 1000 modèles obtenus pour

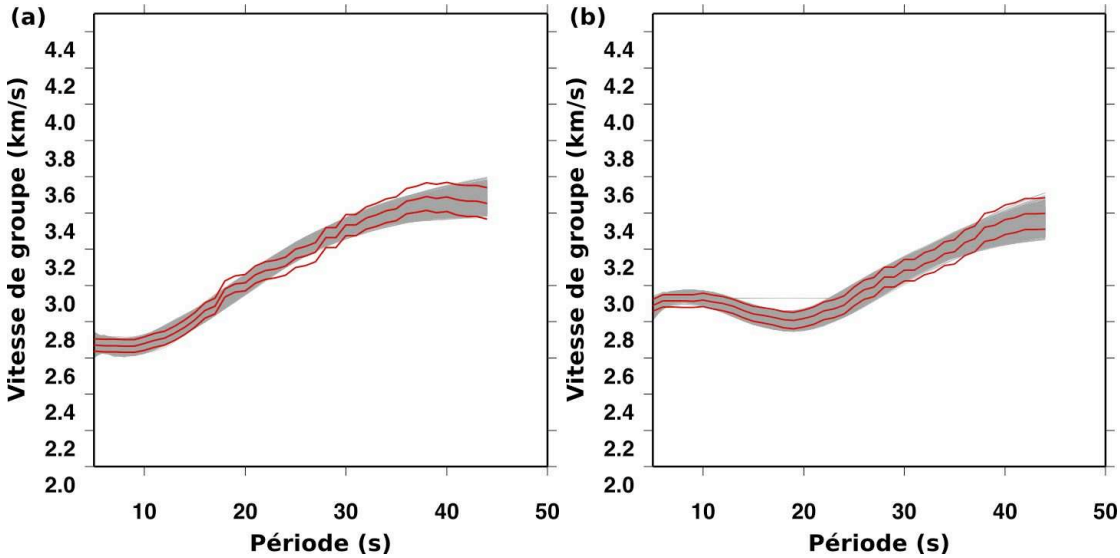

FIGURE 3.3 : *Courbe de dispersion initiale avec son écart type (courbes rouges) pour une cellule du modèle en Mer Egée (a) et une cellule du modèle en Anatolie (b). Les courbes grises sont les courbes de dispersion des 1000 modèles conservés.*

ces deux cellules. Les courbes de dispersion des modèles finaux respectent le critère de misfit choisi, donc l'inversion permet de trouver des modèles qui expliquent les observations.

Les 1000 modèles associés à ces courbes de dispersion sont représentés sur la figure 3.4(a) pour la cellule en Mer Egée et sur la figure 3.4(b) pour la cellule en Anatolie.

Les modèles sont différents pour les deux cellules, donc les différences observées sur les courbes de dispersion (paragraphe 3.1.1) sont prises en compte dans l'inversion. En Mer Egée (figure 3.4(a)), le modèle final (en vert) présente une couche lente (3.1 $km.s^{-1}$) entre 1 et 12 km de profondeur. Cette couche correspond aux sédiments et à la croûte supérieure ; la différence de vitesse entre les deux est trop faible pour qu'on les sépare. Une seconde couche entre 12 et 28 km avec une vitesse de 3.6 $km.s^{-1}$ correspond à la croûte inférieure. La dernière interface que nous observons se trouve à 28 km, avec une vitesse qui atteint 4.2 $km.s^{-1}$; elle correspond au Moho. En Anatolie (figure 3.4(b)), nous avons une couche de surface entre 1 et 3 km où la vitesse est de 3.1 $km.s^{-1}$. Ensuite la croûte est homogène jusqu'à 32 km avec une vitesse de 3.6 $km.s^{-1}$. A 32 km la vitesse des ondes S passe de 3.6 $km.s^{-1}$ à 4.2 $km.^{-1}$ et cette interface correspond au Moho.

Dans ces deux modèles, notons que la vitesse sous le Moho est faible par rapport aux vitesses classiques (4.5 $km.s^{-1}$). Nous commenterons ce résultat dans le paragraphe 3.5.1.

D'autre part, la précision sur les valeurs de vitesse dans chaque couche est différente pour les deux cellules. En Mer Egée (figure 3.4(a)), l'erreur sur la vitesse est d'environ 0.2 $km.s^{-1}$

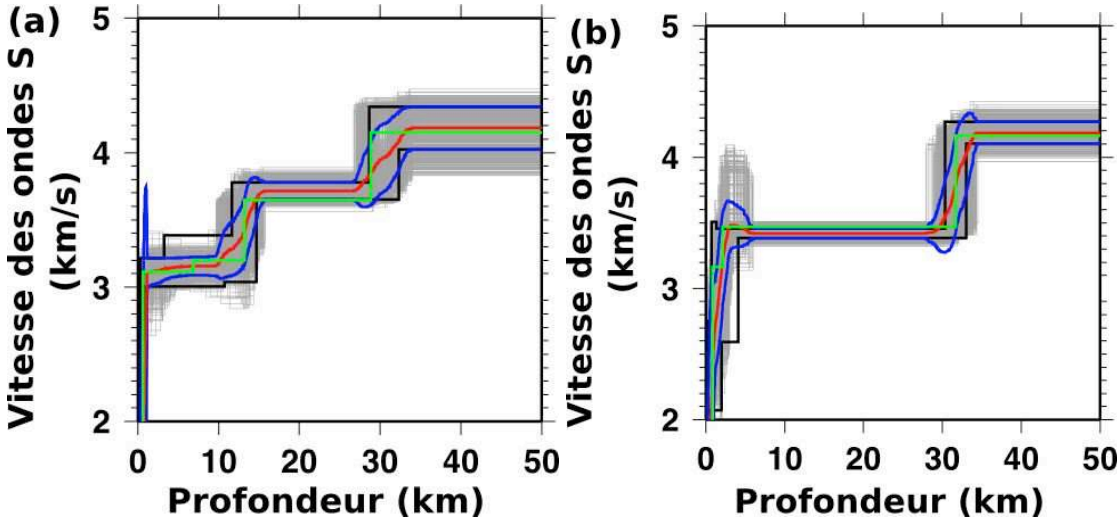

FIGURE 3.4 : *Modèles obtenus par l'inversion pour une cellule du modèle en mer Egée (a) et une cellule du modèle en Anatolie (b). Les courbes grises sont les 1000 modèles obtenus, la courbe rouge est le modèle moyen et les courbes bleues les modèles qui correspondent à l'écart type. Le modèle vert est le modèle sélectionné.*

et augmente jusqu'à 0.6 $km.s^{-1}$ en profondeur. En Anatolie, (figure 3.4(b)), cette erreur est plus forte en surface (0-2 km) avec environ 0.8 $km.s^{-1}$ de variation. Elle diminue dans la croûte à 0.1 $km.s^{-1}$ et augmente à nouveau en profondeur à 0.3 $km.s^{-1}$. Dans les deux cas, l'incertitude est plus grande en profondeur et nous pouvons l'expliquer par la gamme de période dans laquelle nos observations sont de bonne qualité ([7 ; 40] s). La différence dans les autres couches est liée aux oscillations entre 20 et 30 s de la courbe de dispersion en Mer Egée (figure 3.3(a)). Ces oscillations permettent une grande variabilité des modèles qui expliquent les données. Cependant, malgré cette incertitude sur la vitesse, les couches restent bien individualisées.

En conclusion, cette inversion permet de reconstruire correctement les interfaces mais des incertitudes sur les valeurs de la vitesse restent présentes. Nous utilisons le modèle final de la vitesse des onde S obtenu pour étudier les variations spatiales de@ la profondeur du Moho.

3.4 Hétérogénéité de la croûte et variations spatiales de la vitesse des ondes S

Chaque inversion des courbes de dispersion locale permet d'obtenir un modèle à une dimension à toutes les positions de notre modèle. En assemblant et en ré-échantillonant verticalement ces modèles locaux, nous obtenons un modèle global à trois dimensions de la vitesse des ondes

S dont la résolution est bonne jusqu'à 40 km de profondeur. Dans ce paragraphe, nous analyserons les variations spatiales de la vitesse des ondes S et nous essayerons de les relier à la nature des roches ainsi qu'à la structure de la croûte. Cette étude sera décomposée en trois gammes de profondeur différentes qui correspondent à des structures de notre modèle initial. Ainsi, nous aurons :

la croûte supérieure et la couche de surface : entre 5 et 10 km de profondeur

la croûte inférieure : entre 15 et 20 km de profondeur

la transition entre la croûte inférieure et le manteau : entre 25 et 35 km de profondeur.

Nous terminerons en comparant les modèles obtenus à 40 et 45 km de profondeur pour montrer que notre modèle est bien reconstruit jusqu'à 40 km de profondeur.

Pour faire le lien avec la nature des roches et la structure, nous représenterons sur toutes les cartes :

les volcans quaternaires : en triangles noirs pleins

les grandes failles actives : en traits épais

les zones de subduction : en trait épais avec des triangle vides qui indiquent le plongement de la plaque

les grandes sutures géologiques : en pointillés ; elles sont obtenues à partir de *Okay and Tuysuz* (1999).

Sur ces cartes, nous représentons la valeur absolue de la vitesse des ondes S, mais pour avoir une carte contrastée à une profondeur donnée, l'échelle de vitesse varie légèrement avec la profondeur.

3.4.1 Sédiments et croûte supérieure

Pour les deux premières cartes, nous avons choisi d'utiliser la même échelle de couleur pour bien comparer l'évolution des structures avec la profondeur.

Entre 5 et 10 km de profondeur, la vitesse moyenne des ondes S augmente de 3.1 à 3.2 $km.s^{-1}$, mais les structures restent similaires. A ces profondeurs, nous identifions des anomalies lentes (vitesse inférieure à 3 $km.s^{-1}$) repérées par les lettres Ax (bassin d'Axios), En (bassin nord Egéen), Ese et Eso (bassins sud Egéen), Ly (nappes de Lycie), Ik (golfe d'Iskendur, nord de Chypre), Ma (bassin de Marmara) et Kho (sud-ouest du massif de Kirsehir) et des régions où la vitesse est rapide (supérieure à 3.3 $km.s^{-1}$) localisées avec les lettres Cy (Cyclades), Ao (Anatolie occidentale), Khe (nord-est du Massif de Kirsehir), Mn (Menderes) et P (Pontides). La vitesse dans les régions lentes est proche de la vitesse dans les roches sédimentaires alors que la

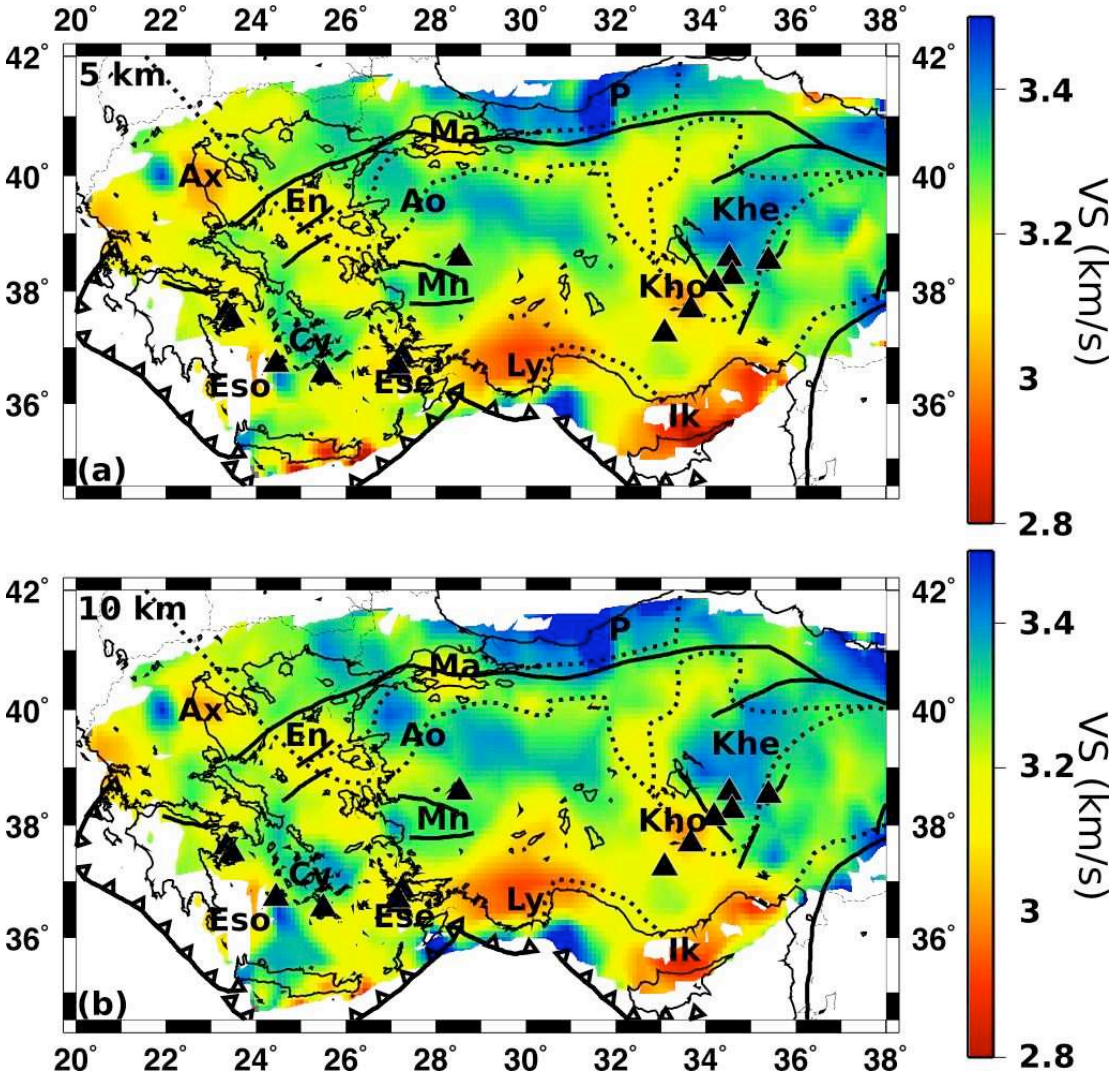

FIGURE 3.5 : *Vitesse des ondes S en profondeur à 5 km (a) et 10 km (b). Les lettres identifient des régions, Ax : bassin d'Axios, En : bassin nord Egéen, Ese et Eso : bassins sud Egéen est et ouest, Ly : nappes de Lycie, Ik : golfe d'Iskendur, Ma : Mer de Marmara, Kho et Khe : Massif de Kirsehir ouest et est, Mn : Massif de Menderes et P : Pontides*

vitesse dans les régions rapides correspond à de la croûte supérieure "classique" (conforme au modèle initial utilisé).

Entre ces deux profondeurs, la surface et la forme des anomalies Ax et Ik ne varient pas, ce qui signifie que la couche superficielle fait plus de 10 km d'épaisseur dans ces deux régions. La géologie montre que ces deux régions sont des grands bassins sédimentaires (bassin d'Axios, Ax et bassin du golf d'Iskendur, Ik) dans lesquelles l'épaisseur sédimentaire est supérieure à 10 km (L. Jolivet communication orale, *Ligdas and Lees* (1993) et rapport de Türkiye Petrolleri A.O).

Pour les zones En, Ese, Eso et Ma, la taille des anomalies diminue avec la profondeur ce que nous pouvons expliquer par la transition progressive entre les sédiments superficiels et la croûte supérieure. Ces deux zones correspondent respectivement au bassin de la mer de Marmara (zone Ma) et aux bassins de la Mer Egée (zone En, Ese et Eso). Dans ces bassins, l'épaisseur des sédiments est comprise entre 5 et 10 km (voir *Bécel et al.* (2009) pour Marmara) ce qui explique la diminution de la taille de ces deux zones entre 5 km et 10 km de profondeur.

La présence de vitesses lentes dans les zones Ax, En, Ese, Eso et Ik est donc cohérente avec la présence de bassins sédimentaires où l'épaisseur de roches sédimentaires est supérieure à 5 km. Concernant les zones Ly et Kho, aucun bassin sédimentaire n'est connu dans ces zones. La comparaison avec les études géologiques (*Okay et al.* (2001); *Pourteau et al.* (2010)) indique que ces régions sont composées d'épaisses nappes de roches sédimentaires peu métamorphisées. La nature de ces roches explique les faibles vitesses des ondes S que nous observons.

Concernant les zones où la vitesse est plutôt rapide (zones Ao, Cy, Mn, P et Khe) deux catégories apparaissent en fonction de leur vitesse et leur extension en profondeur. La première contient les zones Khe et P alors que la seconde contient les zones Cy, Ao et Mn.

Les anomalies de la première catégorie (zones Khe et P) présentent une vitesse des ondes S plus grande ($> 3.5\ km.s^{-1}$) et s'étendent jusqu'à des profondeurs comprises entre 5 et 10 km. Ces deux zones semblent corrélées avec des grandes sutures géologiques (lignes pointillées). Ainsi, la zone Khe semble correspondre au bloc continental de Kirsehir et la zone P aux Pontides (voir carte géologique, figure 1.7 partie II). De plus, ces anomalies de vitesse se propagent en profondeur et la vitesse de propagation des ondes est plus rapides dans les roches continentales (granites) que dans les sédiments. Ces anomalies rapides semblent donc liées à la nature continentale de la croûte dans ces deux régions.

