HAL
open science

Etude de la structure lithosphérique par l'analyse d'ondes de surface dans deux zones de convergence : la mer Egée et l'Iran

Ekaterina Bourova

To cite this version:

Ekaterina Bourova. Etude de la structure lithosphérique par l'analyse d'ondes de surface dans deux zones de convergence : la mer Egée et l'Iran. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT : . tel-00721460

HAL Id: tel-00721460

https://theses.hal.science/tel-00721460

Submitted on 27 Jul 2012

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.

TS 04 / GRE 1 / 0022 / D
DOUBLE

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER, GRENOBLE I
OBSERVATOIRE DES SCIENCES DE L'UNIVERS DE GRENOBLE
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

Thèse de Doctorat

Spécialité: **Sciences de la Terre et de l'Univers – Terre Solide et Couches profondes**

présentée par

Ekaterina BOUROVA

Etude de la structure lithosphérique par l'analyse d'ondes de surface dans deux zones de convergence : la mer Egée et l'Iran

Thèse dirigée par **Helle A. PEDERSEN**

Date de soutenance : 19 mars 2004

Composition du Jury :

M. D. Hatzfeld	président	Directeur de recherche, LGIT, Grenoble
M. J. Martinod	rapporteur	Professeur, Université P. Sabatier, Toulouse
Mme V. Maupin	rapporteur	Professeur, Université d'Oslo
Mme H. A. Pedersen	directeur de thèse	Maître de Conférence, UJF, Grenoble
Mme T. Yanovskaya	co-directeur de thèse	Professeur, Université de St. Pétersbourg
M. E. Debayle	examinateur	Chargé de recherche, EOST, Strasbourg

BIBLIOTHÈQUE SCIENCES GRENOBLE UNIVERSITAIRE

TS04/GA51/0022
Double

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER, GRENOBLE I
OBSERVATOIRE DES SCIENCES DE L'UNIVERS DE GRENOBLE
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

Thèse de Doctorat

Spécialité: **Sciences de la Terre et de l'Univers – Terre Solide et Couches profondes**

présentée par

Ekaterina BOUROVA

Etude de la structure lithosphérique par l'analyse d'ondes de surface dans deux zones de convergence : la mer Egée et l'Iran

Thèse dirigée par **Helle A. PEDERSEN**

Date de soutenance : 19 mars 2004

Composition du Jury :

M. D. Hatzfeld	président	Directeur de recherche, LGIT, Grenoble
M. J. Martinod	rapporteur	Professeur, Université P. Sabatier, Toulouse
Mme V. Maupin	rapporteur	Professeur, Université d'Oslo
Mme H. A. Pedersen	directeur de thèse	Maître de Conférence, UJF, Grenoble
Mme T. Yanovskaya	co-directeur de thèse	Professeur, Université de St. Pétersbourg
M. E. Debayle	examinateur	Chargé de recherche, EOST, Strasbourg

PPN 080432627

BIBLIOTHÈQUE SCIENCES GRENOBLE UNIVERSITAIRE

Remerciements

Je tiens en tout premier lieu à remercier ma directrice de thèse, Helle Pedersen, qui a encadré ce travail avec compétence, enthousiasme et disponibilité. Elle m'a beaucoup soutenu et encouragé au cours de ces années. Je lui en suis profondément reconnaissante.

Je remercie Michel Campillo qui a réalisé tout le travail administratif pour m'inviter au LGIT et qui était mon directeur de thèse officiel pendant les deux premières années. Je voudrais également remercier ma co-directrice de thèse, Tatiana Yanovskaya, qui a guidé ce travail de Russie et qui m'a fortement aidé sur la méthodologie.

Je remercie l'ensemble des membres du jury de bien avoir accepté de juger mon travail. Merci à Valérie Maupin et Joseph Martinod pour leurs rapports, à Denis Hatzfeld d'avoir présidé le jury et à Eric Debayle pour sa participation au jury et ses remarques constructives.

J'exprime ma reconnaissance à Anne Paul et Denis Hatzfeld qui ont beaucoup contribué à ce travail. J'ai beaucoup apprécié les discussions enrichissantes avec eux concernant la géotectonique de la mer Egée et de l'Iran. Je remercie également tous les gens qui ont participé au travail d'acquisition des données que j'ai utilisées dans ma thèse. Merci à David Baumont et Nicolas Shapiro pour les codes de traitement du signal et d'inversion des courbes de dispersion.

Un grand merci à Catherine Pequegnat et Ghislain Escorne pour le fonctionnement parfait du réseau informatique, indispensable à la réalisation de mon

travail. Merci aux secrétaires et au personnel technique.

J'adresse mes remerciements à Michel Dietrich, François Renard et Clarisse Bordes pour le relecture critique et la correction de ce manuscrit.

Merci à tous les (ex-)étudiants qui créent une atmosphère de bonne humeur au LGIT et qui ont beaucoup contribué à mon intégration en France.

Enfin, je remercie mon mari, Frédéric Flin, pour la correction du français dans toutes les versions préliminaires du manuscrit, pour la réalisation de nombreuses figures utilisées dans ma thèse, mais surtout pour son support moral.

Résumé

La structure lithosphérique profonde a été étudiée dans deux zones de convergence : la zone de subduction de la mer Egée et la zone de collision en Iran. Pour obtenir des contraintes sur la structure lithosphérique, nous avons analysé des ondes de surface enregistrées sur des réseaux temporaires large-bande installés dans ces zones.

Dans la mer Egée, les quatre coupes de vitesse des ondes S obtenues montrent une anomalie de vitesse rapide associée au slab subductant. Une anomalie de vitesse lente de 4% est observée dans la partie nord de la région, à 100-150 km de profondeur. La position de cette anomalie correspond à une zone de déformation rapide en surface, qui semble être liée à des processus profonds dans le manteau.

Dans la deuxième zone d'étude, nous avons constaté des vitesses lentes et une lithosphère amincie sous l'Iran central. Ces résultats peuvent être expliqués par une remontée de l'asthénosphère et l'érosion thermique de la lithosphère dans cette région.

Abstract

The deep structure of the lithosphere is investigated in two convergent zones: the Aegean subduction zone and the collision zone in Iran. To obtain constraints on the lithospheric structure, the surface waves recorded by temporary broadband stations located in theses regions are analysed.

In the Aegean Sea, four S-wave velocity cross-sections show a high velocity anomaly associated to the subducting slab. In the northern part of the region a large low velocity anomaly is observed at a depth of 100-150 km. Its size, combined with its location immediately below the area of intense surface deformation, support a model of a distributed deformation of the upper mantle in this particular area.

In the second region of study, we observed low velocities and a thinned lithosphere beneath central Iran. These results can be explained by an astenospheric flow and a thermal erosion of the lithosphere.

Table des matières

Introduction **13**

1 Géodynamique des zones de convergence **19**

1.1 La subduction 20

1.1.1 Caractéristiques de la subduction 20

1.1.2 Formation de l'arc volcanique 22

1.1.3 Dynamique de l'arrière-arc : quel mécanisme ? 23

1.1.4 Types de subduction 26

1.1.5 Evolution du slab avec la profondeur 30

1.2 La collision 33

1.2.1 Origine des idées sur la subduction continentale 35

1.2.2 De la subduction à la collision 38

1.2.3 Détachement du slab et effet de délamination 42

Bibliographie 45

2 Ondes de surface : généralités **55**

2.1 Ondes de Rayleigh et de Love 55

2.2 Caractéristiques des ondes de surface 58

2.3 Mesure de vitesse de phase interstation 60

2.4 Tomographie sismique par ondes de surface 62

2.5 Résolution de la tomographie sismique 66

2.6 Modèle en vitesse des ondes S 70

Bibliographie 71

3 Méthodologie et traitement du signal **77**

3.1 Mesure de vitesse de phase 78

3.1.1 Analyse et filtrage temps-fréquence 78

3.1.2 Filtre de Wiener 84

3.1.3 Analyse de réseau 87

3.2 Tomographie des rais par ondes de surface 88

3.2.1 Formulation du problème 89

3.2.2 Approche généralisée à la résolution du système 91

3.2.3 Méthode de Yanovskaya & Ditmar 94

3.3 Inversion des courbes de dispersion 96

3.3.1 Inversion linéarisée 96

3.3.2 Inversion stochastique 97

3.3.3 Inversion stochastique par gradients 100

Bibliographie 104

4 Structure lithosphérique de la mer Egée **107**

4.1 Contexte géodynamique 107

4.2 Tomographie de la mer Egée par ondes de surface 111

4.2.1 Introduction 113

4.2.2 Data and phase velocity measurements 115

4.2.3 Method 119

4.2.4 Resolution analysis 120

4.2.5 Results 124

4.2.6 Conclusions 143

Bibliographie 146

5 Structure lithosphérique de l'Iran **155**

5.1 Introduction 155

5.2 Objectif de l'étude 165

5.3 Courbes de dispersion 166

5.4 Modèles de vitesse des ondes S 175

5.5 Discussion et conclusion 179

Bibliographie 182

Annexe : exemples de sismogrammes 189

Conclusions et perspectives **197**

Bibliographie 203

Bibliographie générale **205**

Introduction

Les concepts de la théorie de la tectonique des plaques fournissent aujourd'hui un modèle unificateur expliquant les grands phénomènes géologiques qui affectent notre planète. Cette théorie propose que les déformations de la lithosphère sont reliées aux forces internes de la terre et que ces déformations se traduisent par le découpage de la lithosphère en un certain nombre de plaques rigides qui bougent les unes par rapport aux autres en glissant sur l'asthénosphère. Dans le cadre de cette théorie, deux mécanismes extrêmes peuvent être rencontrés dans les zones de convergence entre les plaques : *la subduction*, pour laquelle une plaque océanique s'enfonce sous l'autre plaque (océanique ou continentale), et la *collision*, qui implique la convergence de deux plaques continentales.

Bien que la théorie de la tectonique des plaques apporte une description générale des processus géophysiques de la Terre, il existe encore un grand nombre de questions qui ne sont pas expliquées par cette théorie. Comment fonctionne l'initiation de la subduction? Quels sont les mécanismes d'ouverture des bassins d'arrière-arc associés à la subduction? Comment se déroule le passage de la subduction à la collision? D'autres questions, comme par exemple la formation des chaînes de montagne, s'avèrent beaucoup plus complexes que la théorie ne le prédit. Ces questions concernent en particulier les interactions entre la lithosphère et l'asthénosphère : par exemple, le rôle du manteau dans la formation et le soutien des hauts plateaux et des chaînes de montagnes. Finalement, l'origine même du mécanisme de la tectonique des plaques n'est pas encore entièrement

compris. Est-ce que les zones de subduction jouent un rôle prépondérant dans le système convectif du manteau? Quels sont d'autres mécanismes possibles de cette convection?

La plupart des méthodes géophysiques dont nous disposons actuellement (mesures GPS, sismicité, mécanismes au foyer) sont liées à la surface de la Terre. Or, les phénomènes observés à la surface ne sont souvent que les conséquences de processus plus profonds. Il est donc indispensable de compléter ces observations par des études de la structure profonde de la Terre. Les méthodes de tomographie sismique sont particulièrement adaptées à ces objectifs. Dans les zones de subduction, des images tomographiques récentes montrent des anomalies de vitesses rapides, extrêmement profondes, dans le prolongement des plans de Wadati-Benioff. Dans certains cas, on pense même que les anomalies arrivent jusqu'à la base du manteau. Ces images évoquent le rôle important des zones de subduction dans la tectonique des plaques.

Les méthodes tomographiques par ondes de volume sont les premières méthodes utilisées pour les études 3D régionales. Elles permettent d'obtenir les variations de vitesses des ondes P et S dans le manteau. L'inconvénient de ces méthodes est que le modèle de référence en vitesses absolues reste inconnu. Les vitesses absolues sont mieux contraintes par la tomographie locale en ondes de volume. Par contre, la résolution de cette méthode est limitée par le nombre et la profondeur des séismes locaux utilisés.

Les vitesses absolues peuvent être obtenues par des méthodes tomographiques basées sur les ondes de surface. Le développement de ces méthodes est associé à l'apparition des réseaux sismiques large-bande temporaires et permanents. En combinant les mesures de vitesses de phase et/ou de groupe entre les stations du réseau, nous pouvons obtenir la structure 3D sous le réseau en termes de vitesses des ondes S.

En revanche, l'utilisation d'ondes de surface nécessite un traitement de données particulièrement difficile et souvent manuel. Ces difficultés sont principalement

liées à la sensibilité au bruit des ondes de surface. Ce problème est encore accentué dans le cas de mesures de vitesses de phase avec des réseaux de petite ouverture, où le bruit diminue considérablement la ressemblance des signaux entre les stations du réseau. Dans ce cas, les mesures de vitesses de phase deviennent impossibles. Une autre difficulté vient du fait que les rais sismiques peuvent être déviés par rapport au grand cercle si l'onde traverse des structures hétérogènes sur son chemin, entre la source et le réseau. Ce phénomène peut être à l'origine d'erreurs importantes dans les mesures de vitesses de phase. Il est donc indispensable de prendre en compte les écarts des ondes de surface au grand cercle.

L'ensemble des méthodes développées récemment propose un traitement spécifique de données pour obtenir les mesures précises des vitesses de phase. Dans notre étude, nous avons appliqué ce traitement aux données de réseaux sismiques temporaires large-bande dans deux zones de convergence :

- la zone de subduction de la mer Egée, où la plaque africaine plonge sous la plaque eurasienne ;
- la zone de collision entre les plaques arabique et eurasienne en Iran.

Dans le premier cas, nous avons effectué la tomographie en ondes de surface dans le bassin de la mer Egée. Nous avons obtenu une image de la structure lithosphérique en vitesses des ondes S dans cette région. Pour la seconde zone d'étude, la géométrie du réseau installé ne permet pas d'obtenir des images tomographiques 3D. Nous avons donc séparé les stations en deux mini-réseaux correspondant à deux plaques convergentes. Par inversion des courbes de dispersion mesurées sur ces mini-réseaux, nous avons obtenu la structure en vitesses des ondes S associées à chacune des plaques convergentes, des deux côtés de la zone de suture.

Les études, basées sur l'analyse des courbes de dispersion des ondes de surface, nécessitent une inversion de ces courbes en modèles de vitesses des ondes S. Les modèles issus de cette inversion dépendent fortement du modèle de départ et des

connaissances *a priori* sur la structure profonde, utilisées dans ce modèle. Pour améliorer le résultat de l'inversion et pour explorer tous les modèles possibles, nous avons développé une nouvelle méthode d'inversion par gradients, qui prend en compte la variation continue des vitesses dans le manteau. Cette méthode a été appliquée dans nos études en Iran.

Le premier chapitre de ce mémoire décrit le cadre général de cette étude. Il présente notamment les connaissances actuelles sur la géodynamique des zones de convergence. Nous commençons par une description des zones de subduction, leurs morphologie et caractéristiques principales. Nous présentons également l'évolution et la déformation du slab plongeant en fonction de la profondeur ainsi que leurs effets sur la dynamique des zones de subduction observée en surface. A la fin du premier chapitre, nous décrivons les étapes du passage entre la subduction et la collision continentale et les effets associés à ce processus.

Puisque ce travail est entièrement basé sur l'analyse des ondes de surface, nous rappelons dans le deuxième chapitre les propriétés essentielles de ces ondes. Nous expliquons ensuite comment les ondes de surface peuvent être utilisées pour l'étude tridimensionnelle de la Terre, à l'aide de la tomographie sismique. Nous faisons un point sur les méthodes tomographiques qui existent actuellement, ainsi que sur les méthodes permettant d'estimer la résolution. Finalement, nous présentons les techniques d'inversion des courbes de dispersion pour déterminer les modèles lithosphériques.

Le chapitre trois décrit l'ensemble des méthodes de traitement du signal utilisées pour obtenir les mesures de vitesses de phase. Dans cette étude, une attention particulière est portée sur le filtrage temps-fréquence et l'analyse de réseau pour améliorer les mesures de vitesses de phase interstation classiques. Nous passons ensuite à la description détaillée de la méthode tomographique de Yanovskaya & Ditmar, que nous avons appliqué à notre étude du bassin de la mer Egée. Nous décrivons également l'inversion stochastique de Monte-Carlo permettant d'obtenir un ensemble de modèles possibles en vitesses des ondes S. Enfin,

nous présentons la méthode d'inversion stochastique par gradients que nous avons développée pour prendre en compte la continuité des variations de vitesse dans le manteau.

Le quatrième chapitre a pour objet l'étude de la mer Egée par tomographie en ondes de surface. Nous présentons le modèle tridimensionnel en vitesses des ondes S dans cette région. Les anomalies de vitesse obtenues sont reliées à des structures tectoniques majeures. L'inversion des courbes de dispersion des ondes de Rayleigh et de Love nous a permis d'analyser l'anisotropie verticale dans la mer Egée. Ces résultats ont donné lieu à un article soumis à *Geophysical Journal International.*

Le chapitre cinq présente nos résultats sur la structure lithosphérique en Iran, dans la zone de convergence entre l'Arabie et l'Eurasie. L'analyse des courbes de dispersion mesurées sur deux mini-réseaux installés dans le Zagros et en Iran central nous a permis d'obtenir les modèles lithosphériques des deux côtés de la zone de suture. En comparant ces deux modèles, nous avons pu faire le choix entre deux hypothèses possibles expliquant l'anomalie de vitesse lente sous l'Iran, proposées par d'autres auteurs.