Pour la seconde catégorie (zones Cy, Ao et Mn), la vitesse des ondes S est supérieure à 3.3 $km.s^{-1}$ à 5 km et la surface de ces zones augmente avec la profondeur. La vitesse mesurée indique que ces anomalies correspondent à de la croûte supérieure. L'augmentation de leur surface avec la profondeur signifie que nous sommes dans la zone de transition entre la couche superficielle et la croûte supérieure. Dans ces zones la vitesse est supérieure à 3.3 $km.s^{-1}$ à 5 km, ce qui caractérise la transition entre la couche superficielle et la croûte supérieure se produit à faible profondeur. Nous pouvons supposer que cela est lié à l'absence de couverture sédimentaire (zone Ao) ou à l'amincissement de la croûte supérieure (grabens de Menderes dans la zone Mn) ou à la présence de roches rapides en surface (amincissement de la croûte et volcanisme sous les Cyclades zone Cy).

Dans cette tranche de profondeur, nos résultats sont donc cohérents avec les connaissances géologiques régionales aussi bien pour les zones de vitesse lente (roches sédimentaires) que pour les rapides (croûte supérieure). Les anomalies rapides sont liées à la transition entre la couche

superficielle et la croûte supérieure.

3.4.2 Croûte inférieure

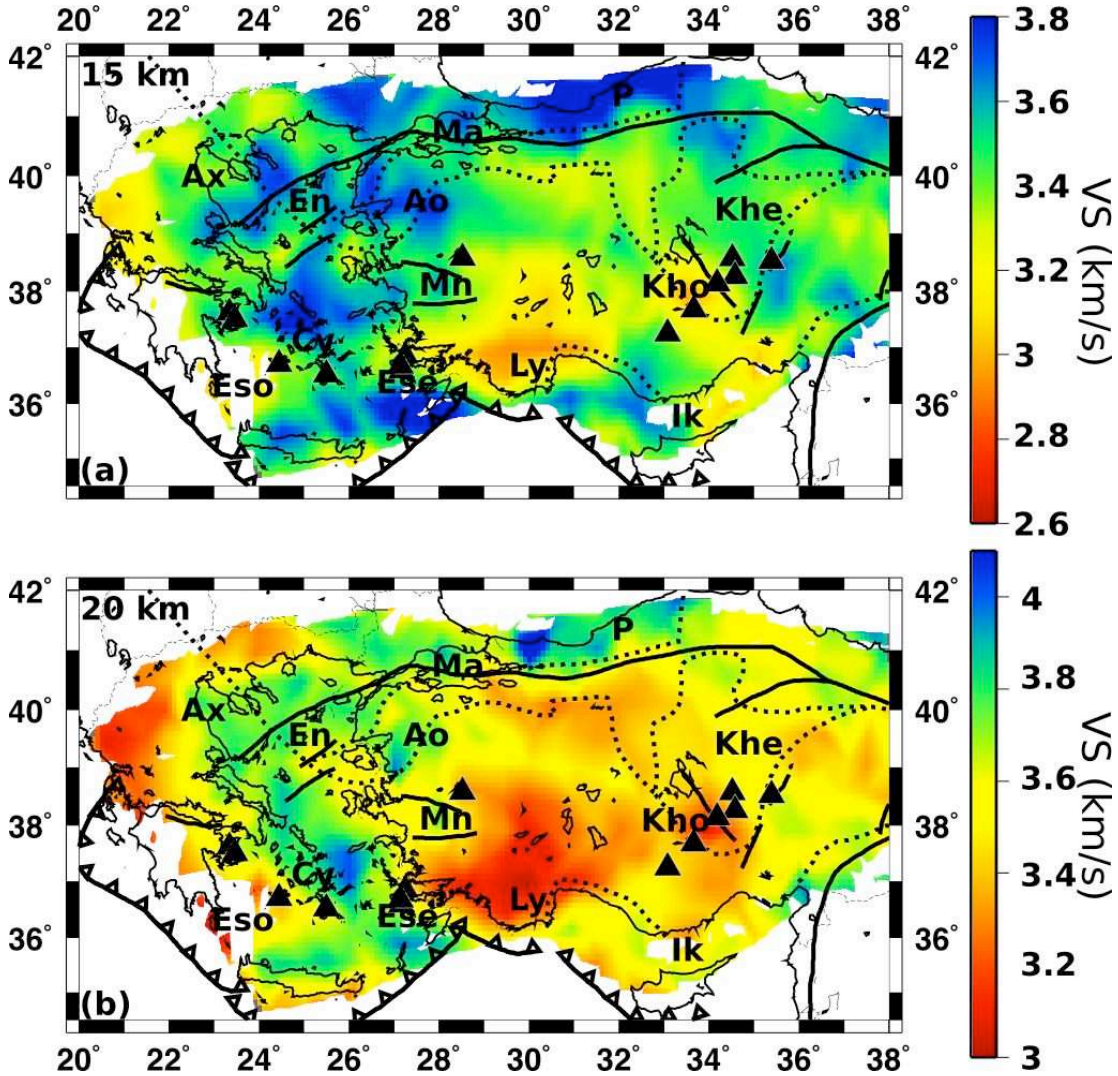

FIGURE 3.6 : *Vitesse des ondes S en profondeur à 15 km (a) et 20 km (b)*

Une analyse globale des cartes à 15 et 20 km (figure 3.6) de profondeur permet d'identifier trois grands domaines, la Grèce continentale, la Mer Egée et l'Anatolie. A ces profondeurs, la vitesse des ondes S en Grèce et en Anatolie est proche de 3.3 $km.s^{-1}$ alors que la vitesse en Mer Egée est plutôt de 3.6 $km.s^{-1}$. Dans l'ensemble, à 15 km de profondeur, nous sommes dans la croûte supérieure sous la Grèce continentale et l'Anatolie alors que nous sommes dans la croûte inférieure en Mer Egée. Lorsque l'on passe à 20 km de profondeur, ce contraste s'accentue car

la vitesse des ondes S devient supérieure à 3.8 $km.s^{-1}$ en Mer Egée alors qu'elle reste constante en Anatolie et en Grèce continentale. Ceci indique qu'à 20 km de profondeur, nous sommes à la base de la croûte inférieure en Mer Egée alors que nous sommes encore dans la croûte supérieure sous les zones émergées. La croûte inférieure est donc présente à plus faible profondeur en Mer Egée qu' en Anatolie ou Grèce continentale.

Nous pouvons notamment noter les zones Ly et Kho dans lesquelles la vitesse des ondes S est inférieure à 3.3 $km.s^{-1}$. La présence de croûte supérieure à 20 km de profondeur suggère que la croûte supérieure est épaissie dans ces deux régions.

Sur la figure figure 3.6, nous pouvons noter la présence de deux anomalies de vitesses, dans les zones Mn et Ao. Les zones Mn et Ao (figure 3.6) sont des anomalies car leur vitesse est supérieure à 3.8 $km.s^{-1}$ alors que la vitesse en Anatolie à cette profondeur est proche de 3.3 $km.^{-1}$. Cette vitesse rapide correspond à de la croûte inférieure ce qui suggère que la croûte est amincie dans ces deux zones.

Pour synthétiser, à ces profondeurs, les variations spatiales de la vitesse des ondes S sont en relation avec la structure globale de la croûte (épaississement/ amincissement/ nappes de charriage, ..). Nous identifions deux régions distinctes. Dans la première, la vitesse des ondes correspond à de la croûte inférieure. Cette région comprend la Mer Egée et la partie ouest de l'Anatolie (zones Mn et Ao). Dans la seconde, la vitesse des ondes S correspond à de la croûte supérieur et cette région correspond à la Grèce continentale et à l'Anatolie.

3.4.3 Transition croûte inférieure-manteau lithosphérique

Comme pour les profondeurs de 15 et 20 km, les anomalies Mn, Ao, Ly et Kho restent identifiables sur la figure 3.7 tout comme la Grèce continentale et l'Anatolie, séparées par la Mer Egée dont la vitesse des ondes S est plus rapide.

En Mer Egée la vitesse des ondes S devient proche de 4 $km.s^{-1}$, ce qui indique que nous sommes à la base de la croûte inférieure. Dans les régions où la vitesse est supérieure à 4 $km.s^{-1}$ (Cy et sud de la mer Egée), la roche correspond à du manteau supérieur. Nous discuterons de cette faible valeur de la vitesse des ondes S dans le paragraphe suivant. Dans les zones Mn et Ao, la vitesse est proche de 3.8 $km.s^{-1}$ ce qui indique que nous arrivons à la base de la croûte. Parallèlement, la vitesse sous l'Anatolie est autour de 3.6 km ce qui indique que nous sommes dans la croûte inférieure. Dans les zones Ly et Kho, la vitesse est de 3.4 $km.s^{-1}$ et correspond à la transition entre la croûte supérieure et la croûte inférieure. Nous pouvons donc dire que la croûte est amincie en Mer Egée et sous les zones Mn et Ao alors quelle est fortement épaissie dans les zones Ly et Kho. Dans le reste de l'Anatolie, la vitesse est conforme à celle de la croûte inférieure que nous avons utilisée pour notre modèle initial.

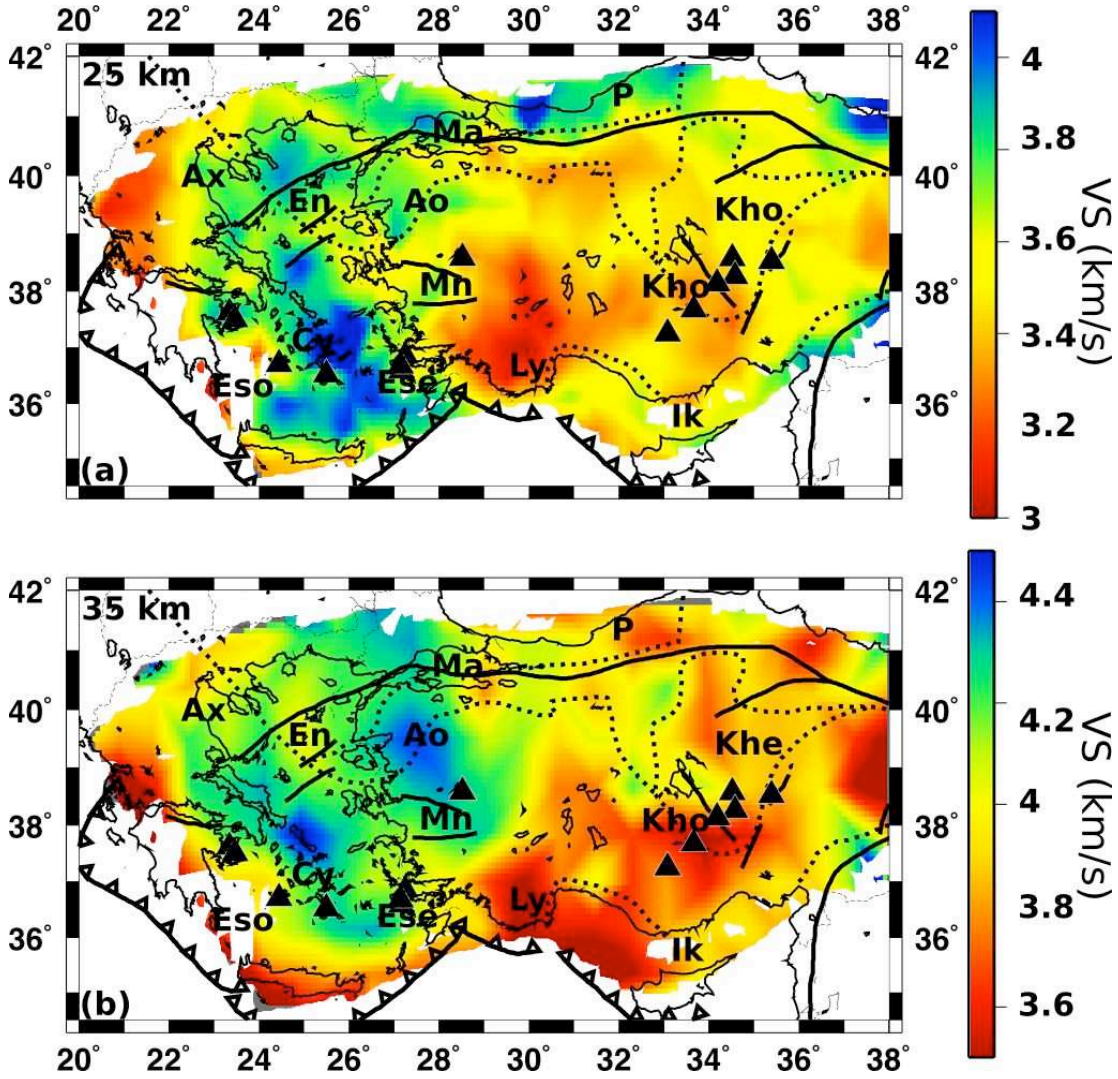

FIGURE 3.7 : *Vitesse des ondes S en profondeur à 25 km (a) et 35 km (b)*

A 35 km de profondeur la vitesse est supérieur à 4.2 $km.s^{-1}$ dans toute la Mer Egée ainsi que l'ouest de l'Anatolie (zones Mn et Ao), la profondeur du Moho est donc inférieure à 35 km dans cette zone. Pour l'Anatolie, nous observons des vitesses qui sont proches de 3.8 $km.s^{-1}$ qui indiquent que nous sommes à la base de la croûte inférieure. Seule la zone Ly présente encore des vitesses très lentes (3.6 $km.s^{-1}$) qui indiquent la transition entre la croûte supérieure et la croûte inférieure. Dans cette zone la croûte est donc très fortement épaissie avec plus de 35 km de profondeur.

3.4.4 Toit du manteau lithosphérique

A 40 km de profondeur (figure 3.8), la vitesse est supérieure à 4 $km.s^{-1}$ et homogène pour la Mer Egée et la partie ouest de l'Anatolie (longitude inférieure à 30 ˚E). A l'est de 30˚E, nous observons une diminution de la vitesse des ondes S vers l'est et localement des vitesses lentes. La présence de vitesses lentes sous les zones Ly et Kho est cohérente avec la présence de croûte inférieure dans ces deux zones à 40 km de profondeur tout comme les autres anomalies qui se trouvent plus à l'est. Ainsi, la partie est des Pontides (zone P figure 3.8) pourrait correspondre à un épaississement de la croûte continentale dans cette région.

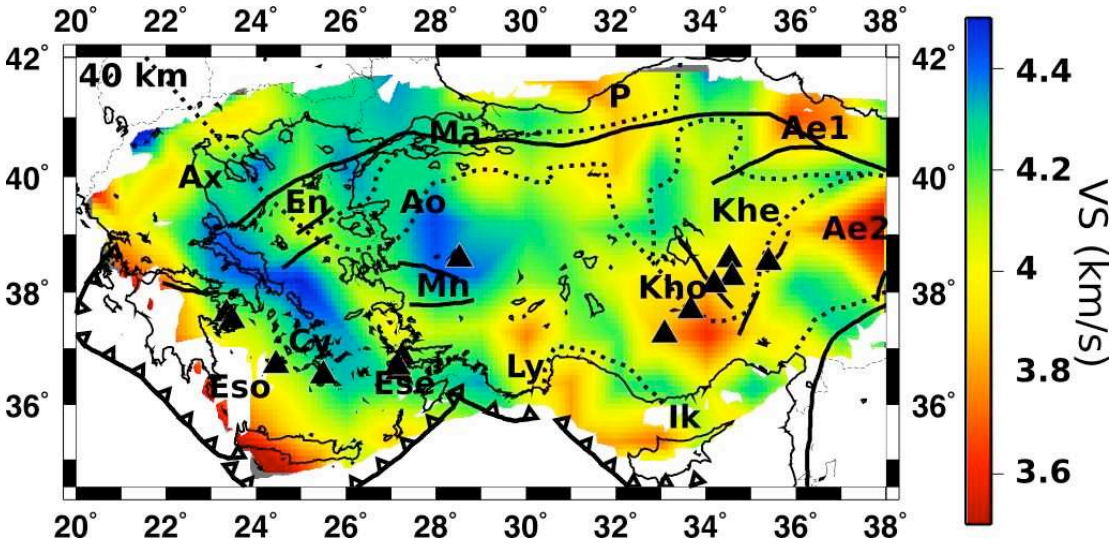

FIGURE 3.8 : *Vitesse des ondes S en profondeur à 40 km*

La comparaison entre les cartes de vitesse des ondes S à 40 et 45 km de profondeur montre que la vitesse ne varie plus avec la profondeur. Nous en déduisons donc que 40 km de profondeur correspond à notre profondeur maximale d'investigation. La gamme de période [7 ; 40] s dans laquelle nos cartes de vitesse de groupe sont bien résolues n'est pas assez basses fréquences pour pouvoir détecter précisément des hétérogénéités de vitesse à des profondeurs supérieures à 40 km.

Dans ce paragraphe, la vitesse des ondes S observée en surface dépend principalement de la nature des roches (roches sédimentaires ou roches cristallines). Lorsque la profondeur augmente, les variations latérales de la vitesse des ondes S nous permettent alors d'observer les variations de l'épaisseur de la croûte et son évolution spatiale. Ainsi, nous avons observé la transition entre la croûte et le manteau à des profondeurs comprises entre 20 et 25 km en Mer Egée, entre 25 et 30 km en Anatolie pour les longitudes comprises entre 26˚et 29˚et entre 30 et 40 km plus à l'est. Pour mieux étudier la structure de la croûte, nous allons utiliser notre modèle de la vitesse des

ondes S pour trouver la profondeur de la transition entre la croûte et le manteau pour la région Egée-Anatolie.

3.5 Variations spatiales de la profondeur du Moho

3.5.1 Définition du Moho à partir du modèle de vitesse d'onde S

Dans le modèle initial la transition entre la croûte inférieure et le manteau est marquée par un passage de la vitesse de 3.8 $km.s^{-1}$ à 4.7 $km.s^{-1}$ qui correspond à la limite entre la croûte et le manteau lithosphérique. Dans le paragraphe précédent, nous avons observé une augmentation de vitesse de 3.8 $km.s^{-1}$ à 4.1 $km.s^{-1}$ en Mer Egée vers 25 km de profondeur ce qui correspond à la profondeur du Moho publiée (*Tirel et al.* (2004); *Karagianni et al.* (2005); *Sodoudi et al.* (2006)). Nous avons donc choisi l'isovaleur de vitesse 4.1 $km.s^{-1}$ pour définir le Moho et il est légitime de se poser la question de la pertinence de cette valeur. Tout d'abord, en utilisant cette valeur de vitesse, nous obtenons une profondeur du Moho entre 20 et 25 km en Mer Egée (figure 3.9) ce qui est cohérente avec les observations faites à partir de l'anomalie de Bouguer (*Tirel et al.* (2004)) ou des fonctions récepteurs (*Sodoudi et al.* (2006)). Nous pouvons également noter que *Karagianni et al.* (2005) ont utilisé l'augmentation de vitesse de 3.8 $km.s^{-1}$ à 4.2 $km.s^{-1}$ pour déterminer la profondeur du Moho en Mer Egée à partir de leur modèle en trois dimensions issus d'inversion de vitesses de groupe des ondes de Rayleigh. Cependant, la technique utilisée dans cette dernière étude est très proche de la notre, par conséquent, les incertitudes sur la vitesse sous le Moho sont identiques. D'autre part, *Al-Lazki et al.* (2004) montrent que les vitesses des ondes Pn dans cette région sont faibles proches de 7.6 $km.s^{-1}$ et une étude récente *Mutlu Komec et al.* (2010) mesurent des vitesses qui sont plus proches de 8 $km.s^{-1}$. Or, le rapport V_P/V_S évalué à 1.85 avec les fonctions récepteurs (*Karabulut and Paul* (2010)) ce qui implique une vitesse des ondes S inférieure à 4.3 $km.s^{-1}$ sous le Moho. La vitesse des ondes S sous le Moho dans cette région semble donc très faible (4.1 $km.s^{-1}$) par rapport à la vitesse habituelle (4.7 $km.s^{-1}$). En choisissant 4.1 $km.s^{-1}$ comme isovaleur de vitesse pour déterminer le Moho, les profondeurs du Moho que nous trouvons sont cohérentes avec les résultats précédents mais la valeur de la vitesse semblent extrêmement faible.

La carte qui donne les variations de la profondeur du Moho pour toute la région Egée-Anatolie est présentée sur la figure 3.9.

Dans le paragraphe suivant, nous vérifierons la cohérence de nos résultats avec les résultats obtenus par d'autre méthodes.

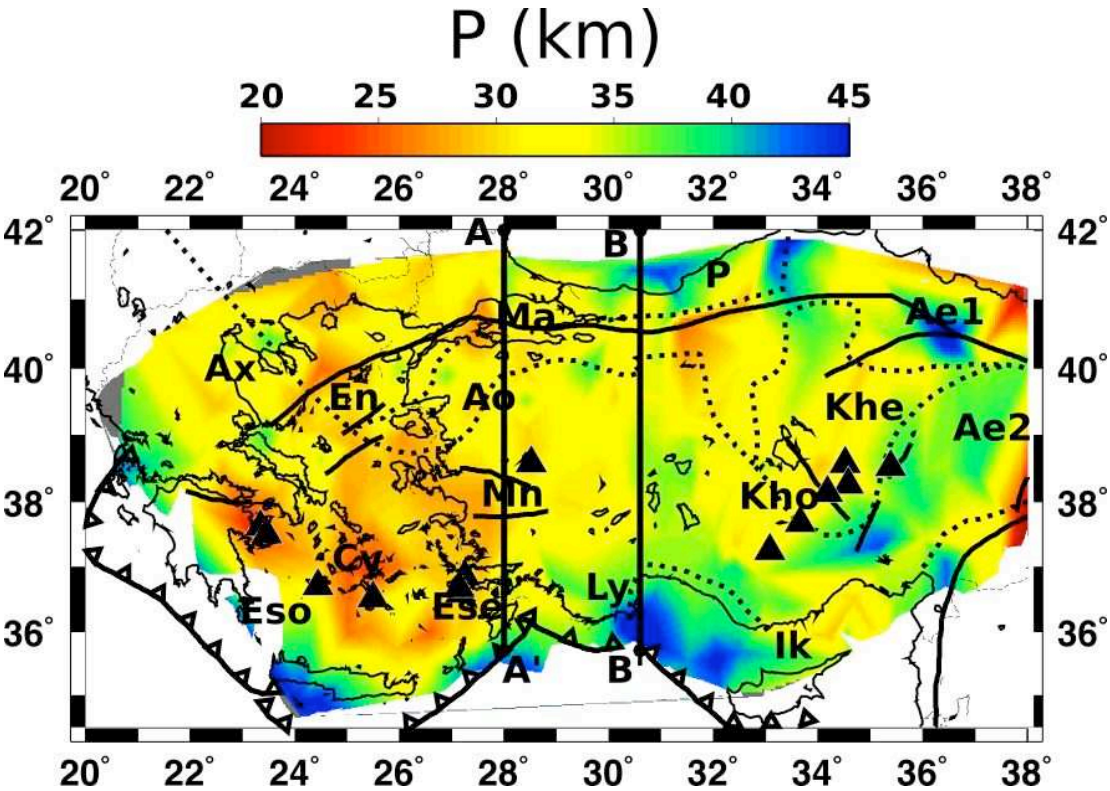

FIGURE 3.9 : *Carte de la profondeur du Moho dans la région Egée-Anatolie obtenue grâce aux corrélations de bruit des données SIMBAAD*

3.5.2 Comparaison avec les mesures en fonction récepteurs

Les anomalies Ae1 et Ae2 observées à 40 km sur la carte de vitesse des ondes S de profondeur (figure 3.8) sont cohérentes avec la profondeur du Moho mesurée par fonctions récepteur par *Zor et al*. (2003). Dans la région [37°-39°]E ; [39°-41°]N, ils observent un Moho qui est à plus de 48 km de profondeur. Notre carte montre que le Moho est profond dans ces deux régions, cependant, la gamme de période que nous utilisons ne nous permet pas de mesurer précisément cette profondeur (supérieure à 42 km).

En Anatolie, nous disposons des mesures de fonctions récepteur réalisées sur deux profils nord-sud (*Karabulut and Paul* (2010)), localisés à 28 °E (AA') et 30.6°E (BB') sur la figure 3.9. Sur la figure 3.10 nous avons tracé le modèle de vitesse obtenu, la profondeur du Moho (isovaleur de vitesse 4.1 $km.s^{-1}$) et la profondeur du Moho mesurée par les fonctions récepteur (étoiles noires) le long de ces deux profils. Chaque profil est tracé en fonction de la distance par rapport à un point de référence qui est 42°N, 28°E pour le profil à l'ouest (figure 3.10(a)) et le point 42°N, 30.6°E à l'est (figure 3.10(b)).

Du nord au sud pour le profil Ouest (figure 3.10(a)), la comparaison entre les mesures faites

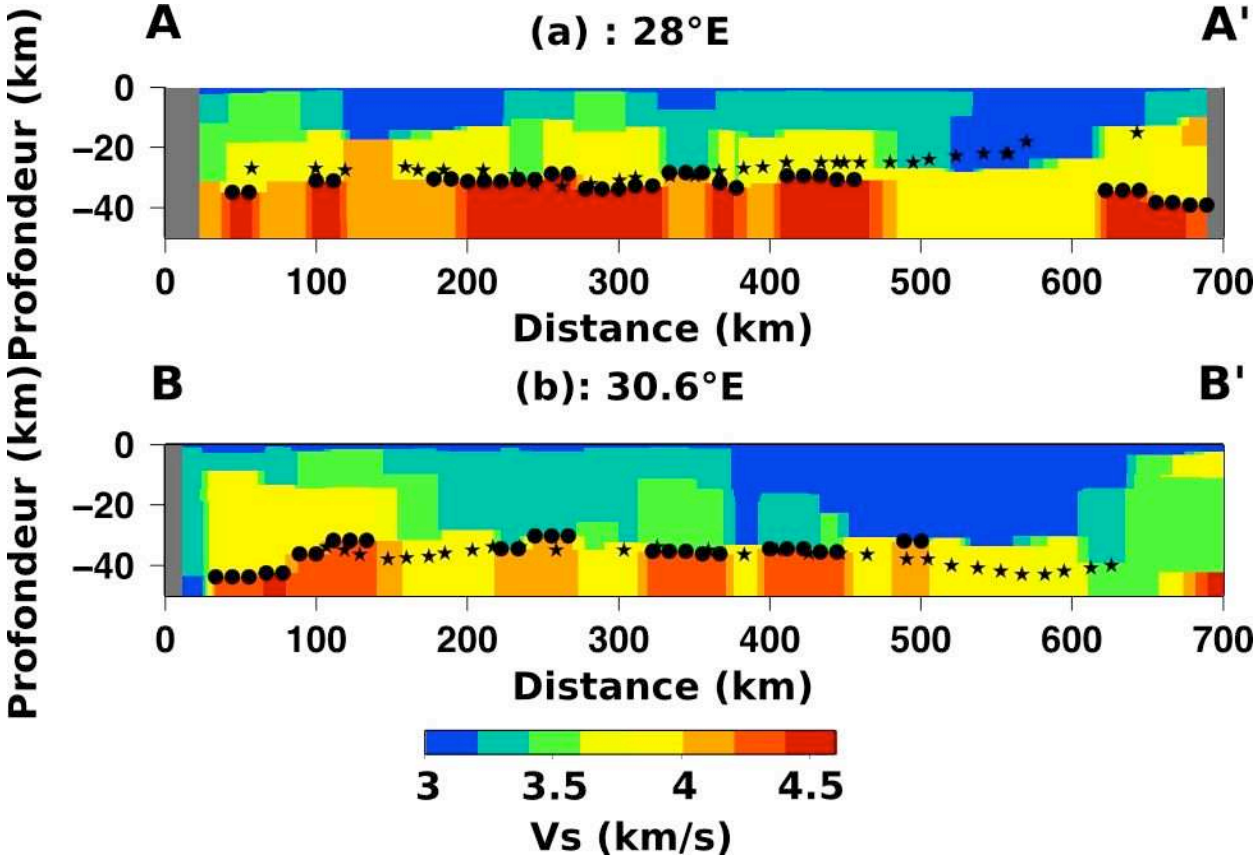

FIGURE 3.10 : *Profils nord/sud à la longitude 28 °E (a) à la longitude 30.6°E (b). Les points noirs correspondent au Moho mesuré à partir de notre modèle et les étoiles correspondent au Moho obtenu avec les fonctions récepteur Karabulut and Paul (2010). L'échelle de couleur correspond au modèle de vitesse des ondes S obtenu dans cette étude.*

par les deux techniques nous permet d'identifier différentes zones :

1. entre 100 et 180 km, notre modèle ne permet pas de mesurer la profondeur du Moho (vitesse trop faible)
2. entre 180 et 380 km, les mesures obtenues avec les deux méthodes sont très proches
3. entre 380 et 480 km, les fonctions récepteur indiquent une remontée du Moho alors qu'il reste à profondeur constante dans notre modèle. La différence maximale est de 5 km à 480 km de distance.
4. entre 480 et 610 km, notre modèle ne nous permet pas de mesurer la profondeur du Moho (vitesse maximale inférieure à 4.1 $km.s^{-1}$). Cependant, nous observons une augmentation brutale de la vitesse de 3.1 $km.s^{-1}$ à 3.8 $km.s^{-1}$ à une profondeur qui correspond à la profondeur du Moho mesurée par les fonctions récepteur. A la profondeur du Moho mesuré

par les fonctions récepteurs, notre modèle génère une interface entre la croûte supérieure et la croûte inférieure.

5. entre 610 et 700 km, nous localisons un Moho à une profondeur proche de 40 km alors qu'avec les fonctions récepteur il est à 15 km. Notre modèle présente également une augmentation de vitesse des ondes S vers 15 km de profondeur de 3.2 $km.s^{-1}$ à 4.06 $km.^{s}-1$ puis une diminution à 3.8 $km.s^{-1}$. Parce que cette augmentation correspond à la transition entre les sédiments et la croûte supérieure, la variation de la vitesse est sous estimées.

Dans les portions 1 et 4 notre modèle ne nous permet pas de mesurer la profondeur du Moho. Pour ces deux zones, la vitesse des ondes S en surface est lente ($< \ 3 \ km.s^{-1}$) jusqu'à 27 km de profondeur où elle passe à 3.8 $km.s^{-1}$. De plus, les modèles obtenus dans ces régions sont composés de seulement deux couches dans les quarante premiers kilomètres alors que le modèle initial contient cinq couches. Enfin, la profondeur du Moho qui est observée avec les fonctions récepteur correspond à l'interface que nous observons. Toutes ces observations suggèrent que les modèles obtenus correspondent à des minimums locaux. Ces minimums locaux nous donnent des modèles dans lesquels la profondeur de l'interface principale (le Moho) est retrouvée mais avec des valeurs de vitesse d'ondes S incorrectes. Nous pouvons supposer que cela est lié au modèle initial utilisé qui est trop différent de la structure recherchée et à une exploration limitée de l'espace des modèles.

A 700 km de distance le long du profil, dans la coupe en fonctions récepteur, le Moho est identifié à 15 km de profondeur mais un second signal est présent à 40 km de profondeur. Ce second signal est interprété par *Karabulut and Paul* (2010) comme le Moho du slab Hellénique. Or, à 700 km de distance, notre modèle de vitesse présente deux anomalies rapides en profondeur, la première vers 15 km de profondeur et la seconde à 40 km. Nous pouvons supposer que ces deux anomalies correspondent aux deux interfaces qui sont identifiées par les fonctions récepteur. Dans cette zone, le modèle initial utilisé pour l'inversion est probablement trop différent de la structure réelle. Par conséquent, l'inversion ne nous permet pas de retrouver les valeurs de vitesses correctes en profondeur. Cette incertitude sur la vitesse est accentuée par la gamme de périodes dans laquelle nous travaillons ([7-40]s) qui limite notre résolution en profondeur.

Pour le profil Est (figure 3.10(b)), la profondeur du Moho mesurée avec les fonctions récepteur est proche de la profondeur qui est évaluée par l'isovaleur de vitesse des ondes S à 4.1 $km.s^{-1}$. La différence principale se situe entre 480 et 700 km de distance. Comme pour le profil Ouest, nous ne mesurons pas la profondeur du Moho dans cette région et la vitesse en surface est très lente. Le modèle de vitesse dans cette zone est équivalent à celui de la portion 4 du profil Ouest et les explications sont donc probablement identiques. A 700 km, comme pour le profil Ouest, nous observons deux anomalies de vitesse (4 $km.s^{-1}$) à 10 km de profondeur. Cette ano-

malie suggère le modèle initial n'est pas adapté pour retrouver la structure dans cette région. Sur ce profil Malheureusement, dans cette région nous n'avons pas les fonctions récepteurs, nous ne pouvons donc pas comparer les résultats des deux techniques.

Toutes ces observations montrent que les différences entre la profondeur du Moho mesurée par les fonctions récepteur et l'isovaleur 4.1 $km.s^{-1}$ sont associées à des erreurs de la valeur de la vitesse dans nos modèles. Ces erreurs se produisent principalement dans des régions où le modèle initial ne semble pas adapté à la structure de la région étudiée. La seconde explication est liée à la limitation de la bande passante dans laquelle nos cartes de vitesses de groupe sont bien résolues.