Chapitre 1

Géodynamique des zones de convergence

Apparue au début des années 1960, la théorie de la tectonique des plaques a pu fournir le cadre scientifique adéquat pour comprendre le volcanisme et la sismicité naturelle de notre planète. D'après cette théorie, la surface de la Terre est divisée en un nombre limité de plaques lithosphériques. Les zones de convergence entre les plaques représentent un intérêt particulier parce qu'elles sont reconnues comme étant l'un des moteurs principaux de la tectonique des plaques (Orowan 1965 ; Elsasser 1969, 1971 ; Forsyth & Uyeda 1975 ; Jolivet & Nataf 1998). Dans cette étude, nous nous concentrons sur deux zones de convergence qui se trouvent à des stades différents de leur évolution.

La première zone est le bassin de la mer Egée, où la plaque Africaine subducte sous la plaque Eurasienne. La subduction se trouve à un stade avancé, avec une longueur du plan de Bénioff de 280 km (Papazachos *et al.* 2000). Des images tomographiques récentes (Spakman *et al.* 1988 ; Spakman et al. 1993 ; Piromallo & Morelli 2003) montrent des anomalies de vitesse rapide, extrêmement profondes, allant jusqu'à 1400 km de profondeur dans cette région. Cette zone de subduction est associée au régime général d'extension très rapide dans la mer Egée et

l'ouverture des bassins d'arrière-arc (McClusky *et al.* 2000).

La deuxième zone de convergence est la zone de collision de Zagros, où la plaque Arabie est entrée en collision avec la plaque Eurasie il y a 5 Ma, suite à la fermeture de l'ancien océan Néotéthys. La chaîne de Zagros est une des chaînes de montagne les plus jeunes de la Terre. C'est un lieu privilégié pour étudier les mécanismes de formation des chaînes de montagnes. Cette région subit un régime compressif, associé à un magmatisme syn- et post-orogénique (Berberian & King 1981). Ce phénomène permet de supposer le détachement du slab océanique téthysien et l'amincissement de la lithosphère sous l'Iran.

Pour mieux comprendre le contexte géodynamique des zones de convergence, nous rappelons d'abord dans ce chapitre les caractéristiques principales de ces zones. Puisque l'expression de la convergence à la surface est gouvernée par la géodynamique du slab en profondeur, nous présentons également les différentes étapes de la déformation du slab plongeant et les effets associés à cette déformation. Finalement, nous discutons en détail le passage de la subduction à la collision et le devenir du slab (break-off, délamination).

1.1 La subduction

Dans certaines zones de convergence, on observe le phénomène de la *subduction*: une plaque océanique plonge alors sous une autre plaque océanique ou continentale. La subduction caractérise essentiellement les plaques océaniques, plus denses que le manteau asthénosphérique. La lithosphère continentale est au contraire légère et est rarement engloutie dans le manteau.

1.1.1 Caractéristiques de la subduction

La morphologie généralisée d'une zone de subduction est présentée sur la figure 1.1. Toutes les composantes de ce schéma ne sont pas toujours présentes

dans les systèmes réels (Uyeda & Kanamori 1979). La plaque océanique plonge dans la manteau supérieur au niveau de la fosse ("trench"). La distribution géométrique des séismes matérialise le plongement d'une portion rigide de lithosphère à l'intérieur du manteau, plus chaud et ductile, le long du plan de Bénioff.

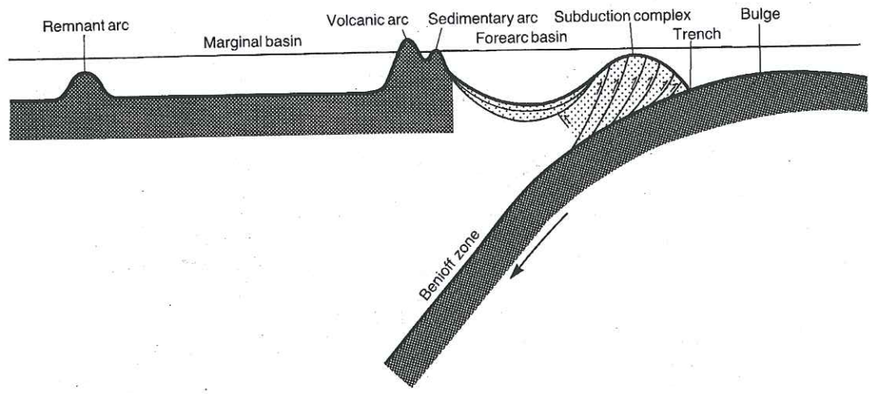


FIG. 1.1 – *Morphologie d'une zone de subduction, d'après Kearey & Vine (1992).*

Au contact des deux plaques, l'accumulation de sédiments entraîne la formation d'un *prisme d'accrétion* (noté "subduction complex" dans la figure). Le bassin *avant arc* ("forearc basin") se trouve immédiatement derrière le prisme d'accrétion. C'est une région plate, couverte de sédiments. Les zones de subduction sont associées à l'activité magmatique qui crée des arcs insulaires, d'origine volcanique ("volcanic arc" et "sedimentary arc"). A l'arrière des arcs insulaires on observe souvent la présence d'un *arrière-arc* ("back-arc" ou "remnant arc"). Entre l'arc insulaire et l'arrière-arc se trouve un bassin marginal d'arrière-arc ("back-arc basin" ou "marginal basin").

Dans la plupart des cas, le système d'arcs volcaniques créé par la subduction a une forme convexe orientée vers la plaque océanique plongeante. Ce phénomène résulte d'une conséquence naturelle du plongement d'un panneau rigide dans une sphère. La forme arquée est donc suggérée comme provenant de la courbure

d'une sphère qu'on écrase. Certaines zones de subduction ne sont pas arquées lorsqu'elles plongent sous le continent adjacent (cas de l'Amerique du Sud). Dans ce cas, la forme de la subduction est imposée par la géométrie de la marge continentale. Cette forme peut être gardée même si la zone de subduction recule du continent avec le temps. D'autres zones de subduction rectilignes, comme la fosse de Tonga, nécessitent une autre explication.

Les zones de subduction se caractérisent par une distribution très particulière des flux de chaleur : flux faible au voisinage de la fosse et flux élevé associé à l'arc magmatique. La présence d'un flux faible au droit de la fosse s'interprète par la subduction de la lithosphère océanique froide. Cette dernière reste froide parce que la vitesse à laquelle elle s'enfonce est trop importante pour qu'elle puisse atteindre l'équilibre thermique avec son environnement. En revanche, le flux élevé reflète l'ascension et l'accumulation des magmas à la base de la croûte de la plaque chevauchante.

1.1.2 Formation de l'arc volcanique

L'augmentation de température et de pression dans la Terre avec la profondeur induit des transformations minéralogiques dans les roches du slab. Celles-ci changent de phase et se déshydratent. L'eau provenant de la déshydratation des roches de la plaque plongeante crée une fusion partielle dans le manteau avoisinant, au-dessus du plan de Bénioff. Le magma léger remonte à la surface. Ainsi, les zones de subduction sont le siège d'une importante activité magmatique qui est à l'origine de la formation des arcs insulaires. L'arc insulaire est en général constitué de deux parties : l'arc sédimentaire, externe et l'arc volcanique, interne (figure 1.1). La zone de fusion partielle ("mantle wedge") se caractérise par des vitesses lentes des ondes P et S et de petites valeurs de Q (Sato *et al.* 1998 ; Tsumura *et al.* 2000 ; Zhao *et al.* 2000 ; Nakajima *et al.* 2001).

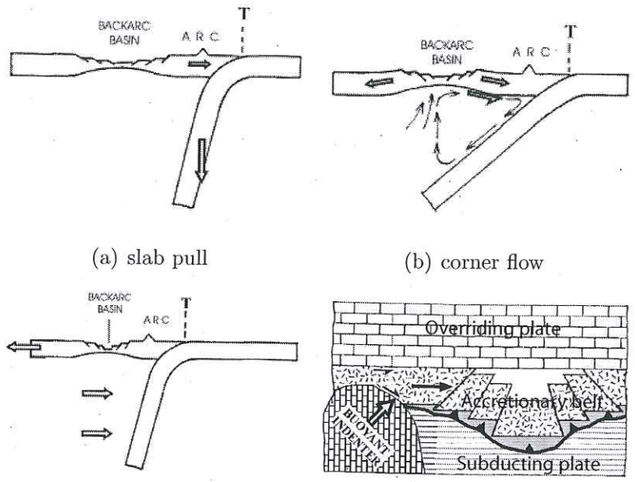
1.1.3 Dynamique de l'arrière-arc : quel mécanisme ?

Les zones de subduction sont souvent associées à l'ouverture de bassins d'arrière-arc. Dans ce cas, la plaque chevauchante est affectée par l'extension, se traduisant par l'amincissement de la croûte. Cette extension est reliée généralement au recul de la zone de subduction dans la direction de la plaque plongeante et à la courbure prononcée du système d'arcs volcaniques. Des bassins d'arrière-arc se sont ouverts à plusieurs reprises dans la région méditerranéenne (e.g. Royden 1993a,b ; Mantovani *et al.* 1997) et dans certaines zones de subduction du Pacifique et de l'Atlantique (Karig 1971 ; Uyeda & Kanamori 1979 ; Taylor & Karner 1983). Dans d'autres zones de subduction, comme l'Amérique du Sud et Java, les bassins d'arrière-arc ne se sont pas ouverts.

Le mécanisme de l'ouverture des bassins d'arrière-arc est encore mal compris et débattu dans la littérature (Uyeda & Kanamori 1979 ; Taylor & Karner 1983 ; Mantovani *et al.* 1997 ; Flower *et al.* 2001). Nous présentons ici quatre mécanismes principaux : "slab pull", "corner flow", "sea anchor" et "extrusion model" (figure 1.2).

Le modèle "slab pull" (figure 1.2a) explique l'ouverture de l'arrière-arc par la force de traction du slab, dont l'origine est le contraste de densité entre lithosphère et asthénosphère (Molnar & Atwater 1978 ; Dewey 1980 ; Malinverno & Ryan 1986 ; Royden 1993a,b). Cette force serait responsable du recul de la subduction et de la création de déformations extensives dans la plaque chevauchante. En effet, ce modèle suppose l'existence d'une force de "succion" du slab, appliquée à la plaque chevauchante et causée par la traction du slab (Kearley & Vine 1992). Les modélisations analogiques et numériques (Chemenda 1993 ; Pacanovsky *et al.* 1999) montrent que les tensions associées à cette force sont de l'ordre de 4-50 MPa, tandis que les tensions nécessaires pour déformer la lithosphère intacte sont de l'ordre de 200-260 MPa pour la lithosphère océanique (Scholz & Campos 1995 ; Mueller *et al.* 1996) et 100-200 MPa pour la lithosphère continentale (Dunbar &

Sawyer 1989 ; Fadaie & Ranalli 1990 ; Okaya *et al.* 1996).



(a) slab pull (b) corner flow

(c) sea anchor (d) extrusion model

FIG. 1.2 – *Quatre mécanismes principaux d'ouverture du bassin d'arrière-arc, modifié d'après Mantovani et al. (2001b). (a) slab pull ; (b) corner flow ; (c) sea anchor et (d) extrusion model.*

Le mécanisme "corner flow" (figure 1.2b) explique l'extension arrière-arc par un effet de la convection dans le coin asthénosphérique ("mantle wedge") situé au dessus du slab (Toksöz & Hsui 1978 ; Jurdy & Stefanick 1983 ; Rodkin & Rodnikov 1996). Ce processus est causé par deux types de forces. La première force est l'entraînement visqueux à la base du manteau lithosphérique. La deuxième est une force gravitationnelle au niveau de la surrection de la lithosphère continentale, créée par le plume vertical de la convection. Toksöz & Hsui (1978) proposent que le plume de convection se trouve à 250-300 km de l'arc volcanique. Ce résultat n'est pas tout à fait compatible avec les distances observées entre l'arc volcanique et le centre de la zone de l'extension, qui sont généralement de l'ordre de 100-150 km (Taylor & Karner 1983). Comme dans le cas précédent, les tensions associées à ces forces sont trop petites (10-15 MPa) pour expliquer l'extension arrière-arc

(Toksöz & Hsui 1978 ; Jurdy & Stefanik 1983).

Le troisième modèle "sea anchor" (figure 1.2c) propose que la déformation de l'arrière-arc résulte du mouvement de la plaque chevauchante vers le continent. Au même temps, la plaque océanique est retenue par les forces de résistance visqueuses de l'asthénosphère. L'application de ces deux forces produit l'extension du bassin d'arrière-arc (Scholz & Campos 1995). Scholz & Campos (1995) ont estimé la force de "sea anchor" pour 29 zones de subduction dans l'océan Pacifique. Ils trouvent que les bassins d'arrière-arc ne s'ouvrent pas si cette force est négative (dans ce cas, la subduction avance) ou positive mais avec une valeur inférieure à 2.2×10^{12} N/m. Dans quatre zones de subduction, associées à l'ouverture active des bassins d'arrière-arc (Mariannes, Kermadec, Tonga et Hikurangi), ils trouvent une valeur de cette force comprise entre 7.4 et 9.7×10^{12} N/m. Par contre, ce modèle n'explique pas l'activité arrière-arc dans les zones de subduction de Ryuku et New Hebrides, pour lesquelles cette force est presque nulle.

Un modèle alternatif (Tapponnier 1977 ; McCabe 1984 ; Tapponnier *et al.* 1986 ; Mantovani *et al.* 1997) propose que l'extension arrière-arc ne soit pas reliée directement à la subduction, mais représente un effet latéral du processus d'extrusion (figure 1.2d). L'intrusion oblique d'un corps rigide externe dans la zone de subduction peut entraîner une déformation latérale de la fosse et, par conséquent, le recul de la zone de subduction. Cette déformation est accommodée par l'ouverture arrière-arc. Ce mécanisme est donc totalement gouverné par les conditions appliquées aux bords de la zone de subduction. Ce mécanisme a été suggéré par des modélisations numériques et analogiques (Tapponnier *et al.* 1982 ; Peltzer & Tapponnier 1988 ; Ratschbacher *et al.* 1991 ; Faccenna et al. 1996 ; Mantovani *et al.* 2000, 2001a). Par contre, l'application concrète de ce modèle dans les zones de subduction reste assez difficile à cause de la tectonique complexe de différents éléments de ces zones dans l'espace et dans le temps.

La dynamique arrière-arc est donc un processus extrêmement compliqué. Les

quatre types de mécanisme d'ouverture arrière-arc que nous avons présentés ne prétendent pas expliquer totalement la variété des zones de subduction et l'existence ou l'absence de bassins d'arrière-arc associés. En revanche, ces modèles invoquent différentes forces impliquées dans la dynamique arrière-arc et leur importance relative.

1.1.4 Types de subduction

Malgré les difficultés présentées dans la section précédente, les zones de subduction sous-continentales sont traditionnellement subdivisées en deux types morphologiques, suivant leur dynamique par rapport aux régions avoisinantes (Uyeda & Kanamori 1979). Dans la première approximation, on considère que la différence de dynamique dépend de la force de traction du slab, et donc, de l'âge de la lithosphère océanique plongeante (Jolivet & Nataf 1998). Ces deux types de subduction sont présentés dans la figure 1.3. D'autres facteurs peuvent aussi intervenir comme, par exemple, l'orientation du plan de subduction par rapport aux courants mantelliques (Doglioni 1995 ; Collins 2003).

Dans le cas de la lithosphère âgée et dense, on observe une subduction par gravité, où la plaque plonge sous son propre poids (subduction de type Mariannes). Ce type de subduction se caractérise par :

- une fosse très profonde qui recule ;
- un fort pendage du plan de Bénioff ;
- des séismes rares et relativement faibles.

Dans ce type de subduction, la zone de flexure-subduction recule et migre vers l'océan. La plaque dense s'enfonce, mais sans migration horizontale. C'est l'asthénosphère sous la lithosphère océanique qui, dans ce cas-là, est repoussée (vers la droite dans le schéma). A cela s'ajoute la convection asthénosphérique induite d'arrière-arc, qui a aussi tendance à faire migrer la subduction vers l'océan. Ce recul de la plaque n'ayant aucune raison d'être partout égal, il se forme des

arcs, dont la convexité est toujours dirigée vers la plaque océanique subductante. Le retrait de la zone de subduction exerce une extension importante de la plaque supérieure qui résulte en l'ouverture de bassins d'arrière arc, comme c'est le cas pour la plupart des zones de subduction dans la Méditerranée.