Il est important de remarquer que les deux méthodes donnent des résultats proches bien qu'elles ne sont pas sensibles de la même manière aux variations de vitesse. La technique des fonctions récepteur permet d'identifier clairement une variation brutale de la vitesse alors que les courbes de dispersion sont plutôt sensibles à l'évolution continue de la vitesse en profondeur. Nous observons des écarts localisés entre les mesures en fonctions récepteur et avec notre modèle mais la tendance générale de la structure est présente. Dans le paragraphe suivant, nous l'utiliserons donc pour analyser la relation entre la déformation observée en surface et la structure de la croûte. Nos appliquerons un lissage spatial de 0.5°pour éliminer les erreurs qui sont liées au pointés de la profondeur du Moho.

3.6 Relation entre l'épaisseur de la croûte et la déformation dans la région Egée-Anatolie

Aktug et al. (2009) ont montré que l'épaisseur de la croûte semble corrélée avec le taux d'extension nord-sud pour l'Anatolie occidentale (voir figure 3.11).

Aktug et al. (2009) ont calculé le taux d'extension moyen dans la direction nord-sud entre 37°N et 40°N en Anatolie occidentale (figure 3.11(a)). En considérant que le taux de déformation Nord-Sud est constant depuis 5 millions d'années, ils ont calculé l'évolution de l'épaisseur crustale avec la longitude (figure 3.11). Cette figure montre une bonne corrélation entre le taux d'extension nord-sud et l'épaisseur crustale ce qui suggère que le taux d'extension fût constant dans cette région depuis 5 Ma. Cette figure montre également une transition dans la variation de l'épaisseur crustale vers 29 °de longitude. A l'est de 29°E, le taux de d'extension nord-sud est faible et l'épaisseur crustale est constante et à l'ouest, l'épaisseur de la croûte augmente fortement entre 26°et 30°E parallèlement à la diminution du taux de d'extension nord-sud. Nous avons calculé le profil Est-Ouet de l'épaisseur de la crustale entre 37°et 40°N (figure 3.12).

Sur ce profil (figure 3.12), nous observons une augmentation de l'épaisseur crustale de 29 à

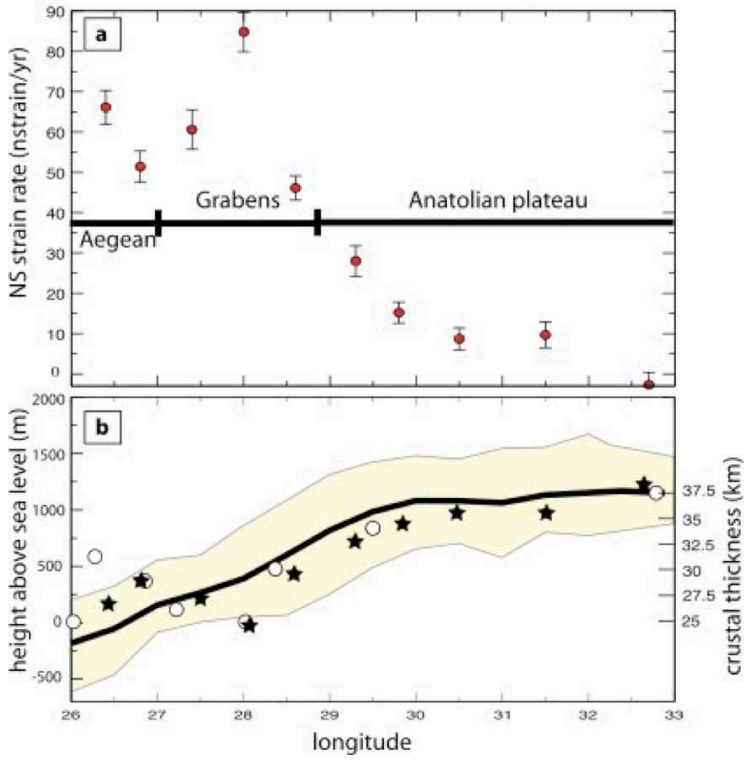

FIGURE 3.11 : *(a) Evolution du taux d'extension nord-sud avec la longitude calculée à partir de mesures GPS en moyennant entre 37°et 40°de latitude. (b) Relation entre l'épaisseur crustale mesurée par fonctions récepteur (Saunders et al. (1998); Sodoudi et al. (2006)) avec l'épaisseur de la croûte calculée pour un taux d'extension constant depuis 5 Ma et une épaisseur crustale initiale de 37.5 km d'épaisseur (Aktug et al. (2009))*

37.5 km entre 26°et 31°E. A 31°E, l'épaisseur de la croûte est maximale, et elle diminue vers l'est pour atteindre 35 km à 32°E. Entre 32°E et 33°E, l'épaisseur de la croûte semble se stabiliser.

Contrairement au modèle propose par *Aktug et al.* (2009), l'augmentation de l'épaisseur crustale entre 26°E et 31°E n'est pas linéaire, elle se fait en deux étapes. La première est entre 27.2°E et 28.6°E (29 à 34 km) et la seconde entre 29.4°E et 31°E (34 à 39 km). La quantité de mesures dont nous disposons et notre résolution en longitude suggèrent que le modèle qui décrit la relation entre le taux de déformation Nord-Sud et l'épaisseur crustale n'est pas assez précis. Entre 26 et 28°E, la profondeur moyenne du Moho que nous mesurons est proche de celles calculées par *Aktug et al.* (2009) entre 28 et 33°E alors quelles sont différentes. Mais, pour tout le profil nos profondeurs moyennes du Moho sont cohérentes avec les observations en fonctions récepteur de *Sodoudi et al.* (2006) mais qui est différent du modèle proposé par *Aktug et al.* (2009) (27 km). Cette différence entre l'épaisseur crustale estimée et l'épaisseur mesurée peut s'expliquer par une variation du taux de déformation nord-sud depuis 5 Ma ou par la présence de variations

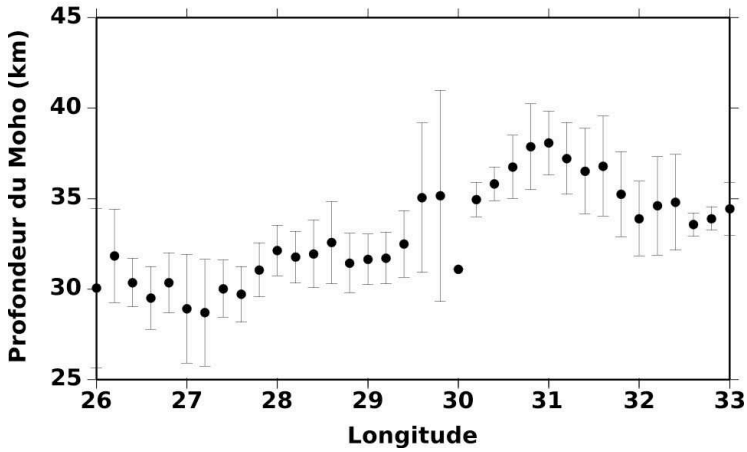

FIGURE 3.12 : *Evolution de la profondeur moyenne du Moho avec son écart type en fonction de la longitude pour les latitudes comprises entre 37°et 40°N*

latérales de l'épaisseur crustale au début de la déformation.

En faisant cette moyenne sur les latitudes, nous supposons implicitement que l'épaisseur crustale varie principalement dans la direction Est-Ouest. La figure 3.12 montre qu'il existe de fortes variations de la profondeur du Moho avec la longitude, mais la carte de la profondeur du Moho (figure 3.9) suggère également des variations avec la latitude. En effet, l'épaississement crustal d'ouest en est correspond à un faible gradient au nord de l'Anatolie (Ao) et à un fort gradient au Sud (entre Ese et Ly). Sur la figure 3.13, nous avons tracé les profils de la profondeur du Moho pour trois latitudes différentes (37°N courbe bleue, 38°N courbe rouge et 39°N courbe noire). Ces trois profils montrent clairement que la variation de l'épaisseur crustale est plus forte le long d'un profil au Sud (37 °N) que pour un profil au Nord (39°N).

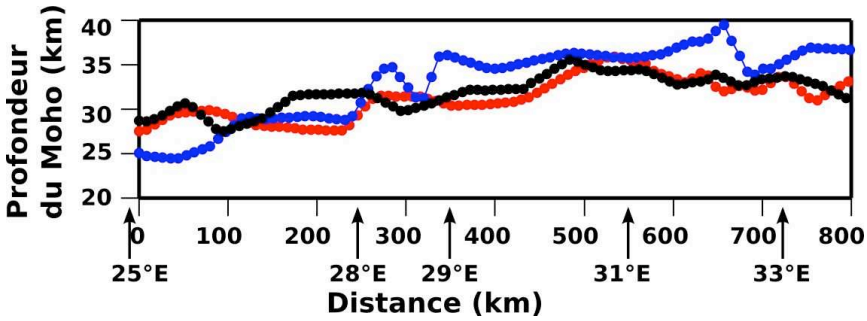

FIGURE 3.13 : *Variation de la profondeur du Moho pour des profils est-ouest pour les latitudes 37°N (courbe bleue), 38°N (courbe rouge) et 39°N (courbe noire) à partir de 25°E*

A 37°N (courbe bleue), la profondeur du Moho passe de 25 km à 25°E à 37.5 km à 29°E. Cette augmentation se fait en deux étapes :

1. entre 50 et 4120 km, la profondeur passe de 25 km à 29 km
2. entre 210 et 350 km, la profondeur passe de 29 km à 37.5km

Plus à l'Est la profondeur du Moho est stable autour de 37.5 km.

A 38°N (courbe rouge), la profondeur du Moho est stable autour de 29 km entre 0 et 210 km puis elle augmente à 32 km entre 210 et 290 km de distance. Plus à l'Est, l'épaisseur de la croûte continue d'augmenter de manière progressive pour atteindre 37.5 km à 31°E.

A 39°N (courbe noire), la profondeur du Moho augmente de manière progressive depuis 29 km à 25°E jusqu'à 37.5 km à 31°E. Le long du profil à 28°E, les fonctions récepteurs montrent un fort amincissement au sud et un épaississement le long du profil à 30.6°E (voir figure 3.10) qui n'est pas présent au Nord. Nos observations sont donc cohérentes avec ces mesures indépendantes. Ces profils prouvent que la croûte s'épaissit à l'Est mais avec des gradients différents. Au Sud le gradient est fort et permet d'identifier une zone de transition vers 29°E alors qu'au Nord l'évolution est progressive et la transition n'est plus visible.

Cette zone de transition également observée par *Aktug et al*. (2009) sur le profil moyen de la profondeur du Moho est donc très marquée au Sud, mais son intensité diminue vers le Nord et elle disparaît à 39°N.

La profondeur du Moho varie donc non seulement dans la direction Est-Ouest comme suggérée par *Aktug et al*. (2009) mais également dans la direction Nord-Sud. Du sud au nord, les variations de la profondeur du Moho sont opposée à 26°E et à 29°E. Ainsi, à l'Ouest (26°E), la profondeur augmente du Sud vers le Nord de 25 km à 30 km alors qu'à 29°E la profondeur du Moho diminue de 40 km à 32 km. Cela s'accompagne du diminution forte du gradient Est-Ouest de profondeur du Moho de 15 km en 311 km à 37°N, à 2 km en 311 km puis à 0 à 39°N.

Ces variations remettent en cause la relation qui est faite entre le taux de déformation nord-sud et l'épaisseur de la croûte. Pour vérifier si il existe une relation entre le taux de déformation et l'épaisseur de la croûte, nous pouvons comparer la carte du taux de déformation Nord-Sud publié par *Aktug et al*. (2009) avec la carte de la profondeur du Moho (figure 3.14).

Sur cette figure, nous ne pouvons faire aucun lien évident entre l'épaisseur de la croûte et le taux de déformation. Par conséquent, nous pouvons nous poser la question de la pertinence de ce modèle.

Au premier ordre, d'après le modèle proposé par *Aktug et al*. (2009), l'épaisseur de la croûte dépend du taux d'extension nord-sud depuis 5 Ma. En comparant la carte de la profondeur du Moho avec la carte du taux de déformation en Anatolie (figure 3.14) les variations spatiales du taux de déformation n'expliquent pas les variations spatiales de l'épaisseur de la croûte que nous observons.

Par exemple, la profondeur du Moho est faible sous les Cyclades (Cy) (25 km) (voir figure

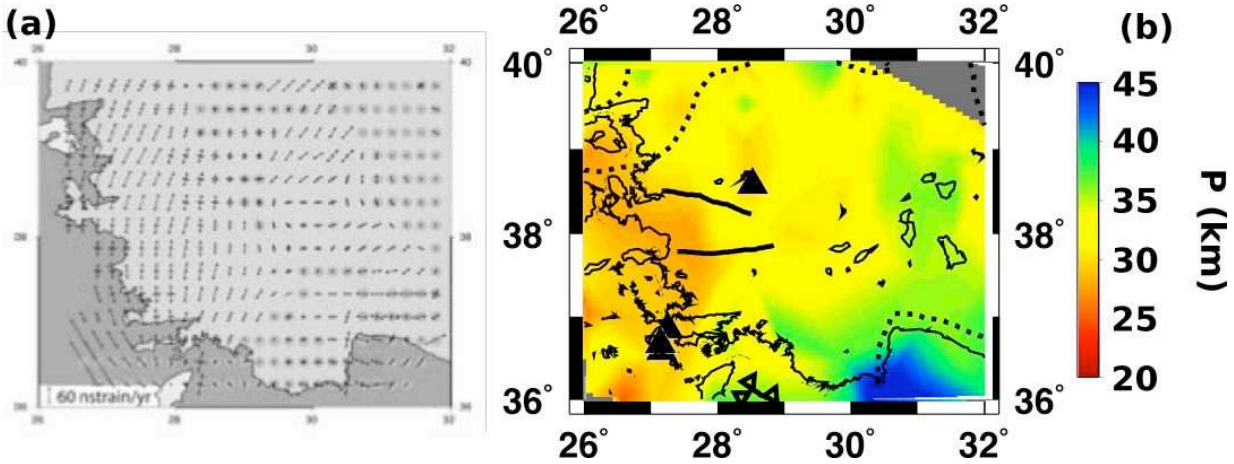

FIGURE 3.14 : *Carte de direction de déformation principale calculée à partir des mesures GPS par Aktug et al. (2009) (a), carte de de profondeur du Moho (b)*

3.9) alors que la déformation actuelle est nulle dans cette région (voir la carte du taux de déformation par *Le Pichon and Kreemer* (2010) figure 1.2 partie II chapitre 1). La faible épaisseur de la croûte dans cette région peut être associée à l'extension qui s'est produite sous les Cyclades il y a 15 Ma et qui est associée au volcanisme quaternaire (*Jolivet and Brun* (2010)). Ainsi, l'épaisseur de la croûte n'est pas seulement déterminée par la déformation actuelle mais également par les déformations passées.

Comme *Aktug et al.* (2009), nous observons une zone de transition de l'épaisseur crustale à 29 °de longitude. Nos observations montrent que cette zone de transition est très marquée au sud alors quelle est beaucoup moins présente au Nord. Cette variation ne semble pas corrélée avec la déformation actuelle mais plutôt avec les déformations passées de la croûte. Ainsi, en Mer Egée, nous pouvons relier le fort amincissement de la croûte à l'extension durant le Miocène.

3.7 Conclusion

3.7.1 Epaisseur crustale

Avec ce modèle en trois dimensions de la vitesse des ondes S, nous pouvons mesurer la profondeur du Moho sur toute la région Egée-Anatolie avec une résolution verticale d'environ 5 km. En Mer Egée, nos observations sont cohérentes avec les résultats obtenus par l'inversion des anomalies de Bouguer et par les fonctions récepteur. Nous identifions un fort amincissement crustal en Mer Egée qui se propage vers l'Est en Anatolie jusqu'à environ 28°de longitude au Sud et 30°de longitude au Nord. De plus, en Anatolie occidentale, l'augmentation de la profondeur

du Moho vers l'est est beaucoup plus progressive au nord qu'au sud. Au sud, nous observons un très fort épaississement crustal au niveau des nappes de Lycie qui est confirmé par les profils en fonctions récepteur. Au premier ordre, la variation avec la longitude de l'épaisseur crustale semble liée aux taux de déformation actuelle. Cependant, nous observons également des variations Nord-Sud de l'épaisseur crustale qui suggèrent un effet des déformations passées comme l'extension dans le Sud de la Mer Egée au Miocène.

3.7.2 Perspectives et améliorations

Cette inversion permet de retrouver la profondeur du Moho, mais nous pouvons nous poser la question de la pertinence du modèle initial utilisé. En effet, en utilisant un modèle même modèle initial avec de nombreuses couches, nous avons de très bons résultats lorsque le modèle initial est assez proche de la réalité. Dans les cas extrêmes (grande épaisseur de sédiments et faible profondeur du Moho par exemple, présence de slab,...), le modèle utilisé n'est plus adapté et l'inversion converge vers des minimums locaux. Les vitesse d'onde S retrouvées semblent fausses mais les variations relatives de la vitesse avec la profondeur semblent correctes. Pour éviter cela, nous pourrions imaginer une inversion par étapes dans laquelle le modèle initial est très simple et permet d'avoir une structure moyenne simple en chaque point de l'espace. Dans une seconde étape, nous pourrions utiliser ces modèles comme modèles initiaux pour obtenir des modèles plus précis. Pour que cette technique soit efficace et éviter les minimums locaux, il serait nécessaire d'utiliser du Monte Carlo dans la première étape puis de sélectionner les meilleures familles de modèles pour la seconde étape et de faire plusieurs inversions pour finalement ne conserver que le meilleur modèle.

La second amélioration possible repose sur l'utilisation de l'inversion couplée des vitesses de groupe des ondes de Love et des ondes de Rayleigh. Ainsi, la différence de sensibilité de ces ondes avec la profondeur permettrait de compenser la faible résolution à hautes fréquences et de préciser la structure en surface. Nous pouvons supposer que les résultats serait bons car les cartes de vitesse de groupe des ondes de Love et Rayleigh montrent une bonne cohérence.

Conclusion et Perspectives

Conclusions

Dans cette thèse, nous avons étudié les propriétés des corrélations de bruit ainsi que différentes applications possibles. Les corrélations nous ont permis de vérifier la qualité des données, d'étudier le bruit sismique (source et type d'onde) et de faire la tomographie de la croûte dans la région Egée-Anatolie. Pour ce travail, nous avons principalement travaillé sur les données de bruit de SIMBAAD. Ce jeu de données est composé d'une grande quantité de stations temporaires et permanentes qui sont gérées par quatre organismes scientifiques différents (l'Université de Thessalonique, l'Observatoire de Kandilli, l'Académie des Sciences de Bulgarie à Sofia et le LGIT). Pour calculer les corrélations de bruit à partir de ces données de bruit hétérogènes, nous avons développé une chaîne de traitement et sélectionné les pré-traitements les plus adaptés (blanchiment + 1 bit). Dans la majorité des travaux publiés sur les corrélations de bruit, celles-ci sont sélectionnées en fonction du rapport signal sur bruit des ondes de surfaces sans vérifier la qualité de leur convergence vers la fonction de Green. Durant cette thèse, nous nous sommes attaché à vérifier la convergence des corrélations de bruit vers la fonction de Green en vérifiant leurs symétries par rapport au temps $t = 0$. D'après la théorie, cette propriété de symétrie est vraie lorsque la corrélation a convergé vers la fonction de Green (sources de bruit sont réparties de manière homogène autour des stations) et très improbable si les sources ne sont pas correctement réparties.

En analysant les corrélations obtenues avec les données de bruit de SIMBAAD, nous avons découvert des erreurs de datation des données sismologiques. Nous avons adapté une technique basée sur l'étude de la symétrie temporelle des corrélations pour vérifier la qualité des datations de toutes les stations sismologiques de notre base de données. Contrairement aux méthodes déjà existantes, notre méthode permet d'analyser de manière systématique et précise les datations journalières d'un grand nombre de stations même si la durée d'enregistrement de bruit est courte (< 1 an). Avec cette technique, nous avons observé la dérive horaire des données des stations temporaires ce qui a permis de mettre en évidence et de corriger des erreurs logicielles dans les programmes d'extraction des données. Nous avons également observé des décalages constants pour quatre stations permanentes et les données fausses ont pu être supprimées de la base de données de bruit.

Ensuite, nous avons étudié les propriétés des sources de bruit en utilisant les corrélations. Nous avons adapté une méthode d'analyse de polarisation des enregistrements sismiques pour l'appliquer aux corrélations de bruit. En analysant la polarisation d'un signal grâce aux différentes composantes du tenseur de corrélations, nous avons identifié des ondes P à incidence verticale sous trois réseaux de stations. Ensuite, grâce une technique de rétro-propagation nous avons montré que ces ondes sont générées en océan profond dans des régions où des sources

d'ondes de surface ont déjà été localisées. Nous pouvons supposer que les sources d'onde P et d'ondes de surface sont donc identiques. En utilisant la formation de voie sur les corrélations des données de bruit du jeu de donnée SIMBAAD, nous avons analysé les propriétés du bruit sismique dans la région Egée-Anatolie. Pour la gamme de fréquence $[0.05 - 0.1]\ Hz$ (premier pic micro-sismique), les positions des sources des ondes de Love et des ondes de Rayleigh sont identiques. Ces positions varient entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud en suivant les variations saisonnières de la position des tempêtes. Dans la région Egée-Anatolie, les ondes émises dans l'hémisphère nord sont plus cohérentes dans la formation de voie que celle de l'hémisphère sud. Cette cohérence s'explique par un meilleur rapport signal sur bruit dans les corrélations pour les sources de l'hémisphère nord par rapport à celles de l'hémisphère sud. Cette différence s'explique de deux manières. La première raison est la distance entre le réseau et les sources de bruit de l'hémisphère nord qui est plus courte que celle avec les sources de l'hémisphère sud. Les amplitudes et la cohérence entre les signaux sera donc plus importante pour les ondes émises par les sources de l'hémisphère nord donc leurs rapports signal sur bruit seront meilleurs dans les corrélations. La seconde raison est liée aux dimensions des régions dans lesquelles le bruit sismique est généré. En effet, les sources de bruit de l'hémisphère nord sont localisées dans une région plus limitée (Nord de l'Océans Atlantique et de l'Océan Pacifique) que les sources de l'hémisphère sud (sud de l'Océan Indien et l'Océan Pacifique) (*Stehly et al.* (2006)). La localisation précise des sources augmente la cohérence des signaux et donc le rapport signal sur bruit dans les corrélations et dans les formations de voie. Pour le second pic micro-sismique ($[0.1 - 0.2]\ Hz$), aucune direction préférentielle n'est identifiée pour les ondes de surface et seules les ondes de volume P à incidence verticale sous le réseau sont observées. Cette non observation des sources est probablement liée à la mauvaise résolution de la formation de voie avec ce réseau pour les courtes longueur d'onde. En effet, les distances entre les stations sont trop grandes pour que la résolution permette de reconstruire une image correcte avec des longueurs d'onde de 20 km. A plus basses fréquences ($[0.02 - 0.04]\ Hz$), les directions des sources d'ondes de Rayleigh sont localisées précisément et semblent stables dans le temps. A 26 s de période, tout comme *Shapiro et al.* (2006), aucune variation saisonnière de la position des sources n'est observée et deux ondes qui se propagent dans la direction du le golf de Guinée (-142°N) et dans la direction opposée (35°N) sont détectées. Notre étude suggère que ces deux ondes proviennent de deux sources différentes car leurs signatures dans la formation de voie varient de manières indépendantes au cours de l'année 2008. Cette analyse des sources de bruit montre que les hypothèses sur l'homogénéité de leurs positions sont seulement respectées pour le premier pic micro-sismique. Pour le reste de la bande passante, il sera donc nécessaire de vérifier la qualité de la convergence des corrélations de bruit vers la fonction de Green pour que les mesures des temps de propagation des ondes de surface correspondent à la fonction de Green.

Dans la dernière partie, nous avons réalisé une tomographie de la croûte dans la région Egée-Anatolie à partir des corrélations de bruit en vérifiant leurs convergences vers les fonctions de Green. Les tomographies "classiques" faites à partir du bruit utilisent les courbes de dispersion des ondes de Rayleigh mesurées sur la moyenne des parties causale et acausale de la composante ZZ du tenseur de corrélations. Dans ce cas, les temps de propagation mesurés correspondent aux temps de la fonction de Green si les sources de bruit sont réparties de manière homogène autour du réseau de stations. Nous avons développé une méthode qui utilise la symétrie temporelle de toutes les composantes du tenseur de corrélations pour vérifier que les temps de propagation mesurés correspondent aux temps de la fonction de Green. Cette méthode supprime les temps de propagation mesurés qui correspondent à des vitesses apparentes afin de ne pas dégrader la tomographie. D'autre part, cette analyse permet d'avoir une mesure quantitative de la qualité de chaque mesure que nous utiliserons lors de la régionalisation ce qui permet d'améliorer la résolution. En comparant nos mesures avec celles obtenues par la méthode classique, nous avons observé que les erreurs faites sont inférieure à 0.1 $km.s^{-1}$ entre 7 et 40 s de période. La tomographie à partir des corrélations est donc très robuste car les erreurs sont compensées par la grande quantité de données. Notre technique présente un réel avantage lorsque les sources de bruit sont dans une direction précise et que leurs positions ne varient pas dans le temps. Nous avons inversé les temps de propagation mesurés pour construire les cartes de vitesse de groupe pour les ondes de Love et les ondes de Rayleigh. Pour cette inversion, nous avons montré que l'utilisation de coefficients de confiance adaptés aux mesures permet d'avoir une meilleure résolution qu'en utilisant une covariance identique pour toutes les mesures. Entre 7 et 40 s de période, les cartes de vitesse de groupe obtenues pour les ondes de Love et de Rayleigh ont une résolution meilleure que 200 km. Les structures observées pour les ondes de Love et de Rayleigh sont semblables à courtes périodes et deviennent différentes à plus longues périodes. Cette augmentation des différences avec la période est probablement liée aux noyaux de sensibilité de ces deux types d'ondes qui deviennent très différent lorsque la période augmente. Les anomalies de vitesse observées peuvent être reliées à des structures géologiques connues. Ainsi, à courtes périodes (10 s), nous identifions les bassins sédimentaires et des hétérogénéité dans la nature des roches présentes en surface (roches continentales, nappes de charriages, ..). A plus longues périodes (30 s), la vitesse de groupe est plus rapide en Mer Egée qu'en Anatolie, ce qui est cohérent avec un amincissement de la croûte dans cette région.

A partir de ces cartes de vitesse de groupe, nous avons inversé les courbes de dispersion locales des ondes de Rayleigh pour construire un modèle en trois dimensions de vitesse des ondes S dans la croûte pour la région Egée-Anatolie. La gamme de périodes dans laquelle nous travaillons (7 - 40 s) permet de reconstruire un modèle de vitesse des ondes S jusqu'à environ 40 km de profondeur. Dans ce modèle, nous pouvons observer une faible épaisseur de croûte

en Mer Egée (Moho à 25 km de profondeur) et un épaississement vers l'est en Anatolie. Les variations de l'épaisseur de la croûte en fonction de la longitude suggèrent qu'il existe une zone de transition vers 29°E. Cette transition dans la structure semble liée aux variations avec la longitude de la déformation nord-sud observée en surface. A l'ouest de 29°E, l'épaisseur de la croûte diminue rapidement et la déformation est importante alors qu'à l'est la croûte semble avoir une épaisseur constante et la déformation nord-sud est faible. Mais, notre modèle de vitesse montre que l'épaisseur crustale varie non seulement dans la direction est-ouest mais aussi dans la direction nord-sud. Au sud, l'augmentation de l'épaisseur de la croûte est très rapide alors qu'elle est plus progressive au nord. Nous avons comparé la structure de la croûte avec la déformation actuelle observée en surface et les déformations passées observées grâce à la géologie. Nous pouvons alors relier l'épaisseur crustale dans cette région est liée à la déformation subie depuis 15 Ma. Nous pouvons noter qu'une croûte très épaissie apparaît au niveau des nappes de Lycie. L'importance de la déformation dans cette région suggère qu'elle est une région charnière dans le mécanisme de la déformation, mais son rôle n'est pas encore compris.

Perspectives

Le test de symétrie en temps de toutes les composantes du tenseur de corrélation est trop sévère et donne des résultats proches de la méthode plus simple seulement basée sur la symétrisation en temps de la composante ZZ. Cependant, elle reste la seule technique qui permette de vérifier que les corrélations de bruit convergent correctement vers la fonction de Green et d'évaluer la qualité de chaque mesure. Ce test fournit moins de données que la méthode classique mais celles-ci sont de très bonne qualité. Pour améliorer les inversions, il est important de comprendre les effets du nombre de mesures et de leurs qualités sur le modèle obtenu. Avec une évaluation précise de ces deux paramètres, nous pourrions déterminer la technique de mesure des temps de propagation doit être utilisée. Pour mesurer les courbes de dispersion de chaque paire de stations, nous avons utilisées toutes les composantes du tenseur de corrélations qui est proche de celle utilisée par *Stehly et al*. (2009). Un traitement intermédiaire entre notre technique et la technique classique serait d'utiliser toutes les composantes symétrisées du tenseur de corrélations.

Avec ce test de symétrie, nous avons essayé de limiter les effets des positions des sources de bruit sur la tomographie. Plutôt que d'essayer d'améliorer les mesures, il est également possible de chercher les sources de bruit et de prendre en compte les effets de leur répartition spatiale hétérogène sur les observations (*Weaver et al*. (2009)). Il devient alors important de comprendre les mécanismes qui génèrent du bruit sismique et d'identifier les sources principales.

Les corrélations de bruit permettent de mesurer des courbes de dispersion en vitesse de

groupe entre 5 et 50 s environ. Il serait intéressant de tester la mesure de vitesse de phase sur ces signaux. Les différentes composantes du tenseur de corrélation permettent de retrouver les ondes de Rayleigh et les ondes de Love. Ces ondes ont des noyaux de sensibilité différents, donc l'inversion couplée de ces deux signaux devrait améliorer la résolution de notre modèle de vitesse des ondes S en profondeur. En faisant cette inversion couplée, il devient alors nécessaire de prendre en compte l'anisotropie dans l'inversion.

La théorie et de expériences en acoustique montrent que les corrélations de bruit convergent vers la fonction de Green. Or, en sismologie, aucune étude n'identifie la composante en ondes de volume des fonctions de Green dans les corrélations. Il serait intéressant d'essayer de réduire l'importance des ondes de surface dans les signaux de bruit. Pour cela, nous pourrions utiliser un filtrage adapté aux sources de bruit afin de sélectionner les ondes qui sont utilisées pour calculer les corrélations. De cette manière, nous pourrions espérer observer la reconstruction de la composante en ondes de volume dans les corrélations de bruit.

Bibliographie

Aki, K., and B. Chouet, Source, attenuation, and scattering effects, *Journal of Geophysical Research*, *80*(9), 3322–3342, 1975.

Aktug, B., J. M. Nocquet, A. Cingoz, B. Parsons, Y. Erkan, P. England, O. Lenk, M. A. Gurdal, A. Kilicoglu, H. Akdeniz, et al., Deformation of western turkey from a combination of permanent and campaign gps data : Limits to block-like behavior, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, *114*(B10), B10,404, 2009.

Al-Lazki, A., E. Sandvol, D. Seber, M. Barazangi, N. Turkelli, and R. Mohamad, Pn tomographic imaging of mantle lid velocity and anisotropy at the junction of the arabian, eurasian, and african plates, *Geophysical Journal International*, *158*, 1024–1040, 2004.

Ates, A., P. Kearey, and S. Tufan, New gravity and magnetic anomaly maps of turkey, *Geophysical Journal International*, *136*(2), 499–502, 1999.

Bécel, A., M. Laigle, B. De Voogd, A. Hirn, A. Taymaz, T.and Galvé, H. Shimamura, Y. Murai, J. C. Lépine, M. Sapin, and S. Özalaybey, Moho, crustal architecture and deep deformation under the north marmara trough, from the seismarmara leg 1 offshore-onshore reflection-refraction survey, *Tectonophysics*, *467*(1-4), 1–21, 2009.

Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller, M. P. Barmin, A. L. Levshin, F. Lin, M. P. Moschetti, N. M. Shapiro, and Y. Yang, Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements, *Geophysical Journal International*, *169*(3), 1239–1260, 2007.

Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller, and N. M. Shapiro, Broadband ambient noise surface wave tomography across the united states, *Journal of Geophysical Research*, *113*, 2008.

Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller, and Y. Yang, A 3-d shear velocity model of the crust and uppermost mantle beneath the united states from ambient seismic noise, *Geophysical Journal International*, *177*(3), 1177–1196, 2009.

Brenguier, F., N. M. Shapiro, M. Campillo, A. Nercessian, and V. Ferrazzini, 3-d surface wave tomography of the piton de la fournaise volcano using seismic noise correlations, *Geophysical Research Letters*, *34*(2), L02,305, 2007.

Bromirski, P. D., and F. K. Duennebier, The near-coastal microseism spectrum : Spatial and temporal wave climate relationships, *Journal of Geophysical Research*, *107*(B8), 2002.

Cambaz, M. D., and H. Karabulut, Love-wave group velocity maps of turkey and surrounding regions, *Geophysical Journal International*, *181*(1), 502–520, 2010.

Campillo, M., and A. Paul, Long-range correlation in the diffuse seismic coda, *Science*, *299*, 547–549, 2003.

Capon, J., High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proceedings of the IEEE*, *57*(8), 1408–1418, 1969.

Cassereau, D., and M. Fink, Time-reversal of ultrasonic fields - part iii : theory of the closed time-reversal cavity, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, *39*(5), 579–592, 1992.

Chang, H. K., D. Y. Chou, B. LaBonte, et al., Ambient acoustic imaging in helioseismology, *Nature*, *389*(6653), 825–827, 1997.

Derode, A., E. Larose, M. Campillo, and M. Fink, How to estimate the green's function of a heterogeneous medium between two passive sensors ? application to accoustic waves, *Applied Physics letters*, *83*(15), 3054–3056, 2003a.