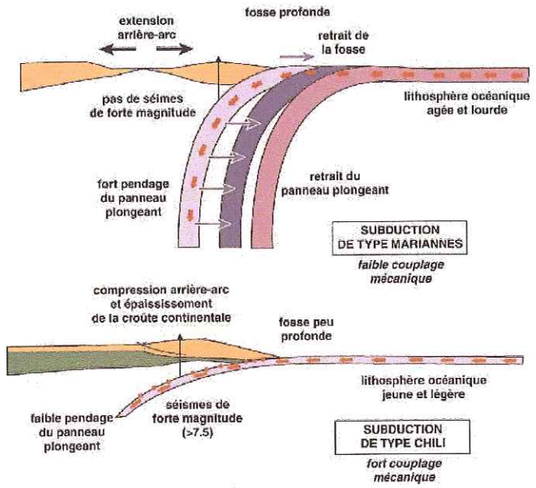


FIG. 1.3 – *Deux types de subduction, d'après Regard (2003). En haut : subduction de type Mariannes avec un fort pendage du plan de Bénioff, absence de séismes de forte magnitude et ouverture arrière-arc. En bas : subduction de type Chili avec un faible pendage du plan de Bénioff, présence de séismes de forte magnitude et raccourcissement intracontinental.*

Dans le cas d'une lithosphère océanique jeune et légère, la subduction est associée à :

- une fosse peu profonde, comblée par un important prisme d'accrétion ;
- un faible pendage du plan de Bénioff ;
- des séismes importants.

La plaque océanique glisse sur l'asthénosphère et la zone de flexion avance. La plaque chevauchante est érodée au niveau de la fosse, ou subit un raccour-

cissement. Il y a un maximum de frottement et de déformation à la limite lithosphère-asthénosphère, par contre, l'asthénosphère reste globalement immobile (subduction de type Chili). La subduction est associée à des structures compressives, comme c'est le cas dans les Andes. Une sismicité importante et un avancement de la zone de flexion n'sont pas des caractéristiques obligatoires dans les zones de subduction de ce type. Par exemple, dans le cas de Chili, la zone de flexion recule.

Royden (1993a, 1993b) montre que le type de zone de subduction peut avoir une influence importante sur la collision continentale qui succède à la subduction, après la fermeture océanique. D'après Royden (1993b), la collision associée à une subduction qui avançait créerait des chaînes de montagnes très élevées (Alpes, Himalaya). La collision associée à une subduction qui reculait (Appenines, Carpathes et Hellénides) serait caractérisé par un relief peu élevé.

Cette classification des zones de subduction en fonction de leur âge est assez approximative. En fait, elle s'appuie sur le modèle "slab pull", qui suppose que la dynamique de la subduction et des régions avoisinantes est contrôlée entièrement par la force de traction du slab. Elle n'explique pas, par exemple, l'absence de bassins d'arrière-arc dans des zones de subduction relativement âgées, comme l'Alaska (46 Ma), les Aléoutiennes Est et Centrales (50-54 Ma), Java (138 Ma) et le Kamchatka (90 Ma), tandis que l'ouverture des bassins d'arrière-arc est associée à d'autres zones de subduction moins âgées dans les îles Sandwich sud (40 Ma) (voir tableau 1.1).

Mantovani *et al.* (2001b) a classé les bassins d'arrière-arc (ou leur absence) en fonction de plusieurs caractéristiques de la subduction associée, telles que l'âge, l'angle de la subduction, la longueur du slab, la longueur de l'arc volcanique, la vitesse de subduction et la vitesse de déplacement de la plaque chevauchante. En fait, cette classification montre qu'il n'y pas de corrélation significative entre les caractéristiques principales de la subduction et la présence du bassin d'arrière-arc.

Nom	Age, Ma	φ,°	V_{ext}, mm/a	Réf.
Alaska	46	45	-	1, 2
Aléoutiennes est	50	47	-	1, 3
Aléoutiennes centrales	54	42	-	1, 3
Kamchatka	90	49	-	1, 3
Mariannes	160	90	30-40	2, 3, 4, 5
Phillipines	47	55	35-50	2, 6
Java	138	59	-	1, 2
Tonga	120	49	65-160	1, 2, 7
Kermadec	113	40	15-26	1, 3, 8
Chili Sud	15	31	-	1, 2
Sandwich Sud	40	71	70	3, 4
Mer Egée	jurassique	30	6-18	9, 10
Mer Tyrrhénenne	jurassique	65	60	10, 11

TAB. 1.1 – *Caractéristiques comparatives des zones de subduction et des bassins d'arrière-arc associés (si présents), modifié d'après Mantovani et al. (2001b). Age - âge de la subduction, φ - pendage du plan de Bénioff, V_{ext} - vitesse d'extension du bassin arrière-arc associé, Réf. - références bibliographiques : 1) Scholz & Campos (1995) ; 2) Peterson & Seno (1984) ; 3) Pacheco et al. (1993) ; 4) Brooks et al. (1984) ; 5) Carlson & Mortera-Gutiérrez (1990) ; 6) Uyeda & Kanamori (1979) ; 7) Pellettier et al. (1998) ; 8) Charvis & Pellettier (1989) ; 9) Papazachos et al. (2000) ; 10) McClusky et al. (2000) ; 11) Giardini & Velonà (1991).*

1.1.5 Evolution du slab avec la profondeur

Pour décrire la déformation du slab en profondeur, il existe actuellement deux approches alternatives, présentées dans la figure 1.4. La première approche est l'approche "rigide", où le slab est considéré comme une plaque rigide qui se déforme très peu en plongeant dans le manteau. Dans ce cas, on admet que l'asténosphère environnante est complètement découplée de la plaque lithosphérique, c'est-à-dire qu'elle n'exerce presque pas d'influence sur le slab. Le slab se déforme sous son propre poids et subit des transformations chimiques causées par l'augmentation de température et de pression avec la profondeur.

L'approche alternative est l'approche "molle", selon laquelle le slab se comporte comme un matériau visqueux avec une viscosité assez faible, ce qui lui permet de se déformer considérablement au cours de la subduction. Le manteau exerce une force visqueuse très importante sur le slab. Sous cette influence, le matériau du slab participe à la dynamique convective du manteau.

Le concept "rigide" de la déformation du slab avec la profondeur s'appuie sur plusieurs phénomènes observés dans des zones de subduction. Le slab rigide qui n'est pas influencé par l'asténosphère permet d'expliquer le contraste de température entre le slab et le manteau avoisinant (Piromallo & Morelli 2003) ainsi que la sismicité du slab (Isacks & Barazangi 1977). Les observations d'une double zone sismique, avec des mécanismes au foyer de type compressif d'un côté du slab et de type extensif de l'autre côté, maintiennent aussi l'idée de slab rigide (Samowitz & Forsyth 1981 ; Kawakatsu 1986).

D'autre part, la vision "molle" peut expliquer aussi bien la morphologie de la fosse (Debremaeker 1977 ; Melosh & Raefsky 1980 ; Zhong & Gurnis 1995) que le concept "rigide" (Turcotte *et al.* 1978 ; Watts *et al.* 1980 ; Zhang *et al.* 1985). De plus, Tao & O'Connell (1993) montrent que le modèle avec le slab visqueux peut reproduire la distribution spatiale des séismes observée dans les zones de subduction. D'autres auteurs (Bevis 1986 ; Giardini & Woodhouse 1986)

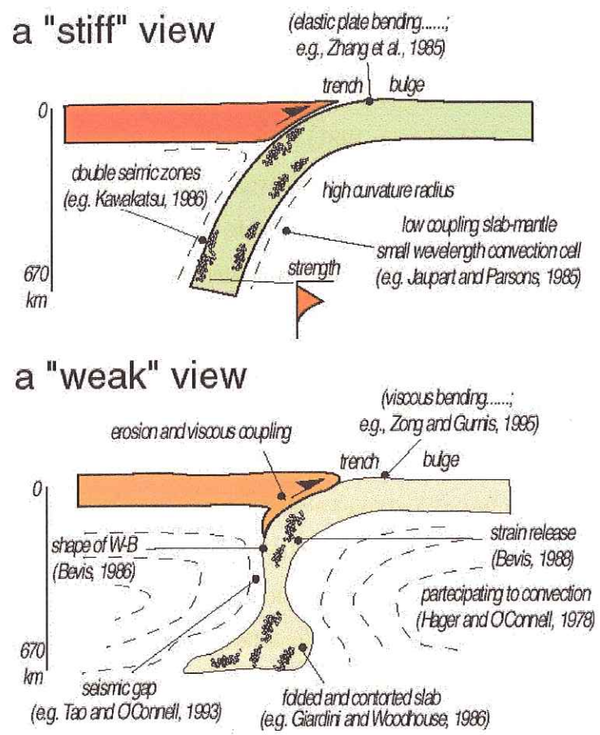


FIG. 1.4 – *Deux approches alternatives pour décrire la déformation du slab avec la profondeur, d'après Funiciello (2002). Approche "rigide" (en haut) : le slab est considéré comme une plaque lithosphérique rigide qui se déforme peu au cours de subduction. Approche "molle" (en bas) : le slab se comporte comme un matériau visqueux et subit des déformations importantes avec la profondeur.*

considèrent que le slab initialement rigide peut se fragiliser avec la profondeur. Le slab devient moins résistant à la déformation et se comporte finalement comme un fluide.

Les zones de transition dans le manteau supérieur représentent un obstacle principal pour le slab. Ce sont des transitions de phase d'olivine, qui présente trois phases α, β et γ à 410, 520 et 660 km de profondeur d'après le modèle PREM (Dziewonski & Anderson 1981). Pour les transitions à 410 et 520 km, la pente de la courbe de Clapeyron[1] est positive, ce qui résulte en une augmentation de densité du slab. Cela signifie que la force de traction du slab augmente et que le slab traverse sans difficulté ces zones de transitions. La pente de la courbe de Clapeyron est négative pour la zone de transition entre le manteau supérieur et le manteau inférieur à 660 km. Cette zone de transition se manifeste par un saut important de densité et de viscosité, ce qui rend plus difficile la pénétration du slab dans le manteau inférieur (Marton *et al.* 1999 ; Bina *et al.* 2001).

Il semblerait logique que les plaques subductées ne pénètrent pas cette barrière, mais l'existence d'anomalies froides dans le manteau inférieur, reliées aux plaques océaniques subductées du manteau supérieur, nécessite de mieux comprendre la physique de la subduction profonde (Spakman *et al.* 1993 ; Wortel & Spakman 2000 ; Rubie & Van der Hilst 2001 ; Piromallo & Morelli 2003). Par exemple, Rubie & Van der Hilst (2001) montrent que les plaques subductées se déforment de façon différente à la rencontre de la zone de transition (figure 1.5). On constate que le slab semble s'étaler sur la zone de transition pour la zone des Iles Kou-

1. Sous les effets conjugués de la température et de la pression, les minéraux du manteau changent de structure. Les frontières de ces changements de phases solide-solide qui délimitent leurs domaines d'existence dans des diagrammes pression-température sont connus sous le nom de courbes de Clapeyron. La pente de ces courbes correspondent au caractère endothermique (g = dP/dT négatif) ou exothermique (g=dP/dT) positif) de ces changements de phase. Suivant la nature endothermique ou exothermique du changement de phase, le passage d'un courant de convection est alors freiné ou au contraire facilité.

riles (figure 1.5, coupe B-B'), alors qu'il pénètre dans le manteau inférieur sous l'Amérique centrale (figure 1.5, coupe F-F'). Ce résultat est confirmé par la topographie de la zone de transition à 660 km de profondeur (Shearer 1993).

La dynamique de la subduction profonde du slab est étudiée par la modélisation analogique en laboratoire, soit dans l'hypothèse de la subduction "molle" (Faccenna *et al.* 1999 ; Regard *et al.* 2003), soit de la subduction "rigide" (Chemenda *et al.* 1995 ; 1996 ; Funiciello *et al.* 2003). Une méthode complémentaire à la modélisation analogique est le calcul numérique de la subduction, où les équations de la convection sont résolues et où les propriétés physiques de la zone de transition sont introduites (Houseman & Gubbins, 1997). Les modélisations analogiques et numériques permettent de distinguer trois types principaux de déformation du slab à la rencontre de la zone de transition entre manteau supérieur et manteau inférieur (Guillou-Frottier *et al.* 1995 ; Davies 1995 ; Christensen 1996 ; Houseman & Gubbins 1997 ; Faccenna *et al.* 1999). Ces trois types de déformation dépendent des propriétés rhéologiques choisies dans la modélisation et de la dynamique de subduction au niveau de la fosse. Le slab peut s'étaler sur la zone de transition dans le sens direct (figure 1.6a) ou rétrograde (figure 1.6b). Il peut montrer également un empilement par plis ou "folding behavior" (figure 1.6c). Dans ce dernier cas, le slab traverse d'abord la zone de transition en rentrant dans le manteau inférieur et remonte ensuite en faisant des plis. Houseman & Gubbins (1997) montrent que dans certains cas, le slab plonge jusqu'à 400 km au-dessous de la zone de transition avant de remonter.

1.2 La collision

D'après la conception classique, la collision continentale marque la fermeture totale de l'océan, quand toute la lithosphère océanique est subductée. Les deux plaques continentales entrent en collision, ce qui provoque, en surface, la création d'un relief important. Les chaînes de collision sont des lieux de raccourcissement

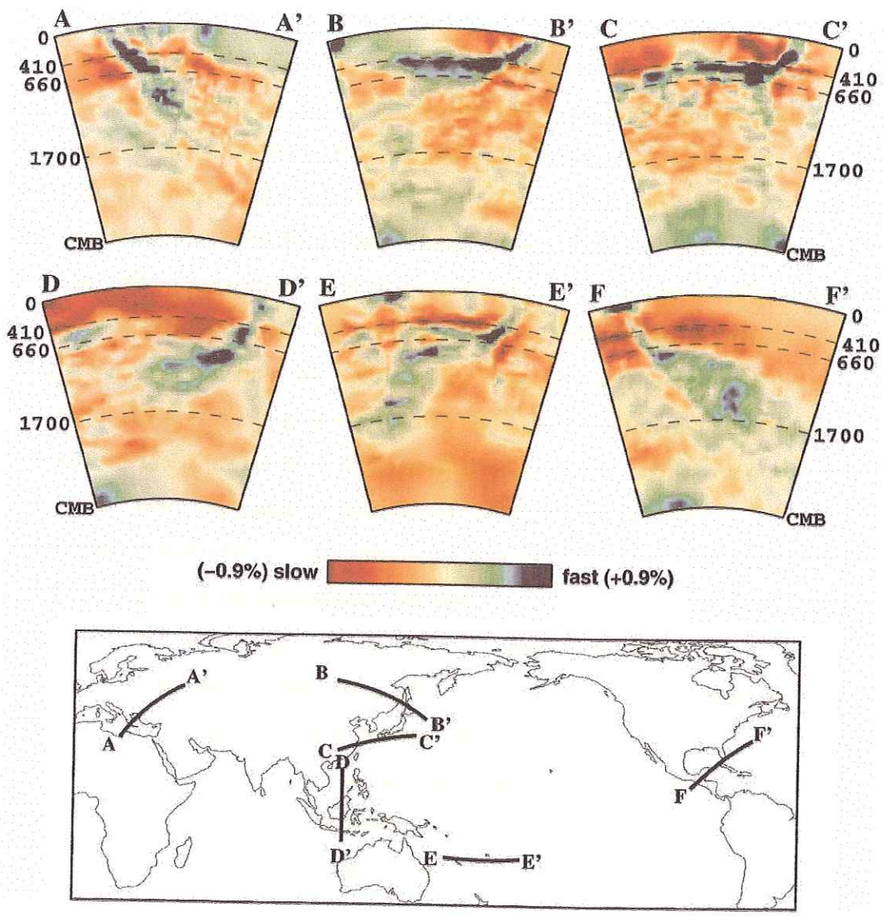


FIG. 1.5 – *Images tomographiques des zones de subduction, d'après Rubie & Van der Hilst (2001). Coupe A-A : zone de subduction en mer Egée ; coupe B-B' : zone de subduction des îles Kouriles ; coupe C-C' : zone de subduction d'Izu Bonin ; coupe D-D' : zone de subduction de Java ; coupe E-E' : zone de subduction de Tonga ; coupe F-F' : zone de subduction en Amérique centrale.*

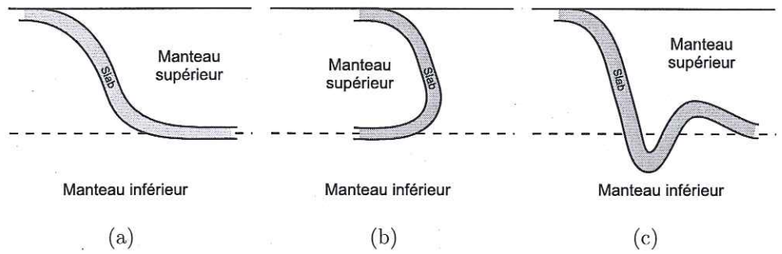


FIG. 1.6 – *Trois types de géométrie du slab à la rencontre de la zone de transition entre manteau supérieur et manteau inférieur.*

et d'épaississement de la lithosphère continentale (Isacks *et al.* 1968 ; McKenzie 1969 ; Dewey & Bird 1970).