Derode, A., E. Larose, M. Tanter, J. De Rosny, M. Campillo, and M. Fink, Recovering the green function from field-field correlations un an open scattering medium, *Journal of Acoustic Society of America*, *113*(6), 2973–2976, 2003b.

Duvall, T. L., S. M. Jeffferies, J. W. Harvey, and M. A. Pomerantz, Time-distance helioseismology, *Nature*, *362*, 430–432, 1993.

Erduran, M., Ö. ÇakIr, T. Tezel, S. Sahin, and Ö. Alptekin, Anatolian surface wave evaluated at geofon station isp isparta, turkey, *Tectonophysics*, *434*(1-4), 39–54, 2007.

Faccenna, C., O. Bellier, J. Martinod, C. Piromallo, and V. Regard, Slab detachment beneath eastern anatolia : A possible cause for the formation of the north anatolian fault, *Earth and Planetary Science Letters*, *242*(1-2), 85–97, 2006.

Fink, M., Time reversal of ultrasonic fields-part i : Basic principles, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, *39*(5), 555–566, 1992.

Fink, M., D. Cassereau, A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, J. L. Thomas, and F. Wu, Time-reversed acoustics, *Reports on Progress in Physics*, *63*(12), 1933, 2000.

Gerstoft, P., M. C. Fehler, and K. G. Sabra, When katrina hit california, *Geophysical Research Letters*, *33*(17), 2006.

Giles, P. M., T. L. Duvall, P. H. Scherrer, and R. S. Bogart, A subsurface flow of material from the sun's equator to its poles, *Nature*, *390*, 0028–0836, 1997.

Harmon, N., C. A. Gerstoft, P.and Rychert, G. A. Abers, M. Salas de la Cruz, and K. M. Fischer, Phase velocities from seismic noise using beamforming and cross correlation in costa rica and nicaragua, *Geophysical Research Letters*, *35*(19), 2008.

Hennino, R., N. Trégourès, N. M. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, B. A. Van Tiggelen, and R. L. Weaver, Observation of equipartition of seismic waves, *Physical Review Letters*, *86*(15), 3447–3450, 2001.

Jolivet, L., and J. P. Brun, Cenozoic geodynamic evolution of the aegean, *International Journal of Earth Sciences*, *99*, 109–138, 2010.

Jolivet, L., R. Augier, C. Faccenna, F. Negro, G. Rimmele, P. Agard, C. Robin, F. Rossetti, and A. Crespo-Blanc, Subduction, convergence and the mode of backarc extension in the mediterranean region, *Bulletin de la Societe Geologique de France*, *179*(6), 525–550, 2008.

Jolivet, L., C. Faccenna, and C. Piromallo, From mantle to crust : Stretching the mediterranean, *Earth and Planetary Science Letters*, *285*(1-2), 198–209, 2009.

Karabulut, H., and A. Paul, The lithospheric and upper mantle structure beneath the central turkey obtained from receiver function profile, in *European Seismological Commission 32nd General Assembly*, SD9/P10/ID136, 2010.

Karagianni, E. E., D. G. Panagiotopoulos, G. F. Panza, P. Suhadolc, C. B. Papazachos, B. C. Papazachos, A. Kiratzi, D. Hatzfeld, K. Makropoulos, K. Priestley, and A. Vuan, Rayleigh wave group velocity tomography in the aegean area, *Tectonophysics*, *358*(1-4), 187–209, 2002.

Karagianni, E. E., C. B. Papazachos, D. G. Panagiotopoulos, P. Suhadolc, A. Vuan, and G. F. Panza, Shear velocity structure in the aegean area obtained by inversion of rayleigh waves, *Geophysical Journal International*, *160*(1), 127–143, 2005.

Kedar, S., M. Longuet-Higgins, F. Webb, N. Graham, R. Clayton, and C. Jones, The origin of deep ocean microseisms in the North Atlantic Ocean, *Royal Society of London Proceedings Series A*, *464*, 777–793, doi :10.1098/rspa.2007.0277, 2008.

Landès, M., F. Hubans, N. M. Shapiro, A. Paul, and M. Campillo, Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves, *Journal of Geophysical Research*, *115*(B5), B05,302, 2010.

Larose, E., Diffusion multiple des ondes sismiques et expériences analogiques en ultrasons, Master's thesis, Université Joseph Fourier, 2005.

Larose, E., A. Derode, M. Campillo, and M. Fink, Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse field, *Journal of Acoustic Society of America*, *95*(12), 8393–8399, 2004.

Larose, E., P. Roux, M. Campillo, and A. Derode, Fluctuations of correlations and green's function reconstruction : role of scattering, *Journal of Applied Physics*, *103*(11), 114,907–114,907, 2008.

Le Pichon, X., and C. Kreemer, The miocene-to-present kinematic evolution of the eastern mediterranean and middle east and its implications for dynamics, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *38*(1), 323–351, 2010.

Liang, C., and C. A. Langston, Ambient seismic noise tomography and structure of eastern north america, *Journal of Geophysical Research*, *113*(B3), B03,309, 2008.

Liang, C., and C. A. Langston, Three-dimensional crustal structure of eastern north america extracted from ambient noise, *Journal of Geophysical Research*, *114*, 2009.

Ligdas, C. N., and J. M. Lees, Seismic velocity constraints in the thessaloniki and chalkidiki areas (northern greece) from a 3-d tomographic study, *Tectonophysics*, *228*(1-2), 97 – 121, 1993.

Longuet-Higgins, M. S., A theory of the origin of microseisms, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934-1990)*, *243*(857), 1–35, 1950.

Margerin, L., M. Campillo, N. M. Shapiro, and B. A. Van Tiggelen, Residence time of diffuse waves in the crust as a physical interpretation of coda q : application to seismograms recorded in mexico, *Geophysical Journal Internationnal*, *138*(2), 343–352, 1999.

Margerin, L., M. Campillo, and B. A. Van Tiggelen, Monte carlo simulation of multiple scattering of elastic waves, *Journal of Geophysical Research*, *105*(B4), 7873–7892, 2000a.

Margerin, L., M. Campillo, and B. A. Van Tiggelen, Multiple scattering of elastic waves, *Journal of Geophysical Research*, *105*, 593–603, 2000b.

Miche, R., Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante, *Annales des Ponts et Chaussées*, *114*, 1944.

Mutlu Komec, A., H. Karabulut, and A. Paul, Seismic anisotropy and upper mantle velocity structure beneath turkey and surrounding regions from pn and sks measurements, in *European Seismological Commission 32nd General Assembly*, 2010.

Nolet, G., *A Breviary of Seismic Tomogrpahy*, Cambridge University Press, 2008.

Okay, A. I., and O. Tuysuz, Tethyan sutures of northern turkey, *Mediterranean Basins : Tertiary Extension Within The Alpine Orogen*, (156), 475–515, 1999.

Okay, A. I., I. Tansel, and O. Tuysuz, Obduction, subduction and collision as reflected in the upper cretaceous-lower eocene sedimentary record of western turkey, *Geological Magazine*, *138*(02), 117–142, doi :10.1017/S0016756801005088, 2001.

Paul, A., M. Campillo, L. Margerin, and E. Larose, Empirical synthesis of time-asymmetrical green functions from the correlation of coda waves, *Journal of Geophysical Research*, *110*, 2005.

Petersen, J., Observations and modelling of background seismic noise, *Open-file report 93-322*, U. S. Geological Survey, 1993.

Piromallo, C., and A. Morelli, P wave tomography of the mantle under the alpine-mediterranean area, *Journal of Geophysical Research*, *108*(B2), 2065, 2003.

Pourteau, A., O. Candan, and R. Oberhänsli, High-pressure metasediments in central turkey : constraints on the neotethyan closure history, *Tectonics*, 2010.

Roux, P., and W. A. Kuperman, Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *116*(4), 1995–2003, doi : 10.1121/1.1797754, 2004.

Roux, P., K. G. Sabra, P. Gerstoft, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler, P-waves from cross-correlation of seismic noise, *Geophysical Research Letters*, *32*(L19303), 2005.

Sabra, K. G., P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler, Surface wave tomography from microseisms in southern california, *Geophysical Research Letters*, *32*(14), L14,311, 2005a.

Sabra, K. G., P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler, Extracting time-domain green's function estimates from ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters*, *32*(3), L03,310, 2005b.

Sanchez-Sesma, F., and M. Campillo, Retrieval of the green's function from cross correlation : the canonical elastic problem, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *96*(3), 1182–1191, 2006.

Sánchez-Sesma, F. J., J. A. Pérez-Ruiz, M. Campillo, and F. Luzón, Elastodynamic 2d green function retrieval from cross-correlation : Canonical inclusion problem, *Geophysical Research Letters*, *33*(13), L13,305, doi :10.1029/2006GL026454, 2006a.

Sánchez-Sesma, F. J., J. A. Pérez-Ruiz, M. Campillo, and F. Luzón, Elastodynamic 2d green function retrieval from cross-correlation : Canonical inclusion problem, *Geophysical Research Letters*, *33*, 2006b.

Sandvol, E., N. Turkelli, E. Zor, R. Gok, T. Bekler, C. Gurbuz, D. Seber, and M. Barazangi, Shear wave splitting in a young continent-continent collision : An example from eastern turkey, *Geophysical Research Letters*, *30*(24), 8041, 2003.

Saunders, P., K. Priestley, and T. Taymaz, Variations in the crustal structure beneath western turkey, *Geophysical Journal International*, *134*(2), 373–389, 1998.

Sens-Schönfelder, C., Synchronizing seismic networks with ambient noise, *Geophysical Journal International*, *174*(3), 966–970, 2008.

Shapiro, N. M., and M. Campillo, Emergence of broadband rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters*, *31*, 2004.

Shapiro, N. M., A. Gorbatov, E. Gordeev, and J. Dominguez, Average shear-wave velocity structure of the kamchatka peninsula from the dispersion of surface waves, *Earth Planets and Space*, *52*, 573–577, 2000.

Shapiro, N. M., M. Campillo, L. Stehly, and M. H. Ritzwoller, High resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, *307*, 1615–1618, 2005.

Shapiro, N. M., M. H. Ritzwoller, and G. D. Bensen, Source location of the 26 sec microseism from cross-correlations of ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters*, *33*(18), L18,310, 2006.

Sodoudi, F., R. Kind, D. Hatzfeld, K. Priestley, W. Hanka, K. Wylegalla, G. Stavrakakis, A. Vafidis, H. Harjes, and M. Bohnhoff, Lithospheric structure of the aegean obtained from p and s receiver functions, *Journal of Geophysical Research*, *111*(B12), 12,307, 2006.

Stehly, L., M. Campillo, and N. M. Shapiro, A study of the seismic noise from its long-range correlation properties, *Journal of Geophysical Research*, *111*(B10306), 2006.

Stehly, L., M. Campillo, and N. M. Shapiro, Traveltime measurements from noise correlation : stability and detection of instrumental time-shifts, *Geophysical Journal International*, *171*(1), 223–230, 2007.

Stehly, L., B. Fry, M. Campillo, N. M. Shapiro, J. Guilbert, L. Boschi, and D. Giardini, Tomography of the alpine region from observations of seismic ambient noise, *Geophysical Journal International*, *178*(1), 338–350, 2009.

Taciser, C., and Y. Kazunori, *Surface wave phase velocity distribution of Turkey*, vol. 42, 6 pp., Ministry of Construction, Building Research Institute, Tokyo, JAPON, 2008.

Tarantola, A., and B. Valette, Generalized nonlinear inverse problems solved using the least squares criterion, *Review of Geophysics and Space Physics*, *20*(2), 219–232, 1982.

Tirel, C., F. Gueydan, C. Tiberi, and J. P. Brun, Aegean crustal thickness inferred from gravity inversion. geodynamical implications, *Earth and Planetary Science Letters*, *228*(3-4), 267–280, 2004.

Weaver, R. L., and O. I. Lobkis, Ultrasonics without a source : Thermal fluctuation correlations at mhz frequencies, *Physical Review Letters*, *87*(13), 134,301, 2001.

Weaver, R. L., and O. I. Lobkis, On the emergence of the green's function in the correlations of a diffuse field : pulse-echo using thermal phonons, *Ultrasonics*, *40*(1-8), 435 – 439, 2002.

Weaver, R. L., B. Froment, and M. Campillo, On the correlation of non-isotropically distributed ballistic scalar diffuse waves, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *126*(4), 1817–1826, doi :10.1121/1.3203359, 2009.

Yang, Y., Y. Zheng, J. Chen, S. Zhou, S. Celyan, E. Sandvol, F. Tilmann, K. Priestley, T. M. Hearn, J. F. Ni, L. D. Brown, and M. H. Ritzwoller, Rayleigh wave phase velocity maps of tibet and the surrounding regions from ambient seismic noise tomography, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *11*(8), Q08,010, 2010.

Zhu, L., B. J. Mitchell, N. Akyol, I. Cemen, and K. Kekovali, Crustal thickness variations in the aegean region and implications for the extension of continental crust, *Journal of Geophysical Research*, *111*(B1), B01,301, 2006.

Zor, E., E. Sandvol, C. Gurbuz, N. Turkelli, D. Seber, and M. Barazangi, The crustal structure of the east anatolian plateau (turkey) from receiver functions, *Geophysical Research Letters*, *30*(24), 8044, 2003.

Annexes

Erreurs de temps

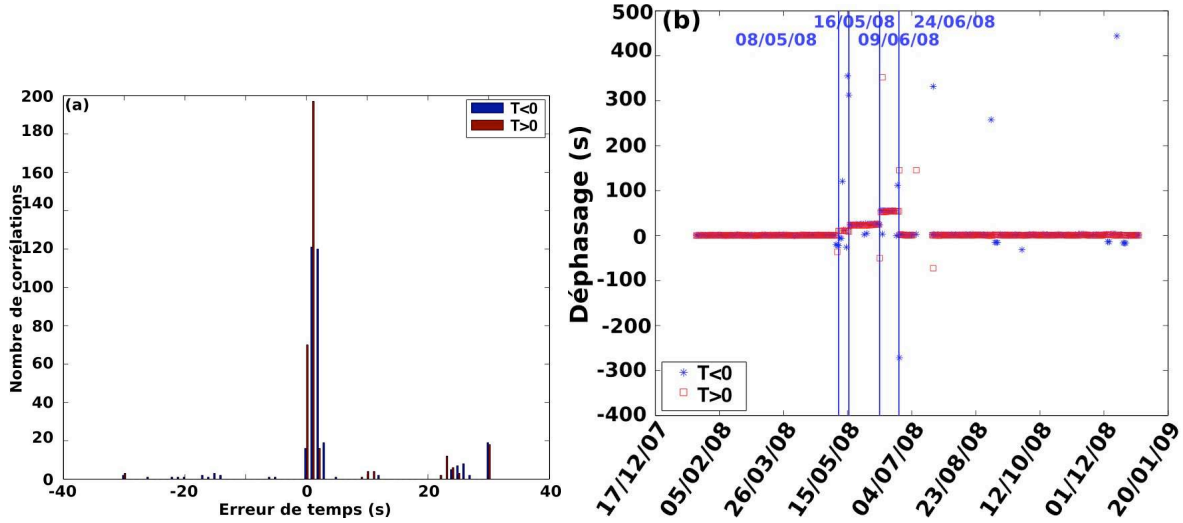

FIGURE 3.15 : *Pointé des maximums des déphasages des parties causales et acausales pour 24 couples de stations contenant BODT. Histogramme des pointés des maximums durant toute la campagne (a) et évolution des décalages par jour (b)*

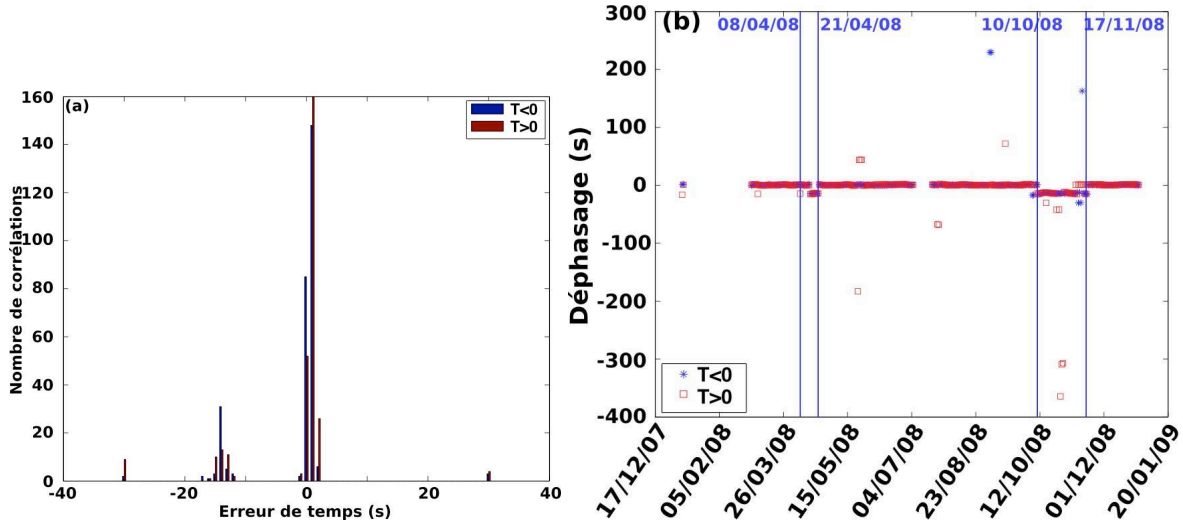

FIGURE 3.16 : *Pointé des maximums des déphasages des parties causales et acausales pour 17 couples de stations contenant CORM. Histogramme des pointés des maximums durant toute la campagne (a) et évolution des décalages par jour (b)*

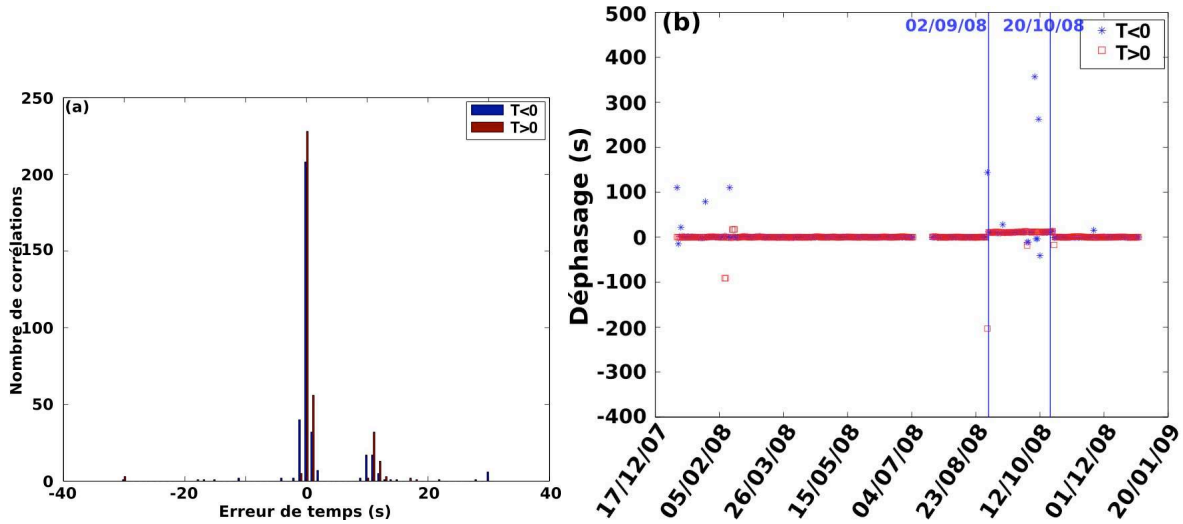

FIGURE 3.17 : *Pointé des maximums des déphasages des parties causales et acausales pour 28 couples de stations contenant ALT. Histogramme des pointés des maximums durant toute la campagne (a) et évolution des décalages par jour (b)*

Cartes des vitesses de groupe des ondes de Rayleigh

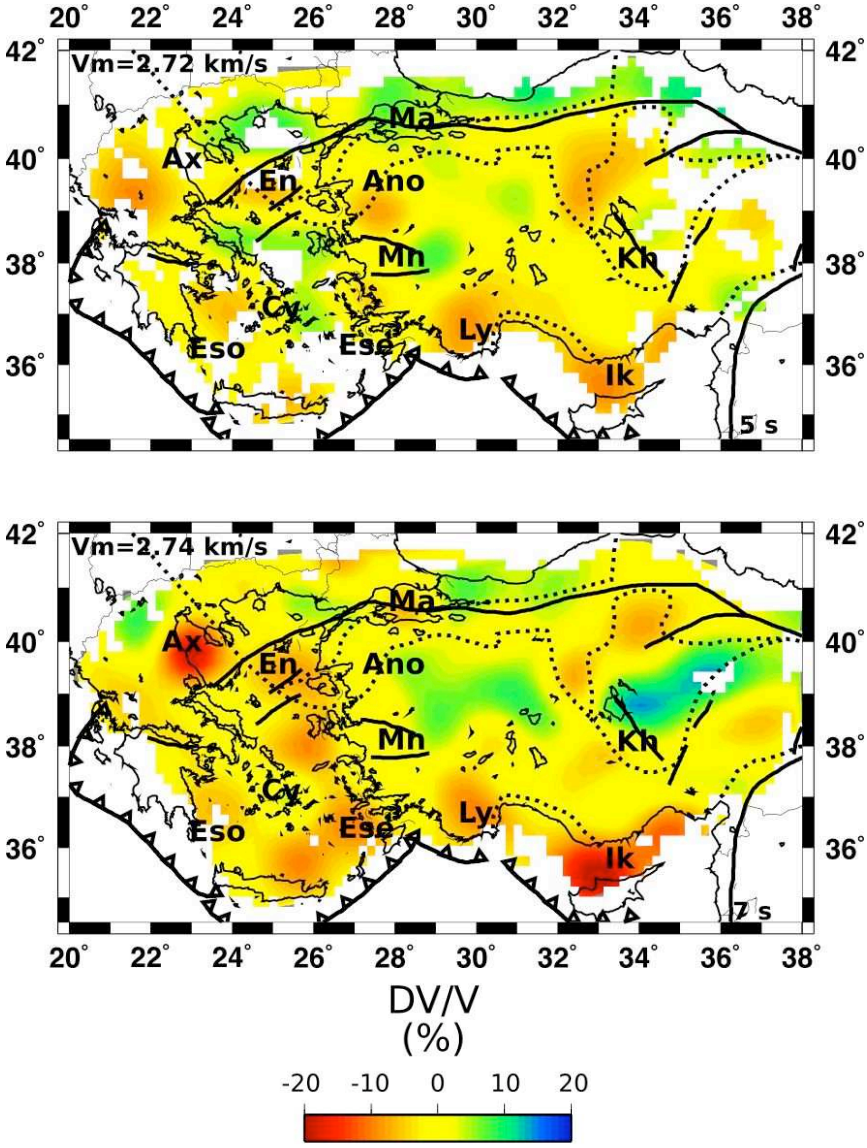

FIGURE 3.18 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh à 5 s et 7 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Ax : bassin d'Axios, En, Ese, Eso : bassins de la Mer Egée, Ano : Anatolie nord-occidentale, Ma : bassins de la Mer de Marmara, Mn : Massif de Menderes, Ly : nappes de Lycie, Ik : golfe d'Iskendur, Kh : Massif de Kirsehir*

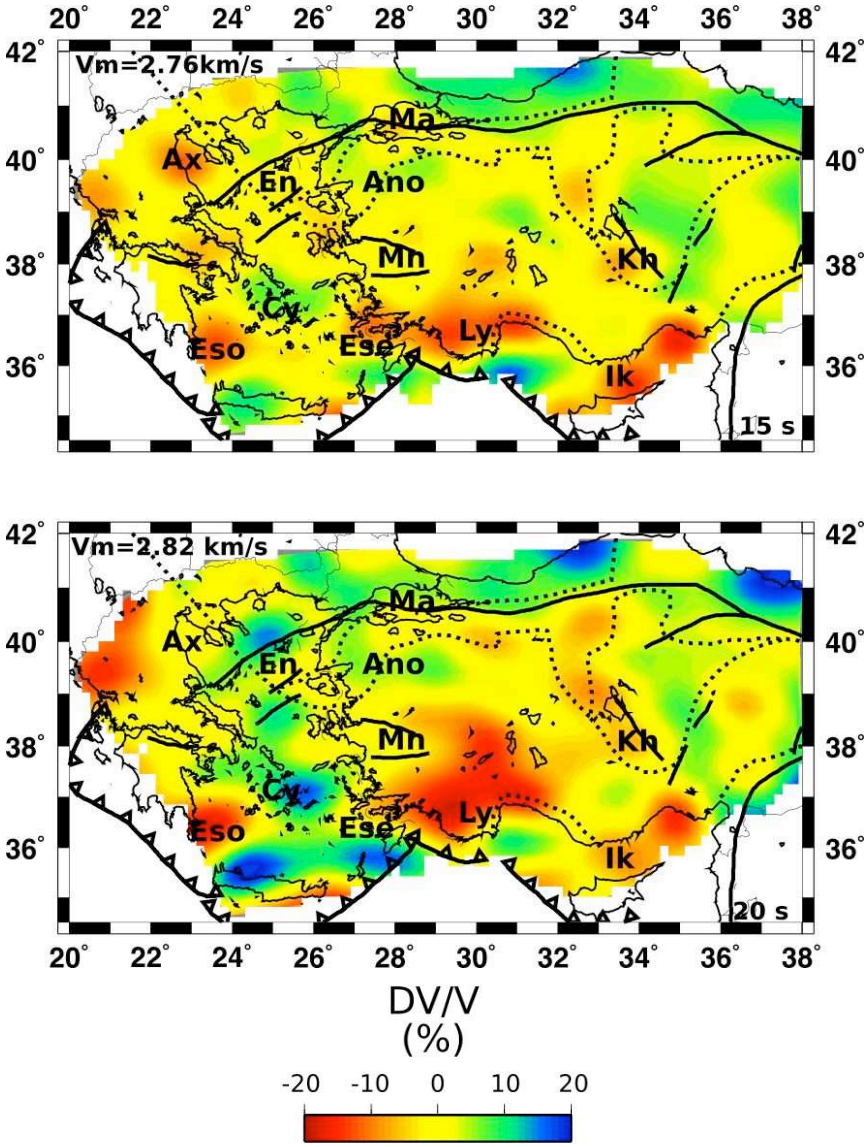

FIGURE 3.19 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh à 15 s et 20 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Pour les lettres voir la figure 3.18*

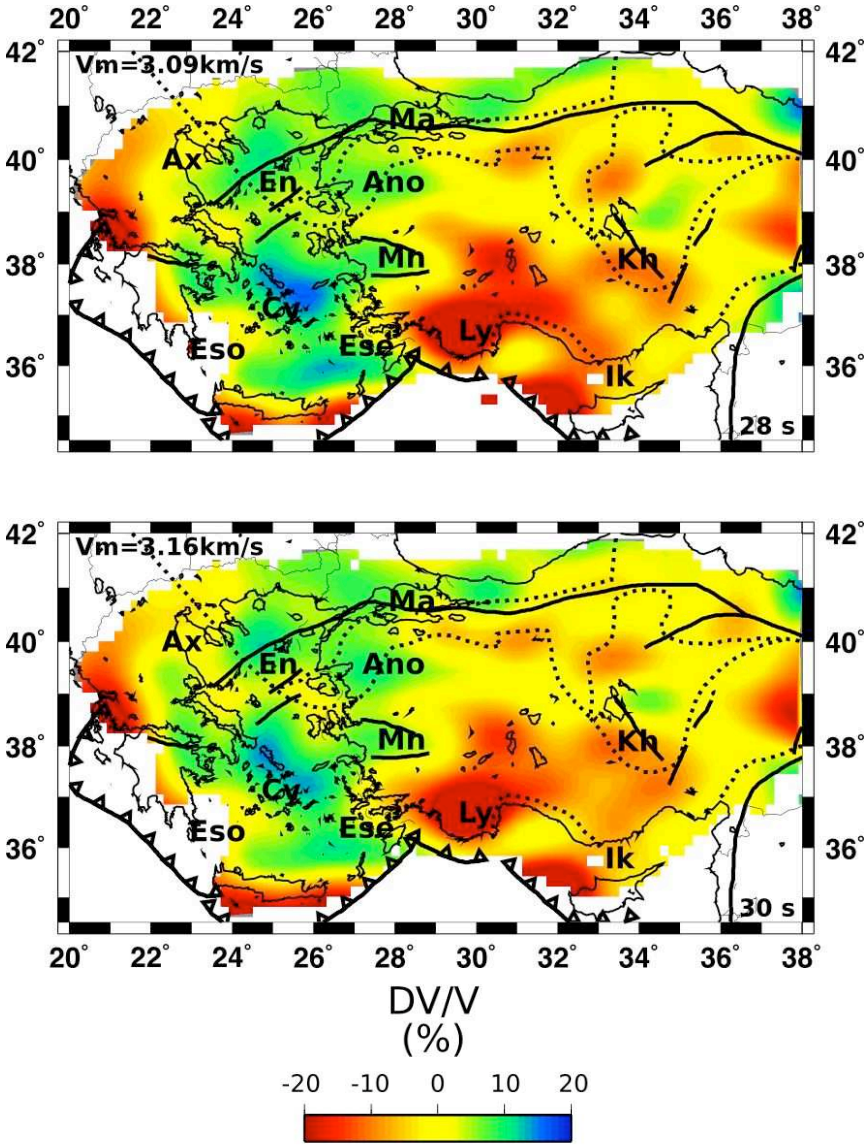

FIGURE 3.20 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh à 28 s et 30 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Pour les lettres voir la figure 3.18*

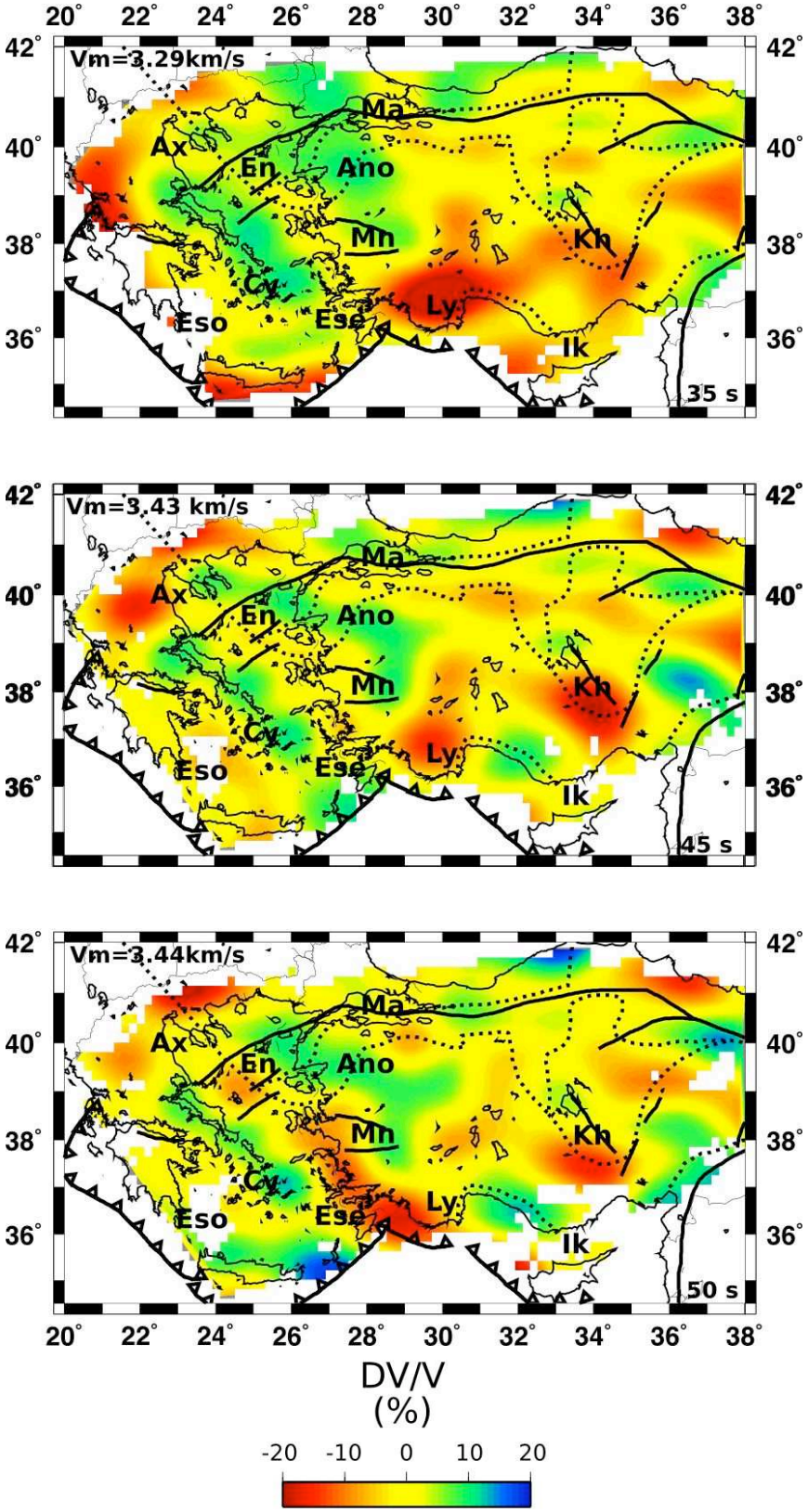

FIGURE 3.21 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh à 35 s, 45 s et 50 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Pour les lettres voir la figure 3.18*