Des études récentes montrent que la fermeture de l'océan ne signifie pas forcement le début immédiat de la collision. Il peut exister, en fait, entre subduction et collision, une étape intermédiaire plus ou moins longue quand la lithosphère continentale est entraînée par la subduction dans le manteau (Molnar & Gray 1979 ; Matte *et al.* 1997 ; van der Voo *et al.* 1999 ; Regard *et al.* 2003). Cette étape est appelée *subduction continentale.*

Dans ce chapitre, on verra plus en détail les considérations qui ont amené à reconnaître l'existence de la subduction continentale. On présentera ensuite les étapes majeures de la subduction océanique conduisant à la collision.

1.2.1 Origine des idées sur la subduction continentale

[2]Aux débuts de la tectonique des plaques, les zones de convergence continentale étaient considérées comme des zones de déformation diffuse où les frontières de plaques étaient difficiles à définir (Isacks *et al.* 1968 ; Le Pichon 1968). Isacks *et*

2. Les questions concernant la subduction continentale sont vivement débattues actuellement dans le monde scientifique (de Sigoyer *et al.* 2000 ; Searle 2001 ; de Sigoyer *et al.* 2001). Notre présentation de la subduction continentale se fait d'après le cours de Xavier Le Pichon (1991) et la thèse de doctorat de Vincent Regard (2003).

al. (1968) pensaient que ce phénomène était probablement dû à la faible densité de la croûte continentale qui empêchait l'enfoncement de la lithosphère continentale dans l'asthénosphère. McKenzie (1969) concluait que les plaques continentales étaient faciles à déformer et difficiles à subduire, à l'inverse des plaques océaniques. Dans le cas où un océan disparaît par subduction entre deux continents, il parlait explicitement de collision suite au détachement du slab océanique. En effet, si la matière reste en surface, la seule manière d'accommoder la convergence est par raccourcissement et épaississement de la croûte et de la lithosphère. C'est le passage de la subduction à la collision.

Les travaux de McKenzie (1969) ont eu une très profonde influence sur l'évolution des idées sur la collision. Il admettait que la subduction n'existait que pour la lithosphère océanique. La collision au contraire serait un processus de raccourcissement de l'ensemble de la lithosphère et pas seulement de la croûte continentale.

Trois types d'informations ont amené à progressivement reconnaître que la subduction jouait un rôle significatif, voire majeur dans la collision continentale :

1. La découverte de coesite dans des lambeaux de croûte dans les Alpes indique que ces lambeaux ont été soumis à des pressions d'au moins 2.5 à 3 GPa. Ils avaient donc été enfouis à plus de 90 km de profondeur (Chopin, 1984). Depuis, les découvertes de marqueurs de métamorphisme de très haute pression se sont multipliées dans les chaînes de collision continentale. La présence dans certains cas de diamants indique une pression de plus de 4 GPa, ce qui correspond à une profondeur de plus de 120 km. Il s'agit pour l'essentiel de roches sédimentaires ou granodioritiques provenant de la croûte continentale supérieure. La croûte continentale est donc communément subduite à des profondeurs de 100 km et des portions plus ou moins importantes de croûte supérieure peuvent ensuite remonter de plusieurs dizaines de km.

2. L'exploration géophysique des chaînes de montagnes et en particulier l'acquisition de profils sismiques à grande pénétration, combinée à l'amélioration de la tomographie sismique, a montré que le manteau lithosphérique subductait dans son ensemble. La subduction pouvait entraîner la croûte inférieure dans le cas des Alpes (Holliger and Kissling 1992) et des Pyrénées (Beaumont *et al.* 2000) ou même toute la croûte de l'Himalaya où la croûte indienne est subduite sur plus de 200 km (Zhao *et al.* 1993).
3. La modélisation des chaînes de montagnes a conduit à les considérer comme un prisme crustal accrété de manière plus ou moins complexe lors de la subduction de la plaque chevauchée. Ce modèle a été d'abord proposé pour Taiwan (Dahlen *et al.* 1984), puis généralisé par Ellis & Beaumont (1999).

McKenzie (1969) montrait qu'il y avait une épaisseur maximale de croûte, qu'il estimait à l'époque à 4.5 km, au delà de laquelle la flottabilité de la lithosphère devenait positive. Une manière simple d'évaluer la flottabilité d'une lithosphère par rapport à l'asthénosphère est d'utiliser la notion de géoïde mantellique de Turcotte *et al.* (1977). C'est le niveau qu'atteindrait l'asthénosphère si elle pouvait monter librement à la surface. Il est voisin du niveau atteint par la crête des dorsales. Il permet alors de "peser" la lithosphère à partir de son élévation. Ce niveau de référence se situe à 3400 m de profondeur sous l'eau d'après Turcotte *et al.* (1977) et à 3000 m d'après Le Pichon *et al.* (1982). Les calculs de la flottabilité de la lithosphère océanique et de la croûte continentale, effectués par Le Pichon *et al.* (1982), montrent qu'il suffit de 130 km de slab océanique seulement pour annuler la flottabilité positive de 100 km de slab continental. Cela veut dire que jusqu'à 300 km de slab continental peut théoriquement être entraîné dans le manteau.

D'autre part, des transformations des roches dans le slab, sous les effets de la pression et de la température, peuvent rendre sa flottabilité négative. Ces transformations, appelées "éclogitisation", affectent la croûte de la lithosphère plon-

geante. Elles ont pour effet l'augmentation de densité du slab et, par conséquent, la force de traction du slab. Les variations de densité en fonction des faciès métamorphiques sont données dans le diagramme de Bousquet *et al.* (1997). La densité moyenne de la lithosphère augmente approximativement de 3.1 à 3.25 g/cm^3 après éclogitisation (Regard 2003). L'éclogitisation se produit généralement à partir de 50-60 km jusqu'à la profondeur maximale de 100 km. Dans certains cas, cette profondeur peut augmenter jusqu'à 150 km (Sacks 1983).

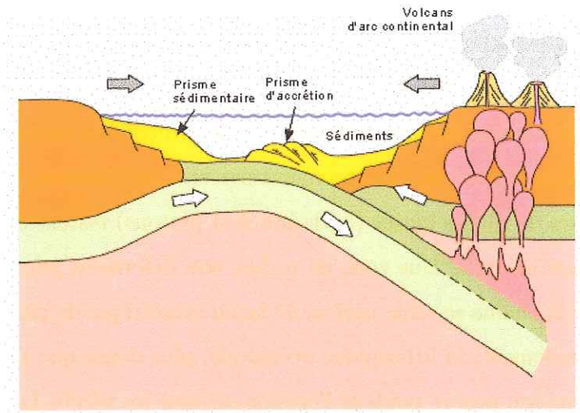
En supposant une subduction continentale, la longueur maximale de lithosphère continentale non éclogitisée est de l'ordre de 60-70 km. Pour que la subduction continentale soit possible, la flottabilité de la lithosphère continentale doit être neutralisée par un slab océanique de 100 km de long. Après l'éclogitisation, la lithosphère continentale devient elle-même plus dense que l'asténosphère et contribue à son tour à la subduction.

Toutefois, la croûte supérieure non éclogitisée étant beaucoup moins dense que l'asthénosphère, elle entraîne une contrainte cisaillante de l'ordre de 100 MPa qui tend à la ramener vers la surface. Cette contrainte cisaillante est trois fois plus faible après éclogitisation. Ces considérations très simples rendent compte du fait que la lithosphère continentale puisse être subduite sur de grandes longueurs et que, lorsqu'il y a remontée de matériau crustal, éclogitisé ou non, il s'agit essentiellemnt de croûte supérieure.

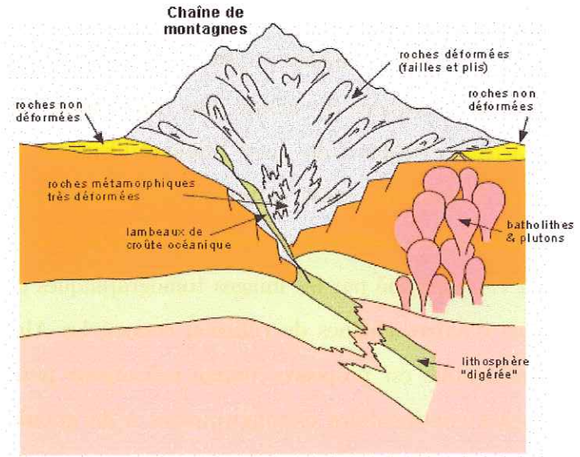
1.2.2 De la subduction à la collision

D'après la vision classique, lorsque deux continents séparés par un océan se rapprochent, la surface océanique entre eux va diminuer peu à peu. Les continents vont se rapprocher, puis entrer en collision. La collision continentale est l'aboutissement du processus de fermeture océanique résultant de la convergence des plaques lithosphériques et donnant naissance à une chaîne de montagnes. Les chaînes de collision sont des lieux de raccourcissement et d'épaississement de la

lithosphère continentale.



(a)



(b)

FIG. 1.7 – *Création des chaînes de montagnes. (a) étape 1: fermeture de l'océan; (b) étape 2: collision et formation du relief. Source: http://www.ggl.ulaval.ca/planete-terre.html.*

Le processus de création des chaînes de montagnes est schématiquement pré-

senté dans la figure 1.7. Lorsque toute la lithosphère océanique est subductée (figure 1.7a), les continents rentrent en collision, créant un prisme orogénique (figure 1.7b). Celui-ci est formé de lambeaux de croûte océanique basaltique, qui se chevauchent les uns les autres, et qui sont souvent plissés et replissés. On trouve aussi des roches métamorphiques très déformées aux racines de la chaîne, car ces dernières se forment à des températures et à des pressions très élevées. De grandes masses de roches ignées (batholithes et plutons) restent coincées dans la lithosphère continentale. Une zone de roches non déformées jouxtant les roches déformées de la chaîne se situe parfois de façon symétrique de part et d'autre de la chaîne. Finalement, la lithosphère océanique, plus dense que l'asthénosphère, se détache sous son propre poids et l'érosion attaque les reliefs. La formation des chaînes de montagnes, par le processus de subduction océanique, prend plusieurs dizaines de millions d'années.

Comme nous avons vu précédemment, il peut y avoir une phase de subduction continentale avant que la collision ne débute. Des observations dans l'Himalaya montrent que le raccourcissement total entre l'Inde et l'Eurasie qui atteint 2600 ± 900 km (Patriat & Achache 1984) a du être en partie accommodé par la subduction de la lithosphère continentale indienne (Matte *et al.* 1997 ; Johnson 2002). Ce résultat est confirmé par les images tomographiques de van der Voo *et al.* (1999). Dans d'autres chaînes de collision comme les Alpes ou l'Oural, la subduction continentale est proposée comme mécanisme pouvant expliquer la présence de roches continentales métamorphisées à de grandes profondeurs (Chopin 1984 ; Matte & Chemenda 1996 ; Wain 1997 ; Katayama *et al.* 2000).

D'après cette nouvelle conception, il est assez difficile de définir à quel moment la collision débute. La durée de la subduction continentale qui précède la collision varie en fonction de la déformation du slab en profondeur. Le processus du détachement du slab dans sa version "molle" (Pysklywec *et al.* 2000) ou "rigide" (Wortel & Spakman 2000) produit un effet similaire : il réduit le contraste de densité dans le système de subduction et, par conséquent, rend impossible la

subduction profonde du matériau continental.

Les modélisations analogiques de Regard *et al.* (2003) montrent que le mécanisme de subduction-collision se déroule en une succession des stades suivants (figure 1.8) :

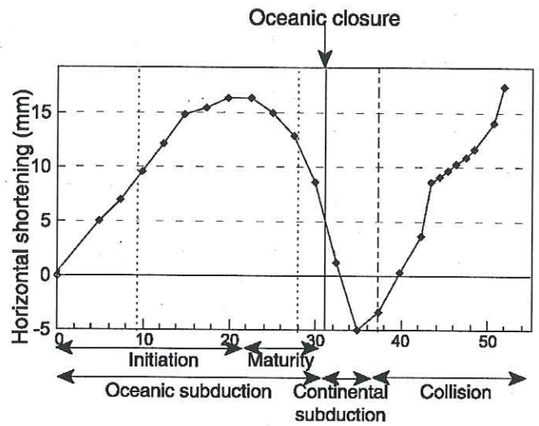


FIG. 1.8 – *Evolution du raccourcissement horizontale avec le temps dans l'expérience numéro 5 de Regard et al. (2003). La dynamique du raccourcissement permet de distinguer quatre phase successives : 1) initiation de la subduction océanique ; 2) maturité de la subduction océanique ; 3) subduction continentale ; 4) collision.*

1. *Initiation de la subduction océanique.* L'ensemble du modèle subit une compression qui traduit assez bien la difficulté d'initier la subduction dans la nature, comme dans les modèles.
2. *Maturité de la subduction océanique.* La subduction est initiée, elle se déroule alors sans compression en surface. Souvent, cette phase est marquée par une extension qui a lieu préférentiellement en position d'arrière-arc.
3. *Subduction continentale.* Cette phase succède à la fermeture de l'océan. Contrairement à ce qui est généralement admis, la collision (c'est à dire une

phase de raccourcissement intra-plaques) ne démarre pas immédiatement. En effet, on observe la poursuite d'une dynamique de subduction, qui accommode le mouvement de convergence entre deux plaques continentales. Durant cette phase le slab entraîne de la lithosphère continentale en subduction, alors même que les matériaux subductés sont moins denses que le manteau sous-jacent.

4. *Collision continentale.* La collision continentale ne se produit qu'après un certain lapse de temps après la fermeture océanique, compris entre 4 et 22 h dans la modélisation analogique, soit 4 à 25 Ma dans la nature.

La vision classique propose que la collision débute dès que les deux continents se rapprochent, juste après la fermeture totale de l'océan qui les séparait. En outre, il est souvent supposé que le début de la collision est marqué par le détachement du slab océanique. Nous avons vu que le mécanisme de collision est en fait beaucoup plus complexe. Nous sommes encore loin de la compréhension exhaustive de ce processus.

1.2.3 Détachement du slab et effet de délamination

L'étape terminale naturelle du système subduction-collision est le détachement du slab (Wortel & Spakman 2000). En acceptant l'approche "molle", des études récentes montrent que le slab peut se déformer sous son propre poids en créant des instabilités gravitationnelles de type Rayleigh-Taylor (Houseman & Molnar 1997 ; Molnar *et al.* 1998 ; Conrad & Hager 1999). Dans ce cas, une partie du slab plus dense se désolidarise du reste du slab (Pysklywec *et al.* 2000 ; Li & Liao 2002). Le slab accroché devient, par conséquent, moins lourd et la subduction peut se ralentir ou même se bloquer définitivement (figure 1.9b).

En approche "rigide", la déformation du slab sous son propre poids peut emmener la rupture du slab en deux morceaux ("break-off"). Le détachement du slab se produit suivant la zone de faiblesse, entre la partie océanique et continentale du slab (Yoshioka & Wortel 1995 ; Wong A Ton & Wortel 1997 ; Wortel & Spakman 2000). Comme dans le cas précédent, la rupture du slab diminue la force de traction et la subduction peut s'arrêter (figure 1.9a).

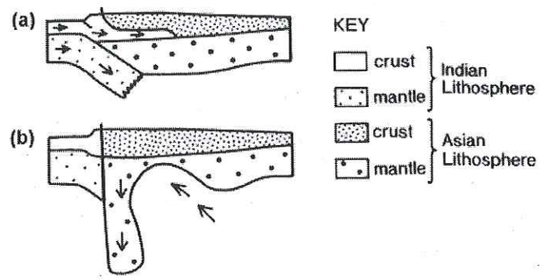


FIG. 1.9 – *Deux modèles de détachement du slab proposées pour le Tibet, modifié d'après Johnson (2002). (a) Rupture du slab en vision "rigide" - break-off; (b) Détachement du slab comme une instabilité gravitationnelle de type Rayleigh-Taylor, en approche "molle", suite à l'épaississement de la lithosphère dans une zone de collision.*

En modélisant la transition entre la subduction océanique et la subduction continentale, Van den Beukel (1992) a trouvé que la lithosphère continentale subductée pouvait se désintégrer en deux couches séparées avec des densités différentes. La coupure se produit suivant une zone de faiblesse qui peut être soit l'interface croûte supérieure - croûte inférieure, soit celle entre la croûte inférieure et le manteau. Cet effet est généralement appelé *délamination* ou *break-up*. Dans ce cas, le matériau léger de la croûte (supérieure ou entière) monte vers la surface et, par conséquent, la densité du slab augmente.

La délamination couplée à l'effet d'éclogitisation peut rendre la lithosphère continentale suffisamment dense pour que la subduction se poursuive. Ces deux effets, le "break-off" qui diminue la force de traction du slab et la délamination qui, au contraire, augmente cette force, sont des mécanismes principaux qui contrôlent

le processus de la subduction continentale. Les mécanismes de délamination et de rupture du slab ont été évoqués, comme des modèles possibles, dans le cas de la formation du Tibet (Willet & Beaumont 1994 ; Chemenda et al. 2000).