Cartes des vitesses de groupe des ondes de Love

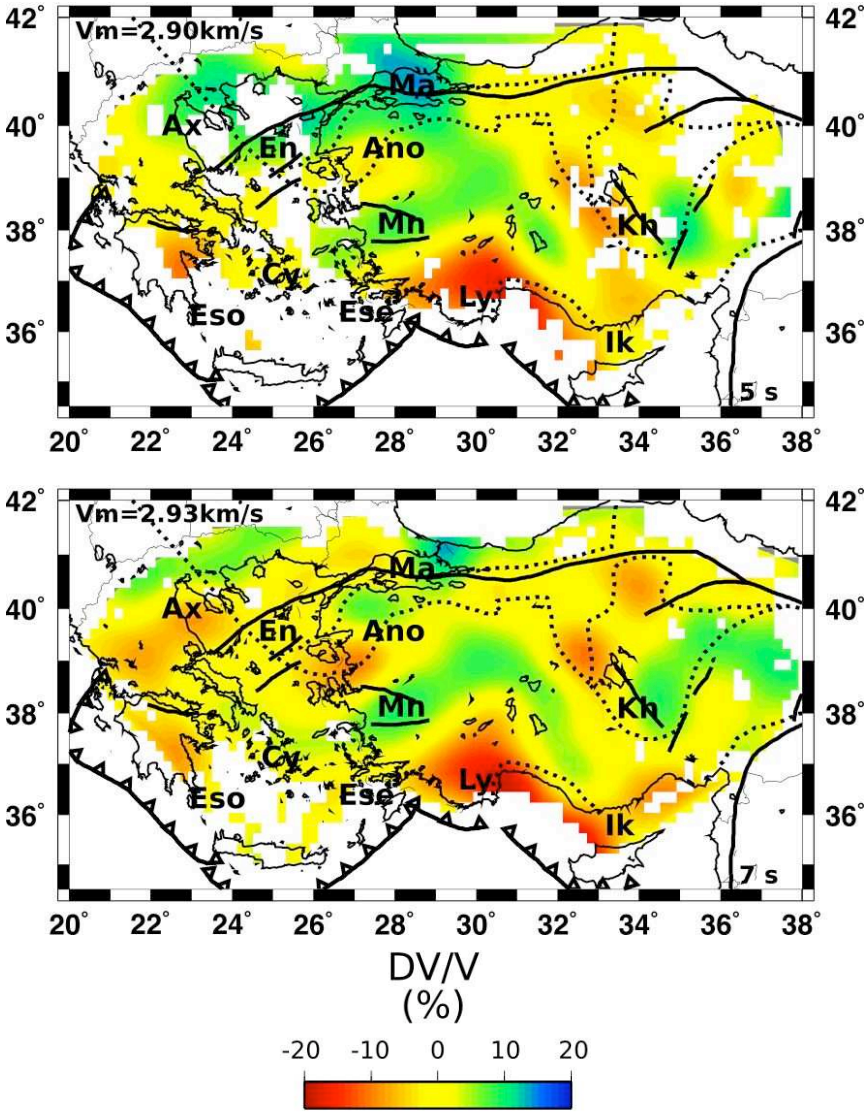

FIGURE 3.22 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Love à 5 s et 7 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Ax : bassin d'Axios, En, Ese, Eso : bassins de la Mer Egée, Ano : Anatolie nord-occidentale, Ma : bassins de la Mer de Marmara, Mn : Massif de Menderes, Ly : nappes de Lycie, Ik : golfe d'Iskendur, Kh : Massif de Kirsehir*

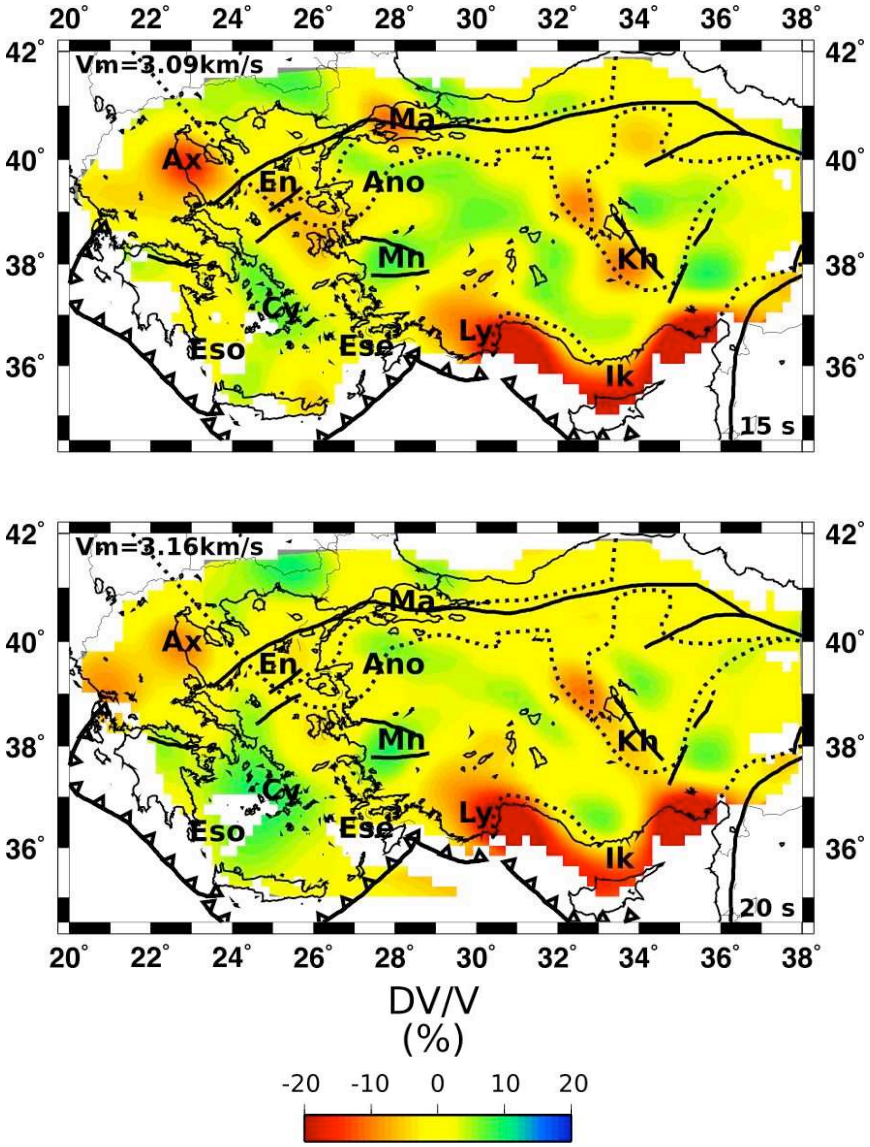

FIGURE 3.23 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Love à 15 s et 20 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Pour les lettres voir la figure 3.22*

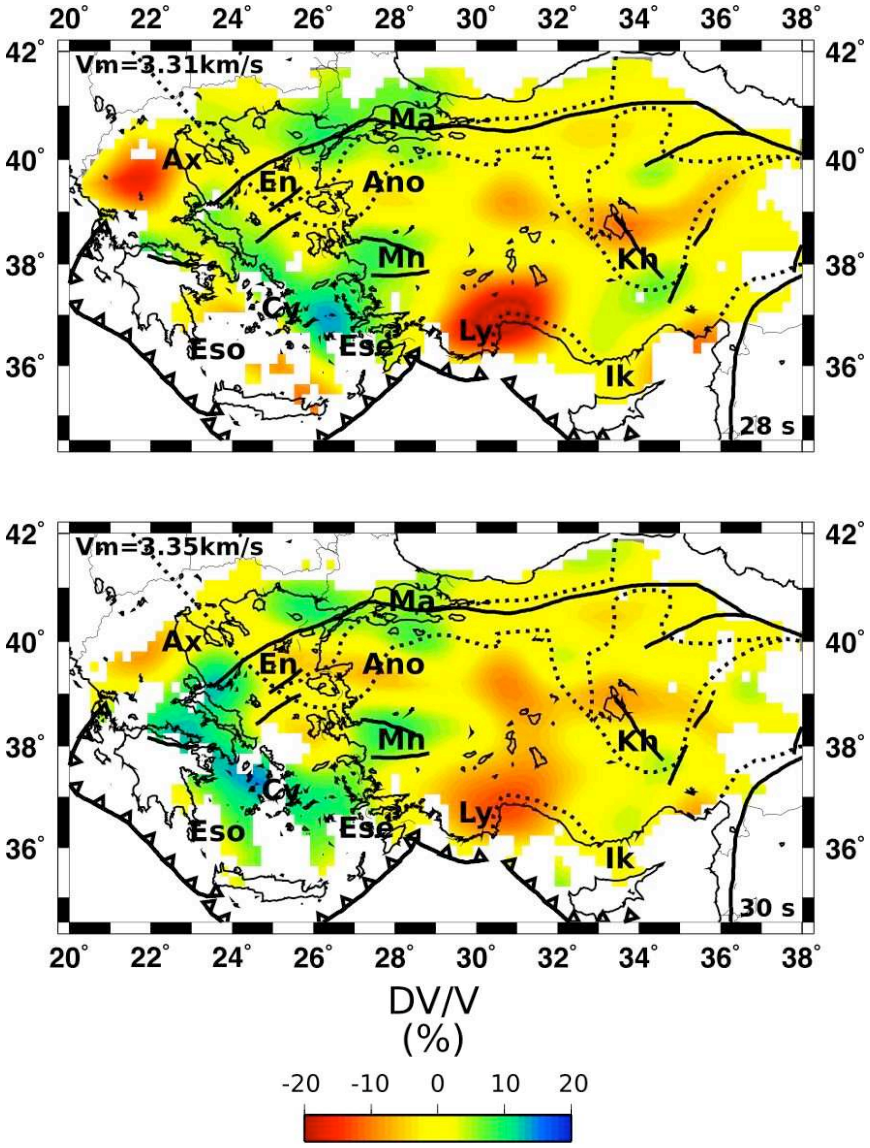

FIGURE 3.24 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Love à 28 s et 30 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Pour les lettres voir la figure 3.22*

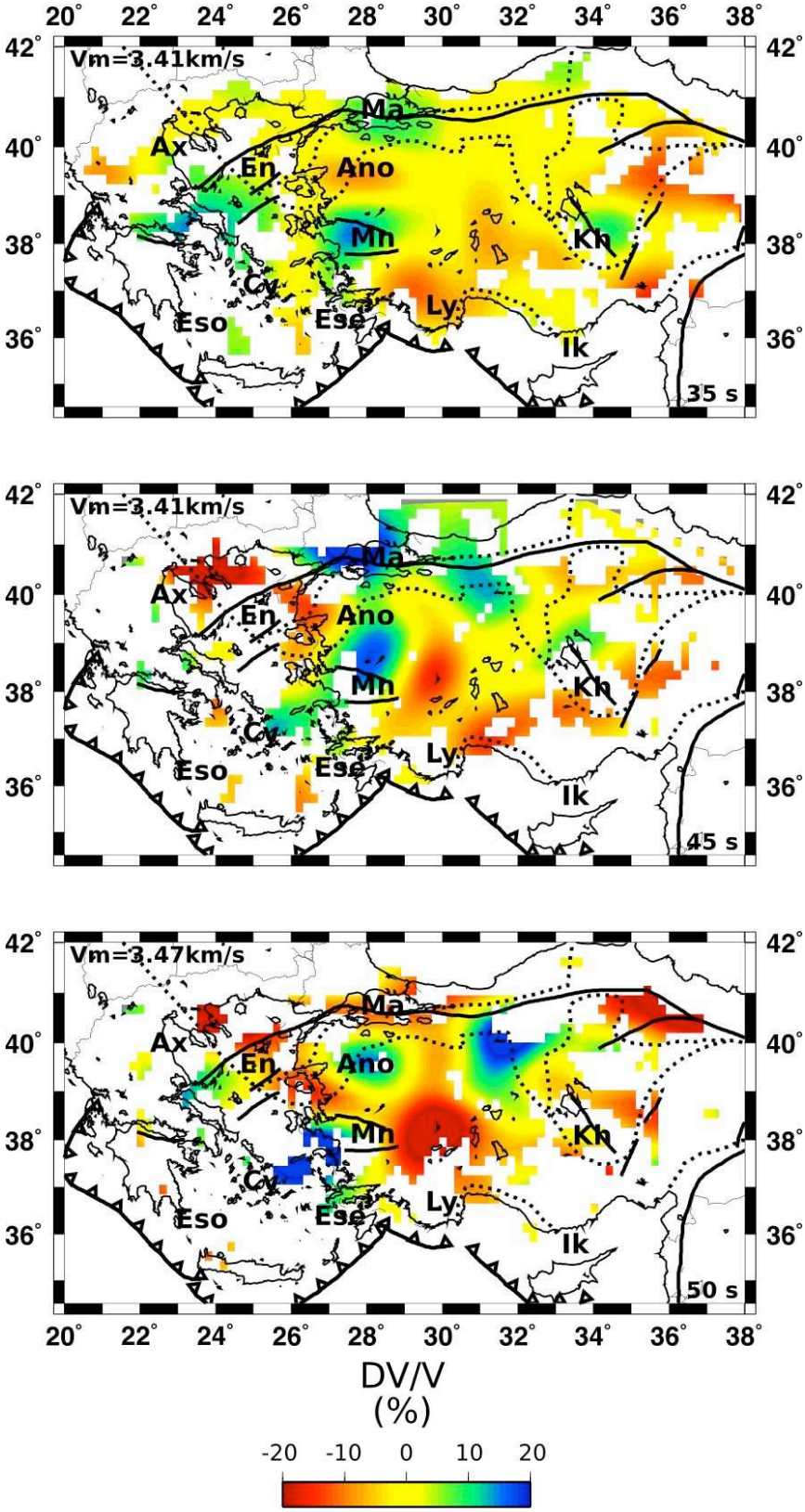

FIGURE 3.25 : *Cartes des variations relatives de la vitesse de groupe des ondes de Love à 35 s, 45 s et 50 s. La vitesse moyenne qui correspond au 0% de l'échelle de couleur est indiquée en haut à gauche sur chaque carte. Pour les lettres voir la figure 3.22*

Abstract :

In the last 10 years, crustal tomography based on noise cross-correlations has been applied to many regions. Most studies use the noise to signal ratio to select the correlations for the tomography. According to the theory, the correlation of two noise records converges to the Green function in the positive and negative parts of the time axis if noise sources are homogeneously distributed around the stations. Therefore, the time symmetry of correlations is a direct measurement of the quality of the convergence to the Green function. The symmetry in time also depends on the quality of the timing by the recorders. We use this property to control the quality of time in the SIMBAAD dataset which includes records of temporary and permanent broadband seismic stations in the Aegean-Anatolia region. From particle motion analysis and beamforming on correlations, we identify P waves in the ambient noise with sources in deep oceans. In the Aegea-Anatolian area, noise sources are homogeneously distributed in azimuth at 15 s, but this distribution becomes heterogeneous at longer periods.
For each station pair, we compare different components of the correlation tensor and check the time symmetry to get the best possible dispersion curve of the Rayleigh fundamental mode. We inverse measured travel times to construct group velocity maps for Rayleigh and Love waves. We inverse local dispersion curves to construct a 3D model of S wave velocity in the crust in the Aegean-Anatolia domain. Lateral changes of S wave velocity are coherent with known geological structures.We compute a Moho depth map with ~150 km resolution which is coherent with previous sparse geophysical results but has a much better coverage. The Moho depth appears to be related to the recent strain rate (< 15 Ma).

Résumé :

Depuis 10 ans, l'imagerie de la croûte par corrélation de bruit a été utilisée dans différentes régions. Ces études sélectionnent les corrélations sur la base du rapport signal sur bruit des signaux utilisés. Selon la théorie, la corrélation de bruit convergent vers la fonction de Green en temps positif et négatif si la distribution des sources est homogène. Seule la vérification de la parité des corrélations permet d'évaluer la qualité de la convergence. Un écart à la parité fournit des informations sur la synchronisation des horloges des stations et la distribution des sources de bruit. Ainsi, l'analyse des écarts de temps de propagation des parties causale et acausale nous a permis d'identifier des erreurs d'horloge pour des stations du jeu de données SIMBAAD enregistré en Egée-Anatolie. Une analyse de polarisation et l'utilisation de la formation de voie sur les corrélations ont permis de trouver dans le bruit des ondes P générées en océan profond. Dans la région Egée-Anatolie, à 15 s de période, la distribution des sources de bruit est homogène et elle devient hétérogène à plus longues périodes.
Nous utilisons la propriété de symétrie en temps pour sélectionner les temps de propagation des ondes de surface (Love et Rayleigh) les plus représentatifs des fonctions de Green. L'inversion de ces temps de propagation permet de reconstruire des cartes de vitesse de groupe des ondes de Rayleigh et Love à toutes les fréquences dans la région Egée-Anatolie. Les courbes de dispersion locales sont inversées pour construire un modèle 3D de la vitesse des ondes S dans la croûte pour. Les variations latérales de vitesse et d'épaisseur crustale sont cohérentes avec la structure géologique connue, avec les résultats d'autres études géophysiques et avec le taux de déformation récente.