Il est fortement improbable que le détachement du slab se produise à l'instant sur toute la longueur de la fosse. Wortel & Spakman (2000) proposent que la rupture initiale du slab à un endroit se propage le long de la fosse. Dans ce cas, la partie du slab déjà détachée augmente la force de traction qui se concentre dans la zone de rupture. Cette concentration de la force de traction permet au point de rupture de migrer dans la direction horizontale.

Le détachement du slab peut avoir plusieurs conséquences. Si la rupture du slab est relativement peu profonde, généralement moins de 80 km, le flux asthénosphérique monte dans la rupture au niveau de la croûte inférieure et peut entraîner une fusion partielle dans cette zone. En surface, cet effet se traduit par une activité magmatique syn- et post-orogénique. Un autre effet associé à la rupture du slab est une surrection extrêmement rapide à la surface (Davis & von Blankenburg 1995). De plus, la propagation du point de rupture le long de la fosse augmente la vitesse du recul de la zone de subduction et sa courbure (Wortel & Spakman 2000).

Le mécanisme de rupture du slab a été proposé pour expliquer l'ensemble ou une partie des effets discutés précédemment, observés dans les Andes (Haschke *et al.* 2002), dans la mer Egée (Davies & von Blankenburg 1995 ; Wortel & Spakman 2000), en Indonesie (McCaffrey *et al.* 1985), aux New Hebrides (Chatelain *et al.* 1992) et à Taiwan (Lallemand *et al.* 2001). Le détachement du slab peut aussi être associé à la zone de convergence entre deux plaques océaniques, comme dans le cas du Kamchatka (Levin *et al.* 2002).

Bibliographie

Beaumont, C., J.A. Munoz, J. Hamilton, and P. Fullsack, 2000. Factors controlling the Alpine evolution of the central Pyrenees inferred from a comparison of observations and geodynamical models. *J. Geophys. Res.,* **105**, 8121–8145.

Bevis, M., 1986. The curvature of Wadati-Beniof zones and the torsional rigidity of subducting plates. *Nature,* **323**, 52–53.

Berberian, M. & King, G.C.P., 1981. Towards a paleogeography and tectonic evolution of Iran. *Can. J. Earth. Sci.,* **18**, 210–265.

Bina, C.R., Stein, S., Marton, F. & van Ark, E.M., 2001. Implications of slab mineralogy for subduction dynamics. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **127**, 51–66.

Bousquet, R., Goffé, B., Henry, P. Chopin, C., 1997. Kinematic, thermal and petrological model of the Central Alps : Lepontine metamorphism in the upper crust and eclogitisation of the lower crust. *Tectonophysics,* **273**, 105–127.

Brooks, D.A., Carlson, R.L., Harry, D.L., Melia, P.J., Moore, R.P., Rayhorn, J.E. & Tubb, S.G., 1984. Characteristics of back-arc regions. *Tectonophysics,* **102**, 1–16.

Carlson, R.L. & Mortera-Gutiérrez, C.A., 1990. Subduction hinge migration along the Izu-Bonin-Mariana Arc. In: M. Kono & B.C. Burchfiel (Eds.), Tectonics of eastern Asia and western Pacific continental margin. *Tectonophysics,* **181**, 331–344.

Charvis, P. & Pelletier, B., 1989. The northern New Hebrides back-arc troughs: history and relation with the North Fiji basin. *Tectonophysics,* **170**, 259–277.

Chatelain, J.-L., Molnar, P., Prévot, R. & Isacks, B., 1992. Detachment of part of the downgoing slab and uplift of the New Hebrides (Vanuatu) Islands. *Geophys. Res. Lett.,* **19**, 1507–1510.

Chemenda, A.I., 1993. Subduction of the lithosphere and back-arc dynamics: insights from physical modelling. *J. Geophys. Res.,* **98**, 167–185.

Chemenda, A. I., Burg, J.-P. & Mattauer, M., 2000. Evolutionary model of the Himalaya-Tibet system: geopoem based on new modelling, geological and geophysical data. *Earth planet. Sci. Lett.,* **174**, 397–409.

Chemenda, A.I., Mattauer, M. & Bokun, A.N., 1996. Continental subduction and a mechanism for exhumation of high pressure metemorphic rocks: new modelling and field data from Oman. *Earth planet. Sci. Lett.,* **143**, 173–182.

Chemenda, A.I., Mattauer, M., Malavieille, J. & Bokun, A.N., 1995. A mechanism for syn-collisional deep rock exhumation and associated normal faulting: results from physical modelling. *Earth planet. Sci. Lett.,* **132**, 225–232.

Chopin, C., 1984. Coesite and pure pyrope in high-grade blueschists of the Western Alps, a first record and some consequences. *Contrib. Mineral. Petrol.,* **86**, 107–118.

Christensen, U.R., 1996. The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle. *Earth planet. Sci. Lett.,* **140**, 27–39.

Collins, W.J., 2003. Slab pull, mantle convection, and Pangean assembly and dispersal. *Earth planet. Sci. Lett.,* **205**, 225–237.

Conrad, C.P. & Hager, B.H., 1999. The growth of Rayleigh -Taylor type intabilities in the lithosphere for various rheological and density structures. *Geophys. J. Int.,* **129**, 95–112.

Dahlen, F.A., J. Suppe, and D. Davis,1984. Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges : cohesive Coulomb theory, *J. Geophys. Res.,* **89**, 10087–10101.

Davies, G.F., 1995. Penetration of plates and plumes through the mantle transition zone. *Earth planet. Sci. Lett.,* **133**, 507–516.

Davies, J.H. & von Blankenburg, F., 1995. Slab break-off: a model of lithosphere detachment and its test in the magmatism and deformation of collisional orogens. *Earth planet. Sci. Lett.,* **129**, 85–105

Debremaeker, J.C., 1977. Oceanic litosphere elastic or viscous. *J. Geophys. Res.,* **82**, 2001–2004.

Dewey, J.F., 1980. Episodicity, sequence, and style at convergente plate boundaries. In: The continental crust and its mineral deposits, D.W. Strangway (Eds.), *Geol. Ass. of Canada Special Paper,* **20**, 553–573.

Dewey, J., and J. Bird, 1970. Mountain belts and the new Global Tectonics. *J. Geophys. Res.,* **75**, 2625–2647.

de Sigoyer, J., Chavagnac, V., Blichert-Toft, J., Villa, I.M., Luais, B., Guillot, S., Cosca, M. & Mascle, G., 2000. Dating the Indian continental subduction and collisional thickening in the north-west Himalaya: Multichronology of the Tso Morari eclogites. *Geology,* **28**, 487–490.

de Sigoyer, J., Chavagnac, V., Blichert-Toft, J., Villa, I.M., Luais, B., Guillot, S., Cosca, M. & Mascle, G., 2001. Reply to the comment from M.P.Searle on: Dating the Indian continental subduction and collisional thickening in the north-west Himalaya: Multichronology of the Tso Morari eclogites by de Sigoyer *et al. Geology,* **29**, 192.1.

Doglioni, C., 1995. Geological remarks on the relationships between extension and convergent geodynamic settings. *Tectonophysics,* **252**, 253–267.

Dunbar, J.A. & Sawyer, D.S., 1989. How preexisting weaknesses control the style of continental breakup. *J. Geophys. Res.,* **94**, 7297–7292.

Dziewonsky, A.M. & Andreson, D.L., 1981. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **25**, 297–356.

Ellis, S., and C. Beaumont, 1999. Models of convergent boundary tectonics : implications for the interpretation of Lithoprobe data. *Can. J. Earth Sci.,* **36**, 1711–1745.

Elsasser, W.M., 1969. Convection and stress propagation in the upper mantle. In : The application of modern physics to the Earth and planetary interiors, Runcorn, S.K. (ed.), Wiley-Interscience, London, New York, Sydney and Toronto, 223–246.

Elsasser, W.M., 1971. Sea-floor spreading as thermal convection. *J. Geophys. Res.,* **76**, 1101–1112.

Faccenna, C., Davy, P., Brun, J.P., Funiciello, R., Giardini, D., Mattei, M. & Nalpas, T., 1996. The dynamics of back-arc extension: an experimental approach to the opening of the Tyrrhenian Sea. *Geophys. J. Int.,* **126**, 781–795.

Faccenna, C., Giardini,D., Davy, P. & Argentieri, A., 1999. Initiation of subduction at Atlantic-type margins: insights from laboratory experiments. *J. Geophys. Res.,* **104**, B2, 2749–2766.

Fadai, K. & Ranalli, G., 1990. Rheology of the lithosphere in the East African rift system. *Geophys. J. Int.,* **102**, 445–453.

Flower, M.F.J., Russo, R.M., Tamaki, K. & Hoang, N., 2001. Mantle contamination and the Izu-Bonin-Mariana (IBM) "high tide mark": evidence of mantle extrusion caused by Tethyan closure. *Tectonophysics,* **333**, 9–34.

Forsyth, D.W. & Uyeda, S., 1975. On the relative importance of the driving forces of plate motion. *Geophys. J. R. astr. Soc.,* **43**, 163–200.

Funiciello, F., 2002. Reconstruction of subduction processes in the Mediterranean by laboratory and numerical experiments. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich and Università degli Studi di Roma "La Sapienza", Italy.

Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D. & Regenauer-Lieb, K., 2003. Dynamics of retreating slabs: Insights from three-dimensional laboratory experiments. *J. Geophys. Res.,* **108**, 2207.

Giardini, D. & Velonà, M., 1991. The deep seismicity of the Tyrrhenian sea. *Terra Nova,* **3**, 57–64.

Giardini, D. & Woodhouse, J.H., 1986. Horizontal shear flow in the mantle beneath the Tonga arc. *Nature,* **319**, 551–555.

Guillou-Frottier, Buttles & Olson, 1995. *Earth planet. Sci. Lett.,* **133**, 19–34.

Hager, B.H. & O'Connell, 1978. Subduction zone dip and flow driven by plate motions. *Tectonophysics,* **50**, 111–133.

Haschke, M.R., Scheuber, E., Günter, A. & Reutter, J.K., 2002. Evolutionary cycles during the Andean Orogeny: repeated slab break-off and flat subduction? *Terra Nova,* **14**, 1, 49–55.

Holliger, K., and E. Kissling, 1992. Gravity interpretation of a unified 2D acoustic image of the central Alpine collision zone, *Geophys. J. Int.,* **111**, 213–225.

Houseman, G.A. & Gubbins, D., 1997. Deformation of subducted oceanic lithosphere. *Geophys. J. Int.*, **131**, 535–551.

Houseman, G.A. & Molnar, P., 1997. Gravitational (Rayleigh-Taylor) instability of a layer with non-linear viscosity and convective thinning of continental lithosphere. *Geophys. J. Int.*, **128**, 125–150.

Isacks, B. & Barazangi, M., 1977. Geometry of benioff zones: lateral segmentations and downward bending of subducted lithosphere. In: Island arcs, deep sea trenches ans back-arc basins, Talwani, M. & Pitman, W.C. (ed), Washington, 99–114.

Isacks, B., Oliver, J. & Sykes, L.R., 1968. Seismology and the new global tectonics. *J. Geophys. Res.*, **73**, 5855–5899.

Jaupart, C. & Parsons, B., 1985. Convective instabilities in a variable viscosity fluid cooled from above. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **39**, 1432.

Jolivet, L. & Nataf, H.-C., 1998. Géodynamique. Dunod, Paris.

Johnson, M.R.W., 2002. Shortening budgets and the role of continental subduction during the India-Asia collision. *Earth Sci. Rev.*, **59**, 101–123.

Jurdy, D.M. & Srefanick, M., 1983. Flow models for back-arc spreading. *Tectonophysics*, **99**, 191–206.

Karig, D.E., 1971. Origin and development of marginal basins in the western Pacific. *J. Geophys. Res.*, **76**, 2542–2561.

Katayama, I., Parkinson, C.D., Okamoto, K., Nakajima, Y. & Maruyama, S., 2000. Super-silisic clinopyroxene and silica exsolution in UHPM eclogite and peltic gneiss from the Kokchetav massif, Kazakhstan. *Am Mineralogist*, **371**, 301–305.

Kawakatsu, H., 1986. Double seismic zones : kinematics. *J. Geophys. Res.*, **91**, 4811-4825.

Kearey, P. & Vine, F.J., 1992. Global Tectonics. Blackwell scientific Publications, Oxford.

Lallemand, S.E., Font, Y., Bijwaard, H. & Kao, H, 2001. New insights on 3-D plates interaction near Taiwan from tomography and tectonic implications. *Tectonophysics*, **335**, 229–253.

Levin, V., Shapiro, N., Park, J. & Ritzwoller, M., 2002. Seismic evidence for catastrophic slab loss beneath Kamchatka. *Nature*, **418**, 763–767.

Le Pichon, X., 1968. Sea-floor spreading and continental drift. *J. Geophys. Res.*, **73**, 3661–3697.

Le Pichon, X., La subduction, Cours du Collège de France, 1991.

Le Pichon, X., J. Angelier, and J.C. Sibuet, 1982. Plate boundaries and extensional tectonics. *Tectonophysics*, **81**, 239–256.

Li, L. & Liao, X., 2002. Slab break-off depth: A slowdown subduction model. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3, 11-1–11-3.

Maliverno, A. & Ryan, W.B.F., 1986. Extension in the Tyrrhenian sea ans shortening in the Apennines as result of arc migration driven by sinjing of the lithosphere. *Tectonics*, **5**, 227–245.

Mantovani, E., Albarello, D., Tamburelli, C., Babucci, D. & Viti, M., 1997. Plate convergence, crustal delamination, extrusion tectonics and minimization of shortening work as main controlling factors of the recent Mediterranean deformation pattern. *Annali di Geofisica*, **40**, 611–643.

Mantovani, E., Viti, M., Albarello, D., Tamburelli, C., Babbucci, D. & Cenni, N., 2000. Role of kinematically induced horizontal forces in Mediterranean tectonics: insights from numerical modelling. *J. Geodyn.*, **30**, 287–320.

Mantovani, E., Cenni, N., Albarello, D., Viti, M., Babbucci, D., Tamburelli, C. & D'Onza, F., 2001a. Numerical simulation of the observed strain field in the central-eastern Meditarranean region. *J. Geodyn.*, **31**, 519–556.

Mantovani, E., Viti, M., Babbucci, D., Tamburelli, C. & Albarello, D., 2001b. Back arc extension: which driving forces. *Journal of the Virtual Explorer*, **3**, 17–45.

Marton, F., Bina, C.R., Stein, S. & Rubie, D.C., 1999. Effects of slab mineralogy on subduction rates. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 119–122.

Matte, P. & Chemenda, A., 1996. A mechanism for exhumation of high pressure metamorphic rocks during continental subduction in southern Urals. *C. R. Acad. Sci. Paris*, **323**, 6, 525–530.

Matte, P., Mattauer, M., Olivet, J.M. & Griot, D.A., 1997. Continental subductions beneath Tibet and the Himalayan orogeny: a review. *Terra Nova*, **9**, 264–270.

McCabe, R.E., 1984. Implications of paleomagnetic data on the collision related bending of islands arcs. *Tectonophysics*, **3**, 409–428.

McClusky, S., Balassanian, S., Barka, A., Demir, C., Ergintav, S., Georgiev, I., Gurkan, O., Hamburger, M., Hurst, K., Kahle, H., Kastens, K., Kekelidze, G., King, R., Kotzev, V., Lenk, O., Mahmoud, S., Mishin, A., Nadariya, M., Ouzounis, A., Paradissis, D., Peter, Y., Prilepin, M., Reilinger, R., Sanli, I., Seeger, H., Tealeb, A., Toksoz, M. N. & Veis, G., 2000. *J. Geophys. Res.*, **105**, B3, 5695–5719.

McKenzie, D.P., 1969. Speculations on the consequences and causes of plate motions. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **18**, 1–32.

Melosh, H.J. & Raefsky, A., 1980. The dynamic origin of topography. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **60**, 333–354.

Molnar, P. & Atwater, T., 1978. Interarc-spreading and Cordilleran tectonics as alternatives relates to the age of the subducted oceanic lithosphere. *Earth planet. Sci.*

Lett., **41**, 330–340.

Molnar, P. & Gray, 1979. Subduction of continental lithosphere: some constraints and uncertainties. *Geology*, **7**, 1, 58–62.

Molnar, P., Houseman, G.A. & Conrad, C.P., 1998. Rayleigh-Taylor instability and convective thinning of mecanically thichened lithosphere: effects of non-linear viscosity decreasing exponentionally with depth and of horizontal shortening of the layer. *Geophys. J. Int.*, **133**, 568–584.

Mueller, S., Choy, G.L. & Spence, W., 1996. Inelastic models of lithospheric stress – I. Theory and application to outer-rise plate deformation. *Geophys. J. Int.*, **125**, 39–53.

Nakajima, J., Matsuzawa, T. & Hasegawa, A., 2001. Three-dimensional structure of V_p, V_s, and V_p/V_s beneath northeastern Japan: Implications for arc magmatism and fluids. *J. Geophys. Res.*, **106**, B10, 21843–21857.

Okaya, N., Cloetingh, S. & Mueller, S., 1996. A lithospheric cross-section through the Swiss Alps – II. Constraints on the mechanical structure of a continent-continent collision zone. *Geophys. J. Int.*, **127**, 399–414.

Orowan, E., 1995. Convection in a non-Newtonian mantle, continental drift, and mountain building. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **258A**, 284–313.

Pacheco, J.F., Sykes, L.R. & Scholz, C.H., 1993. Nature of seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type. *J. Geophys. Res.*, **98**, 14133–14159.

Papazachos, B.C., Karakostas, V.G., Papazachos, C.B. & Scordilis, E.M., 2000. The geometry of the Wadati-Benioff zone and lithospheric kinematics in the Hellenic arc. *Tectonophysics*, **319**, 275–300.

Parsons, B. & Sclater, J.G., 1977. An analysis of the variation of the ocean floor bathymetry and heat flow with age. *J. Geophys. Res.*, **32**, 803–827.

Patriat, P. & Achache, J., 1984. India Eurasia collision chronology has implications for crustal shortening and driving mechanism of plates. *Nature*, **311**, 615–621.

Pecanovsky, K.M., Davis, D.M., Richardson, R.M. & Coblenz, D.D., 1999. Intraplate stresses and plate-driving forces in the Philippines Sea plate. *J. Geophys. Res.*, **104**, 1095–1110.

Pelletier, B., Calmant, S. & Pillet, R., 1998. Current tectonics of the Tonga - New Hebrides region. *Earth planet. Sci. Lett.*, **164**, 263–276.

Peltzer, G. & Tapponnier, P., 1988. Formation and evolution of strike-slip faults, rifts and basins during the India-Asia collision: an experimental approach. *J. Geophys. Res.*, **93**, 10233–15117.

Peterson, E.T. & Seno, 1984. Factors affecting seismic moment release rates in subduction zones. *J. Geophys. Res.*, **89**, 10233–10248.

Piromallo, C. & Morelli, A., 2003. P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area. *J. Geophys. Res.*, **108**, B2, 2065–2088.

Pysklywec, R.N., Baumont, C. & Fullsack, P., 2000. Modeling the behavior of the continental mantle lithosphere durong plate convergence. *Geology*, **28**, 7, 655–658.

Ratschbacher, L., Merle, O., Davy, P. & Cobbold, P., 1991. Lateral extrusion in the eastern Alps, part I: boundary condictions and experiments scaled for gravity. *Tectonics*, **10**, 245–256.

Regard, V., 2003. Variations temporelle et spatiale de la transition subduction-collision : Tectonique de la transition Zagros-Makran (Iran) et modélisation analogique. *Thèse de doctorat*, Université d'Aix-Marseille III.

Regard, V., Faccenna, C., Martinod, J., Bellier, O. & Thomas, J.-C., 2003. From subduction to collision: control of deep processes on the tectonics of a convergent plate boundary. *J. Geophys. Res.*, , **108**, B4.

Rodkin, M.V. & Rodnikov, A.G., 1996. Origin and structure of back-arc basins: new data and model discussion. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **93**, 123–131.

Royden , L.H., 1993a. The tectonic expression of slab pull at continental boundaries. *Tectonics*, **12**, 303–325.

Royden , L.H., 1993b. Evolution of retreating subduction boundaries formed during continental collision. *Tectonics*, **12**, 629–638.

Rubie, D.C. & Van der Hilst, R.D., 2001. Processes and consequences of deep subduction. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **127**, 1–7.

Sacks, I.S., 1983. The subduction of young lithosphere. *J. Geophys. Res.*, **88**, 3355–3366.

Samowitz, I.R. & Forsyth, D.W., 1981. Double seismic zone beneath the Mariana Island arc. *J. Geophys. Res.*, **86**, 7013–7021.

Sato, H., Muro, K. & Hasewaga, A., 1998. Three-dimensional mapping of magma source and transport regions from seismic data: The mantle wedge beneath Notheastern Japan. *Pure appl. Geophys.*, **153**, 377–398.

Searle, M.P., 2001. Comment on: Dating the Indian continental subduction and collisional thickenning in the north-west Himalaya: Multichronology of the Tso Morari eclogites by de Sigoyer *et al. Geology*, **29**, 191.1.

Scholz, C.H. & Campos, J., 1995. On the mechanism of seismic decoupling and back arc spreading at subduction zones. *J. Geophys. Res.*, **100**, 22103–22115.

Shearer, P.M., 1993. Global mapping of upper mantle reflectors from long-period S waves. *Geophys. J. Int.*, **115**, 878–904.

Spakman, W., van der Lee, S. & van der Hilst, R., 1993. Travel-time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Inter.*,

79, 3–74.

Tao, W.C. & O'Connel, R.J.O., 1993. Deformation of a weak subducted slab and variation of seismicity at depth. *Nature,* **361**, 626–628.

Tapponnier, P., 1977. Evolution tectonique du système alpin en Méditerranée: poinçement et écrasement rigide-plastique. *Bull. Soc. Géol. Fr.,* **XIX**, 437–460.

Tapponnier, P., Peltzer, G. & Armijo, R., 1986. On the mechanics of the collision between India and Asia. In: Collision Tectonics, M.P. Coward & A.C. Ries (Eds.), *Geol. Soc. Spc. Publ.,* **19**, 115–157.

Taylor, B. & Karner, G.D., 1983. On the evolution of marginal basins. *Rev. Geophys.,* **21**, 1727–1741.

Toksöz, M.N. & Hsui, A.T., 1978. Numerical studies of back-arc convection and the formation of marginal basins. *Tectonophysics,* **50**, 177–196.

Tsumura, N., Matsumoto, S., Horiuchi, S. & Hasewaga, A., 2000. Three-dimensional attenuation structure beneath the northeastern Japan arc estimated from spectra of small earthquakes. *Tectonophysics,* **319**, 241–260.

Turcotte, D.L., W.F. Haxby, and J.R. Ockendow, 1977. Lithospheric instabilities, in Island arcs and deep sea trenches and back-arc basins, edited by M. Talwani, and W.C. Pitman, pp. 63–69, Am. Geophys. Un., Washington, D.C.

Turcotte, D., McAdoo, D. & Caldwell, J., 1978. An elastic perfectly plastic analysis of the bending of the lithosphere et a trench. *Tectonophysics,* **47**, 193–205.

Uyeda, S. & Kanamori, H., 1979. Backarc openning and te mode of subduction. *J. Geophys. Res.,* **84**, 1049–1060.

Van der Beukel, J., 1992. Some thermo-mechanical aspects of the subduction of continental lithosphere. *Tectonics,* **11**, 316–329.

Van der Voo, R., Spakman, W. & Bijwaard, H., 1999. Tethyan subducted slabs under India. *Earth planet. Sci. Lett.,* **171**, 7–20.

Wain, A., 1997. New evidence for coesite in ecologites and gneiss: defining an ultrahigh-pressure province in the western gneiss region of Norway. *Geology,* **25**, 927–930.

Watts, A.B., Bodine, J.H. & Steckler, M.S., 1980. Observations of flexure and stress in the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.,* **85**, 6369–6376.

Willet, S.D. & Beaumont, C., 1994. Subduction of Asian lithospheric mantle beneath Tibet inferred from models of continental collision. *Nature,* **369**, 642–645.

Wong A Ton, S.Y.M. & Wortel, M.J.R., 1997. Slab detachment in continental collision zones: an analysis of controlling parameters. *Geophys. Res. Lett.,* **24**, 16, 2095–2098.

Wortel, M.J.R. & Spakman, W., 2000. Subduction and slab detachement in the Mediterranean-Carpathian region. *Science,* **290**, 1910–1917.

Yoshioka, S. & Wortel, M.J.R., 1995. Three dimensional numerical modeling of detachement of subducted lithosphere. *J. Geophys. Res.,* **100**, 20223–20244.

Zhang, J., Hager, B.H. & Raefsky, A., 1985. A critical assessment of viscous models of trench topography and corner flow. *Geophys. J. R. astr. Soc.,* **83**, 451–475.

Zhao, D, Asamori, K. & Iwamori, H., 2000. Seismic structure and magmatism of the young Kyushu subduction zone. *Geophys. Res. Lett.,* **27**, 14, 2057–2060.

Zhao, W., K.D. Nelson, and P.I. team, 1993. Deep seismic reflection evidence for continental underthrusting beneath southern Tibet. *Nature,* **366**, 557–559.

Zhong, S. & Gurnis, M., 1995. Mantle convection with plates and mobil faulted plate margins. *Science,* **267**, 838–843.

Chapitre 2

Ondes de surface : généralités

Mon travail de thèse, qui a pour objectif l'étude de la lithosphère dans des zones de convergence, est entièrement basé sur l'analyse des ondes de surface. Les ondes de surface représentent un outil efficace pour l'étude tridimensionnelle du manteau supérieur. Dans ce chapitre, nous rappelons tout d'abord les caractéristiques essentielles des ondes de surface. Nous présentons ensuite les différentes méthodes de la tomographie par ondes de surface. Ces méthodes permettent de construire les modèles 3D à partir des mesures d'ondes de surface, à l'aide de l'inversion des courbes de dispersion. Nous présentons également l'estimation de la résolution des méthodes tomographiques.

2.1 Ondes de Rayleigh et de Love

Tous les types d'ondes élastiques qui se propagent à l'intérieur de la Terre peuvent être décrits par l'équation des ondes :

$$\rho\ddot{\mathbf{u}} = (\lambda + \mu)\nabla\Delta + \mu\nabla^2\mathbf{u}, \tag{2.1}$$

où ρ est la densité, $\mathbf{u}$ est le vecteur de déplacement, λ et μ sont les constantes de Lamé et Δ est la dilatation :

$$\Delta = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i}. \tag{2.2}$$

Dans un milieu infini, homogène et isotrope, il n'existe que deux types d'ondes (ondes de volume) : les ondes de compression dites *ondes P* et les ondes de cisaillement dites *ondes S*, qui se distinguent par leur polarisation. Les ondes P ont une polarisation linéaire, parallèle à la direction de propagation. Les ondes S ont également une polarisation linéaire, mais perpendiculaire à la direction de propagation, soit dans le plan vertical (ondes SV), soit dans le plan horizontal (ondes SH). Les vitesses des ondes P et S sont $\alpha = \sqrt{\frac{\lambda+\mu}{\rho}}$ et $\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ respectivement.

Les ondes de surface apparaissent lorsqu'une surface sépare deux milieux de propriétés élastiques différentes. Dans le cas le plus simple, cette surface est la surface libre de la Terre. Les ondes de surface sont décrites par la résolution de l'équation des ondes (2.1) avec les conditions aux limites déterminées à la surface libre (tractions nulles). Les ondes de surface se propagent parallèlement à cette surface et leur amplitude décroît lorsque la distance à la surface augmente. Puisque ces ondes se propagent près d'une surface, leur attenuation est moins importante que celle des ondes de volume, qui se propagent en trois dimensions. Les vitesses des ondes de surface sont plus lentes que celles des ondes de volume. Grâce à ces deux propriétés, sur des enregistrements à distance télésismique de la source, les ondes de surface peuvent être séparées des ondes de volume par leurs amplitudes plus importantes et leur retard temporel.

Dans un milieu latéralement homogène, on peut distinguer deux types d'ondes de surface : *l'onde de Love* et *l'onde de Rayleigh*. Les ondes de Rayleigh résultent d'un couplage à la surface libre entre les ondes P et les ondes S. Leur polarisation est elliptique rétrograde dans le plan vertical de propagation ($P-SV$). Les ondes de Love peuvent être considérées comme le résultat d'interférence constructive

des ondes S piégées dans un guide. Elles ont une polarisation linéaire horizontale perpendiculaire à la direction de propagation (SH).

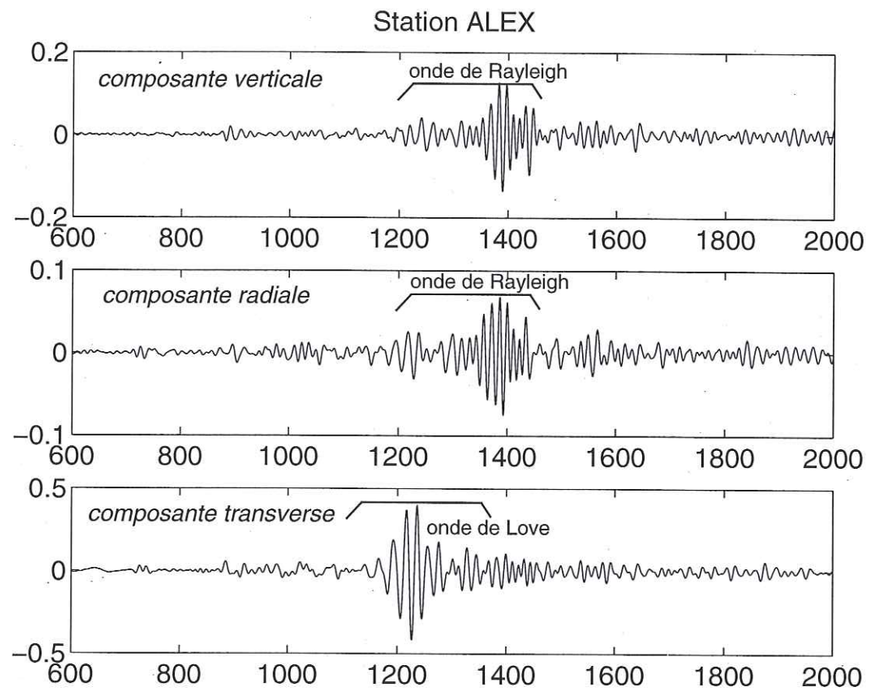


FIG. 2.1 – *Sismogramme à trois composantes enregistré par la station ALEX du réseau temporaire large-bande installé dans la mer Egée, provenant du séisme du 27 février 1997 au Pakistan (magnitude Mw=7.3). L'onde de Rayleigh est présente sur les composantes verticale et radiale. L'onde de Love est présente sur la composante transverse. L'onde de Love arrive plus tôt à la station que l'onde de Rayleigh puisque sa vitesse est plus rapide.*

Dans un milieu latéralement homogène, sur l'enregistrement sismique à trois composantes, l'onde de Rayleigh est présentée sur les composantes radiale et verticale et l'onde de Love sur la composante transverse (figure 2.1). La présence d'une hétérogénéité ou d'une anisotropie dans le milieu peut provoquer le cou-

plage entre deux types d'ondes. Dans ce cas, la polarisation des modes couplés est intermédiaire entre les polarisations de type Rayleigh et Love.

Le niveau de bruit sur les composantes horizontales est généralement plus élevé que sur la composante verticale. Le problème du bruit est très important dans le cas de mesures de vitesse de phase, surtout pour de courtes distances. Le bruit diminue considérablement la ressemblance des signaux entre deux stations, ce qui peut rendre la mesure de vitesse de phase impossible. Pour cette raison, dans la pratique, nous n'utilisons souvent que l'onde de Rayleigh.

2.2 Caractéristiques des ondes de surface

L'équation d'onde (2.1), pour une fréquence donnée ω, peut avoir plusieurs solutions sous forme d'ondes de surface, correspondant à différents nombres d'onde $k_n(\omega)$ qui représentent les valeurs propres. Ces solutions correspondent aux multiples modes de vibrations de la Terre (Cara 1989). Chacun de ces modes a sa propre courbe de dispersion et l'énergie n'est pas répartie de façon égale entre les différents modes. La plus grande des valeurs propres correspond au *mode fondamental*. Les valeurs propres suivantes correspondent aux modes supérieurs ou harmoniques.

Chaque mode se propage avec sa propre vitesse qui dépend de la fréquence (figure 2.2). La vitesse de propagation d'un point de phase constante (un pic ou un creux, par exemple) est représentée par la *vitesse de phase* :

$$c_n(\omega) = \frac{\omega}{k_n(\omega)}. \tag{2.3}$$

La vitesse *de groupe* $u(\omega)$ est, en fait, la vitesse de propagation d'un paquet d'énergie, mesurée par la vitesse de l'amplitude maximale de l'enveloppe. Elle peut être démontrée égale à (Aki & Richards, 1980) :

$$u_n(\omega) = \frac{d\omega}{dk_n(\omega)}. \tag{2.4}$$

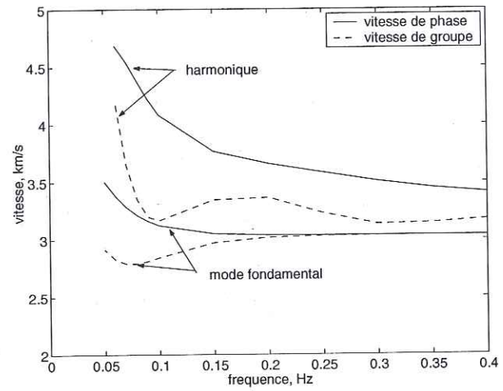


FIG. 2.2 – *Courbes de dispersion de vitesse de phase (ligne continue) et de groupe (ligne pointillée) pour le mode fondamental et la première harmonique de l'onde de Rayleigh. Les courbes de dispersion sont calculées pour un modèle simple avec deux couches homogènes sur un demi-espace à l'aide du logiciel de Herrmann (1985).*

Si la vitesse est la même pour toutes les fréquences, la forme de l'impulsion demeure constante. Dans ce cas, la vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase. Mais si la vitesse de phase est fonction de la fréquence, la forme de l'impulsion se modifie durant la propagation et la vitesse de groupe est différente de la vitesse de phase. Ces vitesses sont liées par la relation :

$$\frac{1}{u(\omega)} = \frac{1}{c(\omega)} + \omega \frac{d}{d\omega}\left(\frac{1}{c(\omega)}\right). \tag{2.5}$$

Formellement, la courbe de la vitesse de groupe ne porte pas d'information supplémentaire sur le milieu par rapport à la courbe de la vitesse de phase, mais néanmoins toutes les deux sont utilisées.

Les vitesses des ondes de surface dépendent de la variation des paramètres du milieu avec la profondeur. Notamment, les ondes de surface sont sensibles aux variations de vitesse des ondes S dans le milieu. Cette sensibilité des ondes de surface avec la profondeur dépend fortement de la fréquence. La figure 2.3

montre la sensibilité du mode fondamental de l'onde de Rayleigh à la vitesse des ondes S dans le modèle PREM (Dziewonski & Anderson 1981) en fonction de la profondeur. Dans la pratique, pour le mode fondamental de l'onde de Rayleigh, on considère généralement que la profondeur de sensibilité des ondes de surface est de l'ordre de $\lambda/3$, où λ est la longueur d'onde.

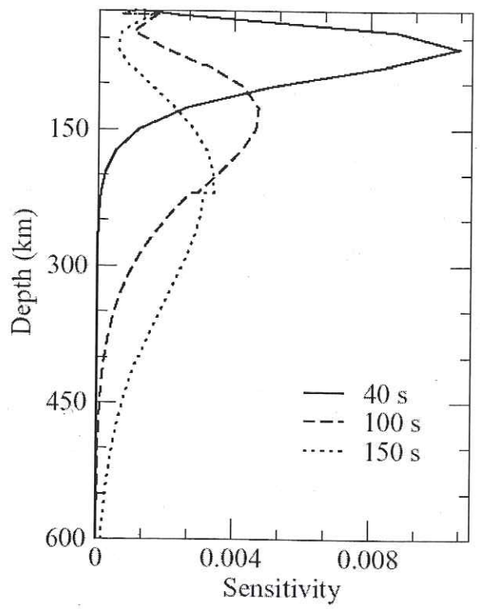


FIG. 2.3 – *Sensibilité du mode fondamental de l'onde de Rayleigh de 40, 100 et 150 s à la vitesse des ondes S ($dc/d\beta$) dans le modèle PREM en fonction de la profondeur, d'après Godey (2003).*

2.3 Mesure de vitesse de phase interstation

La première méthode historiquement utilisée pour l'étude des ondes de surface était la méthode de mesure de vitesse de phase interstation. A l'échelle régionale, cette méthode à une dimension était appliquée au longs profils entre deux stations

sismiques dans l'hypothèse que le milieu séparant les stations était latéralement homogène. Cette technique donnait la structure moyenne sous le profil. La couverture spatiale par des stations de longue période très limitée ne permettait pas les études plus détaillées.

Depuis les années 1980, les réseaux de stations sismiques permanents large-bande sont utilisés pour les études globales de la Terre. Des réseaux temporaires de stations large-bande servent à des études régionales et locales. La méthode de mesure de vitesse interstation est appliquée à des profils plus courts, visant à étudier les hétérogénéités latérales sous le réseau. Cependant, l'application de cette méthode est très limitée.

Premièrement, elle est très sensible au bruit. La superposition de plusieurs modes ou de plusieurs types d'ondes et la présence de bruit sur l'enregistrement sismique rend la mesure de vitesse de phase très difficile. Cette difficulté peut souvent être surmontée par un traitement du signal préalable. L'analyse temps-fréquence permet d'extraire le signal qui nous intéresse et de réduire considérablement le bruit.

Deuxièmement, la méthode de deux stations suppose que différents types d'ondes se propagent comme des modes séparés entre la source et la station, ce qui est vrai seulement dans le cas d'un milieu latéralement homogène. Les études des anomalies de polarisation et l'analyse de réseau montrent que dans le milieu hétérogène, la déviation du rai sismique du grand cercle peut atteindre jusqu'à 15° (Levshin et al. 1994 ; Cotte *et al.* 2000). L'anisotropie du milieu représente une autre source d'anomalies de polarisation et de couplage entre les modes (Kikwood & Crampin 1981 ; Neunhöfer & Malischewsky 1981 ; Kawasaki & Koketsu 1990 ; Yu & Park 1994 ; Yu *et al.* 1995 ; Lévêque *et al.* 1998 ; Levin & Park 1998 ; Brisbourne *et al.* 1999 ; Pettersen & Maupin 2002).

Pour prendre en compte ces effets, nous avons besoin de mesurer les déviations des ondes du grand cercle. On dispose actuellement de plusieurs méthodes permettant de mesurer la polarisation de l'onde à chaque station (Jurkevics 1988 ;

Roberts & Christofferson 1990 ; Shapiro *et al.* 1997 ; Mari *et al.* 1997). Malheureusement, la résolution de ces méthodes ne permet pas de les utiliser pour les mesures de vitesse de phase (Cotte 2000). Dans cette étude, nous avons utilisé l'analyse de réseau pour mesurer l'angle d'incidence de l'onde sur les stations (Cotte *et al.* 2000 ; Baumont *et al.* 2002). Ces mesures peuvent ensuite être appliquées pour corriger les vitesses de phase.

Finalement, la méthode de deux stations n'est pas applicable si la distance entre les stations est trop petite. En effet, la mesure de vitesse nécessite une mesure de la différence de phase entre les deux stations. Quand les stations sont rapprochées, cette valeur est très petite et les mesures de vitesses de phase deviennent instables. Dans la pratique, cela se traduit par de très larges barres d'erreur dans la courbe de dispersion. La distance minimale acceptable entre les stations dépend de la fréquence. La vitesse de phase sous un réseau de petite ouverture peut être mesurée par la technique de Pedersen *et al.* (2003).

Malgré tous les désavantages, la méthode de deux stations est toujours très utilisée. D'une part, parce que parfois la géométrie du réseau ne laisse pas d'autre alternative. Cela concerne notamment les profils des stations linéaires. D'autre part, le traitement de données supplémentaires, comme l'analyse temps-fréquence, le filtrage de Wiener et l'analyse de réseau permettent d'améliorer les résultats de mesures interstation. Dans cette étude nous avons utilisé la méthode de deux stations en prenant en compte toutes les corrections nécessaires discutées précédemment.

2.4 Tomographie sismique par ondes de surface

L'utilisation des réseaux sismiques a permis de faire le passage vers les études 3D régionales et globales, à l'aide des méthodes de tomographie. La tomographie utilise l'ensemble de mesures sur toutes les stations du réseau à la fois. L'étude tridimensionnelle se fait généralement en deux étapes, qui peuvent être différentes en fonction des méthodes utilisées.

Le premier groupe de méthodes construit d'abord les cartes de distribution latérale de vitesse de phase pour chaque période. Ces cartes sont ensuite inversées pour obtenir la structure des vitesses des ondes S avec la profondeur en chaque point de la grille. Ce groupe est constitué de méthodes basées sur le tracé des rais. Le deuxième groupe de méthodes calcule d'abord la structure moyenne en profondeur pour chaque couple de stations. Tous les modèles 1D sont ensuite inversés pour obtenir le modèle tridimensionnel. Les méthodes utilisant les formes d'onde font généralement partie de ce groupe.

Ditmar & Yanovskaya (1987) et Yanovskaya & Ditmar (1990) ont développé une méthode tomographique basée sur le tracé des rais pour le cas plan. Ils utilisent les mesures de vitesses interstation pour construire les cartes des vitesses de phase et/ou de groupe à différentes périodes. Puisque cette méthode ne prend pas en compte la sphéricité de la Terre, elle ne peut donc s'appliquer qu'aux études régionales (Wu & Levshin 1994 ; Wu *et al.* 1997 ; Ritzwoller & Levshin 1998 ; Yanovskaya *et al.* 1998 ; Ritzwoller *et al.* 1998 ; Griot *et al.* 1998 ; Vdovin *et al.* 1999 ; Karagianni *et al.* 2003). Pour de grandes régions, la transformation de la sphère en plan (Yanovskaya 1982 ; Jobert & Jobert 1983) peut déformer la solution finale, surtout dans les coins de la région. Pour éviter ce problème, la méthode tomographique avec le tracé de rais sur la sphère a été développée (Yanovskaya *et al.* 2000 ; Barmin *et al.* 2001). Cela a permis de l'utiliser pour la tomographie globale (Shapiro & Ritwoller 2002) et pour des régions de grande taille (Levshin *et al.* 2001 ; Ritzwoller *et al.* 2001 ; Villaseñor *et al.* 2001). Récemment, Bruneton *et al.* (2002) ont proposé une méthode tomographique basée sur le tracé des rais, qui prend en compte le front d'onde non-plan de l'onde incidente.

Cara & Lévêque (1987) ont proposé une méthode tomographique basée sur l'inversion des formes d'onde. Cette méthode a été récemment développée et automatisée par Debayle *et al.* (Debayle & Lévêque 1997 ; Debayle 1999 ; Debayle & Kennett 2000 ; Debayle *et al.* 2001). Ils ont utilisé la technique de Montagner (1986) pour assembler les modèles moyens 1D en un modèle 3D.

Le travail de Cara & Lévêque (1987) est également à l'origine de la "partitioned waveform inversion" (PWI) développée par Nolet (1990). La différence principale se trouve dans le premier pas de l'inversion pour obtenir les modèles moyens 1D. Cette méthode est appliquée à plusieurs régions (Zielhius & Nolet 1994 ; Lebedev & Nolet 1997; Van der Lee & Nolet 1997 ; Das & Nolet 1998 ; Frederiksen *et al.* 2001 ; Maggi & Priestley 2004).

L'inversion des formes d'onde se base sur la supposition que les différents types d'ondes constituant le signal sismique se propagent séparément. Marquering & Snieder (1995) et Marquering *et al.* (1996) ont montré que cette hypothèse peut induire des erreurs dans la modélisation des ondes de volume. Les méthodes de tomographie de diffraction permettent de contourner cet obstacle. La tomographie de diffraction basée sur l'approximation de Born a été proposée par Snieder (Snieder 1986 ; Snieder & Nolet 1987 ; Snieder & Romanowicz 1988). Malheureusement, l'approximation de Born donne des résultats incorrects si l'onde se propage sur de grandes distances (plusieurs longueurs d'onde) dans un milieu hétérogène (Friederich *et al.* 1993). Pour cette raison, plusieurs auteurs (Alsina *et al.* 1996; Meier *et al.* 1997 ; Godey *et al.* 2003) incluent l'inversion de Born seulement à la deuxième étape de l'inversion classique des formes d'onde. L'inversion tomographique basée entièrement sur la théorie de diffraction multiple, sans utiliser l'approximation de Born, a été proposée récemment par Friederich (Friederich *et al.* 1993 ; Friederich 1999 ; Friederich 2003). La plupart des méthodes de diffraction permettent de prendre en compte les modes supérieurs des ondes de surface.

Il est intéressant de comparer les résultats provenant de différentes méthodes, notamment de la méthode basée sur le tracé des rais et de la méthode qui prend en compte la diffraction des ondes. Cette comparaison est présentée sur la figure 2.4 pour les cartes de variations de vitesses de phase dans l'Amérique du Nord, calculées avec la méthode du tracé des rais de Barmin *et al.* (2001) et la méthode de diffraction de Alsina *et al.* (1996). Cette figure montre que les deux approches

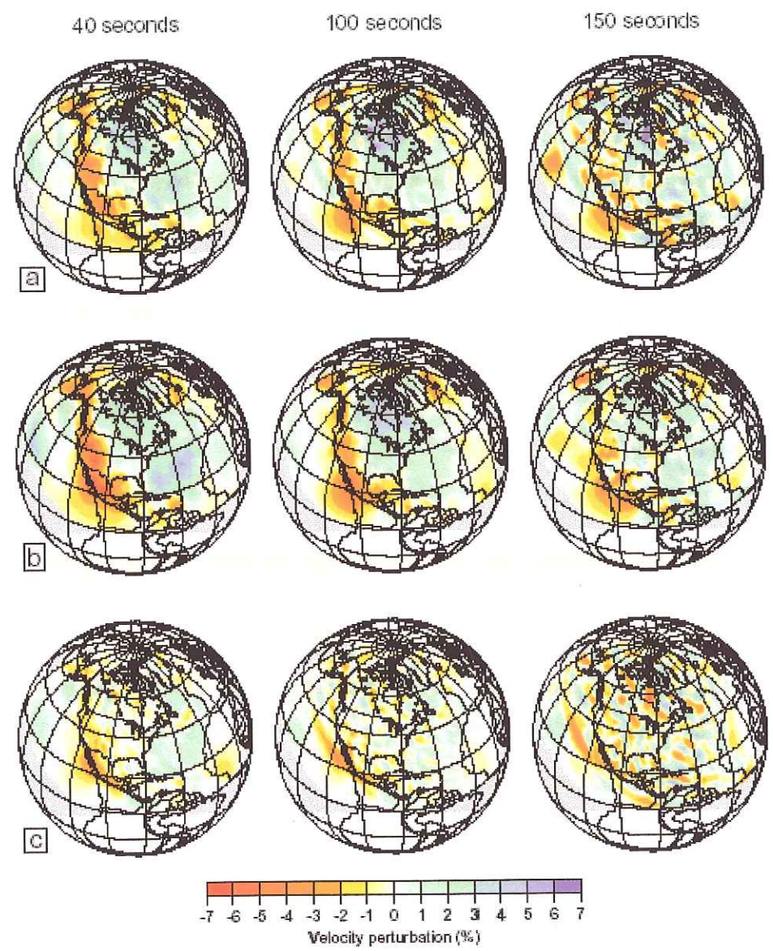


FIG. 2.4 – *Variations des vitesses de phase par rapport au modèle PREM obtenues avec (a) la tomographie de diffraction (Alsina et al. 1996) et (b) la tomographie des rais (Barmin et al. 2001) pour 40, 100 et 150 s ; (c) la différence entre (a) et (b). Figure extraite de Godey (2003).*

sont efficaces et donnent des résultats compatibles.

Dans ma thèse, j'ai utilisé la méthode tomographique de Yanovskaya et Ditmar (Ditmar & Yanovskaya 1987 ; Yanovskaya & Ditmar 1990) pour étudier la structure lithosphérique dans le bassin de la mer Egée (voir chapitre 4). Cette méthode est présentée en détail dans la section 3.2. La méthode de Yanovskaya et Ditmar convient particulièrement bien aux données disponibles dans la mer Egée. La région est couverte par le réseau temporaire de 15 stations large-bande installé pendant 6 mois. Nous avons choisi le tracé des rais dans un plan, parce que la région étudiée est relativement petite (approximativement 1000×1000 km). Le tracé des rais sur la sphère (Yanovskaya *et al.* 2000) a été également testé pour notre base de données. Ce test n'a pas apporté d'information supplémentaire dans les cartes de vitesses de phase.

2.5 Résolution de la tomographie sismique

Dans les problèmes de tomographie sismique basés sur le tracé des rais :

1. les données ne comportent une information sur les vitesses que le long des rais sismiques ;
2. le nombre de données est fini.

Dans ce cas, le modèle obtenu est lissé. C'est pourquoi il est très important d'estimer la résolution des résultats obtenus.

Le problème tomographique général peut être présenté sous la forme suivante :

$$\mathbf{Gm} = \gamma, \tag{2.6}$$

où γ est le vecteur de données, $\mathbf{m}$ est le modèle recherché et $\mathbf{G}$ est l'opérateur qui relie le modèle et les données. Dans le cas général, cet opérateur est non-linéaire. Habituellement, on applique la procédure de linéarisation pour rendre le problème linéaire.

Tous les algorithmes tomographiques se réduisent finalement à la transformation linéaire du type :

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{H}\gamma, \tag{2.7}$$

où $\mathbf{m}$ est la solution exacte du problème et $\hat{\mathbf{m}}$ est notre estimation de la solution.

On peut écrire :

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{HGm} = \mathbf{Rm}. \tag{2.8}$$

La matrice $\mathbf{R}$ est la *matrice de résolution* du modèle. Si $\mathbf{R}$ est égale à la matrice unité $\mathbf{I}$, la solution est unique et tous les paramètres sont bien résolus. Une ligne de la matrice $\mathbf{R}$ détermine le degré de lissage du paramètre correspondant à cette ligne. Le calcul de la matrice $\mathbf{R}$ donne une estimation de la résolution et du lissage de la solution. Par contre, la construction de la matrice de résolution demande un très grand nombre de calculs. En outre, l'interprétation de la matrice de résolution est assez difficile. La différence entre la matrice $\mathbf{R}$ et la matrice unité $\mathbf{I}$ donne seulement une idée qualitative sur la résolution des paramètres, mais il est très difficile d'en déduire la résolution quantitative. C'est pourquoi on n'utilise que très rarement la matrice de résolution.

Backus & Gilbert (1968) ont proposé une méthode alternative pour estimer la résolution. Cette méthode est applicable quand la solution du problème tomographique est construite comme une somme des fonctions de base continues (e.g. Tarantola & Nercessian 1984 ; Yanovskaya & Ditmar 1990 ; Barmin *et al.* 2001). Dans ce cas, la résolution en chaque point de la région est déterminée par une *fonction de lissage* ("spreading function"). Le domaine où cette fonction est significative (différente de zéro) représente la taille linéaire de l'hétérogénéité qui peut être résolue. Cette méthode est développé pour la solution des problèmes inverses 1D.

Une autre méthode d'estimation de la résolution, qui est largement utilisé actuellement, est une *méthode de modèles synthétiques* ("checkerboard test").

Avec cette méthode, on peut vérifier si les données utilisées dans la tomographie peuvent résoudre les anomalies d'une certaine taille donnée. Pour répondre à cette question, on construit un modèle initial où on place en damier des anomalies de vitesse positives et négatives de même amplitude. Pour ce modèle, on calcule les déviations de temps de trajet, puis on y rajoute des erreurs aléatoires. Ensuite, on calcule la solution du problème tomographique. La solution est comparée avec le modèle initial. Si les anomalies de vitesse introduites précédemment sont présentes dans la solution, on peut dire que les données peuvent résoudre les anomalies de la taille des carreaux du damier considéré (Humphreys & Clayton 1988 ; Spakman *et al.* 1989 ; Zhao *et al.* 1992 ; Spakman *et al.* 1993).

Cette méthode est très efficace quand les rais couvrent quasi-uniformément la région étudiée. Dans ce cas, la résolution est pratiquement identique dans toutes les parties de la région. Si les rais ne couvrent pas uniformément la région, la résolution est différente suivant les parties de la zone étudiée. La procédure des modèles synthétiques doit donc être répétée pour différentes dimensions et amplitudes des anomalies. Si on se restreint à un seul modèle, on ne peut obtenir la résolution des données que pour une taille d'anomalie unique. De plus, Lévêque *et al.* (1993) montrent que la résolution obtenue avec cette méthode dépend de la géométrie des hétérogénéités. C'est-à-dire que pour bien estimer la résolution, on ne doit pas seulement connaître la taille mais aussi la position des anomalies que l'on veut résoudre.

Les trois méthodes d'estimation de la résolution sont comparées dans la figure 2.5 pour la tomographie des rais (Barmin *et al.* 2001) effectuée en Amérique du Nord (Godey 2003). Les domaines de bonne et mauvaise résolution sont correctement représentés par toutes les méthodes. Par contre, l'élément diagonal de la matrice de résolution (figure 2.5a) ne permet pas d'estimer la taille des anomalies résolues.

Dans la pratique des problèmes tomographiques, les rais ont souvent une direction d'orientation préférée. Dans ce cas, la résolution dans cette direction est

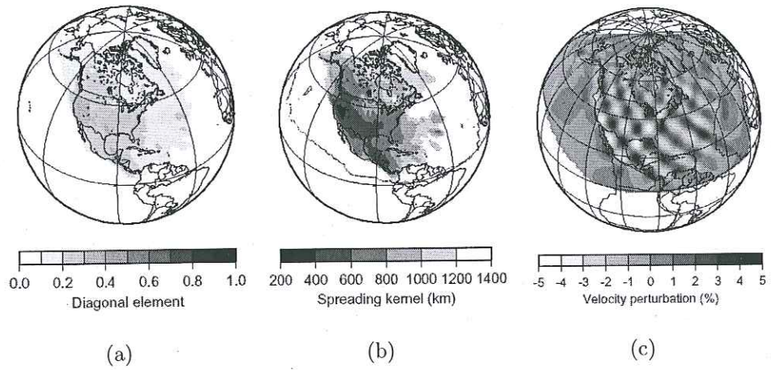


FIG. 2.5 – *Estimation de la résolution à partir de trois méthodes différentes : (a) matrice de résolution, (b) fonctions de lissage, (c) modèles synthétiques (amplitude ±5%, taille 800 km), d'après Godey (2003).*

moins bonne que dans la direction perpendiculaire. Pour prendre en compte le changement de résolution en fonction de la géometrie des rais sismiques, Yanovskaya (1997) a proposé une méthode d'estimation de résolution dépendant de l'azimut. Cette méthode, basée sur l'analyse de résolution 1D de Backus & Gilbert (1968) est décrite en détails dans la section 4.2.4 (page 120).

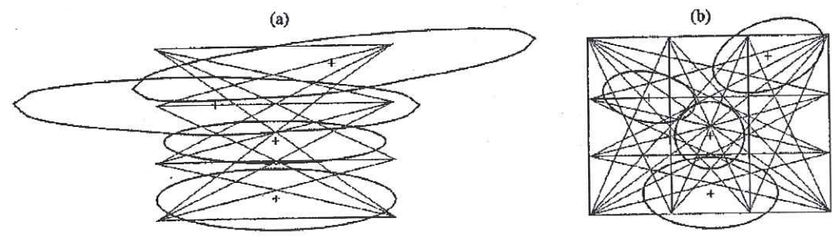


FIG. 2.6 – *Exemple d'ellipse de résolution pour deux géométries de rais différentes (d'après Yanovskaya (1997)).*

Pour chaque point, la résolution est calculée pour différentes directions et est ensuite approximée par une ellipse dont le grand axe correspond à la direc-

tion du lissage maximal du modèle et, par conséquent, à la résolution minimale. La figure 2.6 montre la résolution en forme d'ellipse pour deux géométries de rais différentes. Les grands axes des ellipses sont orientés le long de la direction d'orientation préférée des rais. Quand la région est couverte uniformément par les rais, les ellipses de résolution présentent une forme circulaire (voir figure 2.6b, au centre).

La méthode d'estimation de la résolution de Yanovskaya (1997) a été utilisée dans notre étude tomographique tridimensionnelle de la mer Egée. La taille des anomalies résolues par l'inversion tomographique est donnée par les dimensions des ellipses (figure 4.11).

2.6 Modèle en vitesse des ondes S

Nous avons vu que les méthodes tomographiques basées sur le tracé des rais utilisent l'inversion 1D des courbes de dispersion pour obtenir le modèle des vitesses des ondes S avec la profondeur. Il existe plusieurs possibilités pour réaliser cette inversion.

L'inversion des courbes de dispersion est un problème non-unique et largement sous-déterminé. La procédure classique linéarisée de Tarantola & Valette (1982) minimise les différences entre les courbes de dispersion théoriques et observées. La fonction qu'on doit minimiser est généralement multi-dimensionnelle et peut avoir plusieurs minima. Le choix de minimum local se fait en déterminant le modèle de départ. Le minimum peut être recherché par une des méthodes itératives, par exemple par la méthode de gradients (Herrmann 1987), en supposant le milieu stratifié simple, composé de peu de couches. Le résultat de l'inversion dépend fortement du modèle de départ. En fait, la technique de Tarantola & Valette (1982) recherche un minimum dans le voisinage du modèle de départ donné.

Lévêque *et al.* (1991) et Maupin & Cara (1992) ont proposé une inversion linéarisée qui considère le manteau comme un milieu continu. Ils appliquent une

condition de continuité des variations de vitesses dans le manteau, tandis que la croûte est représentée par un certain nombre de couches distinctes. Cette méthode a été appliquée aux données de Svekalapko en Finlande (Bruneton *et al.* 2003)

Pour explorer l'espace des modèles possibles correspondant à la courbe de dispersion mesurée, plusieurs techniques ont été proposées. Shapiro *et al.* (1997) utilisent la méthode de Monte-Carlo pour calculer un ensemble de modèle stochastiques qui approche au mieux les données. Le modèle moyen est souvent calculé ensuite, même si ce modèle ne représente pas une inversion de la courbe de dispersion mesurée. Dans la même optique, Lomax & Snieder (1995) utilisent un algorithme génétique, Sambridge (1999) et Yoshizawa & Kennett (2002), une inversion semi-globale ("neighbourhood algorithm").

L'algorithme d'inversion utilisé dans cette thèse est celui de Shapiro *et al.* (1997). Il a été appliqué à l'étude tomographique dans la mer Egée (chapitre 4). Ensuite, nous avons modifié cet algorithme pour prendre en compte la continuité des variations de vitesses dans le manteau. La version modifiée a été utilisée pour l'étude de la zone de collision de Zagros en Iran (chapitre 5).

Bibliographie

Aki, K. & Richards, P.G., 1980. Quantitative seismology. Volume I, Eds Freeman and Co., San Francisco.

Alsina, D., Woodward, R.L. & Snieder, R.K., 1996. Shear-wave velocity structure in North America from large-scale waveform inversions of surface waves. *J. Geophys. Res.*, **101**, 15969–15986.

Backus, G. & Gilbert, F., 1968. The resolving power of gross Earth data. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **16**, 169–205.

Barmin, M.P., Ritzwoller, M.H. & Levshin, A.L., 2001. A fast and reliable method for surface wave tomography. *Pure appl. Geophys.*, **158**, 1351–1375.

Baumont, D., 1999. Caractérisation sismilogique de la structure lithospérique des Andes Centrales (17°-20°). Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Brisbourne, A., Stuart, G. & Kendall, J.-M., 1999. Anisotropic structure of the Hikurangi subduction zone, New Zeland - integrated interpretation of surface-wave and

body-wave observations. *Geophys. J. Int.*, **137**, 214–230.

Bruneton, M., Farra, V., Pedersen, H.A. & the Svekalapko seismic tomography working group, 2002. Non-linear surface wave phase velocity inversion based on ray theory. *Geophys. J. Int.*, **151**, 583–596.

Bruneton, M., Pedersen, H.A., Farra, V., Arndt, N.T., Vacher, P. & the Svekalapko seismic tomography working group, 2003. Complex lithospheric structure under the central Baltic Shield from surface wave tomography. *J. Geophys. Res.*, submitted.

Cara, M., 1989. Géophysique. Eds Dunod, Paris.

Cara, M. & Lévêque, J.J., 1987. Waveform inversion using secondary observables. *Geophys. Res. Lett.*, , **14**, 1046–1049.

Cotte, N., 2000. Détermination des variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface enregistrées par des réseaux régionaux. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I.

Cotte, N., Pedersen, H. A., Campillo, M., Farra, V. & Cansi, Y., 2000. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.*, **142**, 825–840.

Das, T. & Nolet, G., 1998. Crustal thickness map of the western United States by partitioned waveform inversion. *J. Geophys. Res.*, **103**, 30021–30038.

Debayle, E., 1999. SV-wave azimuthal anisotropy in the Australian upper-mantle: preliminary results from automated Rayleigh waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, **137**, 747–754.

Debayle, E. & Kennett, B.L.N., 2000. The Australian continental upper mantle: structure and deformation inferred from surface waves. *J. Geophys. Res.*, **105**, 25423–25450.

Debayle, E. & Lévêque, J.J., 1997. Upper mantle heterogeneities in the Indian Ocean from waveform inversion. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 245–248.

Ditmar, P. G. & Yanovskaya, T. B., 1987. Generalization of Backus-Gilbert method for estimation of lateral variations of surface wave velocities. *Izvestiya Acad. Sci. USSR, Physics of the Solid Earth*, **23**, 6, 470–477.

Dziewonski, A. M. & Anderson, D.L., 1981. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth planet Sci.*, **184**, 297–356.

Friederich, W., 1999. Propagation of seismic shear and surface waves in a laterally heterogeneous mantle by multiple forward scattering. *Geophys. J. Int.*, **136**, 180–204.

Friederich, W., 2003. The S-velocity structure of the East Asian mantle from inversion of shear and surface waveforms. *Geophys. J. Int.*, **153**, 88–102.

Friederich, W., Wielandt, E. & Stange, S., 1993. Multiple forward scattering of surface waves: comparison with an exact solution and Born single-scattering methods. *Geophys. J. Int.*, **112**, 264–275.

Friederiksen, A.W., Bostock, M.G. & Cassidi, J.F., 2001. S-wave velocity structure of the Canadian upper mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **124**, 175–191.

Godey, S., 2003. Structure of the uppermost mantle beneath North America: Regional surface wave tomography and termo-chemical interpretation. PhD thesis, Utrecht University.

Godey, S., Snieder, R., Villaseñor, A. & Benz, H.M., 2003. Surface wave tomography of North America and the Carribean using global and regional broad-band network: phase velocity maps ans limitations of ray theory. *Geophys. J. Int.*, **152**, 620–632.

Griot, D.-A., Montagner, J.-P. & Tapponier, P., 1998. Phase velocity structure from Rayleigh and Love waves in Tibet and its neighbouring regions. *J. Geophys. Res.*, **103**, 21215–21232.

Herrmann, R.B., 1985. Computer programs in seismology, Volume III : Surface waves in plane layers, Saint Louis University, Missouri.

Herrmann, R. B., 1987. Computer programs in seismology, Volume IV: Surface waves inversion. Saint Louis University, Missouri.

Humphreys, E. & Clayton, R.W., 1988. Adaptation of back-projection tomography to seismic travel time problems. *J. Geophys. Res.*, **93**, 1073–1085.

Jobert, N. & Jobert, J., 1983. An application of the ray theory to the propagation of waves along a laterally heterogeneous spherical surface. *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 1148–1151.

Jurkevics, A., 1988. Polarisation analysis of three component array data. *Bull. seism. Soc. Am.*, **78**, 5, 1725–1743.

Karagianni, E. E., Panagiotopoulos, D. G., Panza, G. F., Suhadolc, P., Papazachos, C. B., Papazachos, B. C., Kiratzi, A., Hatzfeld, D., Makropoulos, K., Priestley, K. & Vuan, A., 2002. Rayleigh wave group velocity tomography in the Aegean area. *Tectonophysics*,**358**, 187–209.

Kawasaki, I. & Koketsu, K., 1990. Rayleigh-Love wave coupling in an azimutally anisotropic medium. *J. Phys. Earth*, **38**, 361–390.

Kikwood, S.C. & Crampin, S., 1981. Surface-wave propagation in an ocean basin with an anisotropic upper mantle: observations of polarization anomalies. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **64**, 487–497.

Lebedev, S. & Nolet, G., 1997. The upper mantle beneath the Philippine Sea reion from waveform inversions. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1851–1854.

Lévêque, J.-J., Cara, M. & Rouland, D., 1991. Waveform inversion of surface wave data: test of a new tool for systematic investigation of upper mantle structure. *Geophys. J. Int.*, **104**, 565–581.

Lévêque, J.-J., Debayle, E. & Maupin, V., 1998. Anisotropy in the Indian Ocean upper mantle from Rayleigh and Love waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, **133**, 529–540.

Levin, D. & Park, J., 1998. Quasi-Love waves between Tonga and Hawaii: observations, simulations and explanations. *J. Geophys. Res.*, **103**, 24321–24331.

Levshin, A.L., Ritzwoller, M.H., Barmin, M.P. & Vollaseñor, A., 2001. New constraints on the Arctic crust and uppermost mantle: Surface wave group velocities, P_n, and S_n. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **123**, 185–204.

Levshin, A.L., Ritzwoller, M.H. & Ratnikova, L.I., 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia. *Geophys. J. Int.*, **117**, 577–590.

Lomax, A. & Snieder, R., 1995. The contrast in upper mantle shear-wave velocity between the East European platform and tectonic Europe obtained with genetic algorithm inversion of Rayleigh wave group dispersion. *Geophys. J. Int.*, **123**, 169–182.

Maggi, A. & Priestley, K., 2004. Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.*, submitted.

Mari, J.-L., Glangeaud, F. & Coppens, F. 1997. Traitement du signal pour géologues et géophysiciens, Eds Technip, Paris.

Marquering, H. & Snieder, R., 1995. Surface-wave mode coupling for efficient forward modelling and inversion of body-wave phases. *Geophys. J. Int.*, **120**, 186–208.

Marquering, H., Snieder, R. & Nolet, G., 1996. Waveform inversion and the significance of surface-wave mode coupling. *Geophys. J. Int.*, **124**, 258–278.

Maupin, V. & Cara, M., 1992. Love-Rayleigh wave incompatibility and possible deep upper mantle anisotropy in Iberian Peninsula. *Pure appl. Geophys.*, **138**, 429–444.

Meier, T., Lebedev, S., Nolet, G. & Dahlen, F.A., 1997. Diffraction tomography using miltimode surface waves. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8255–8267.

Montagner, J.P., 1986. Regional three-dimensional structures using long-period surface waves. *Ann. Geophys.*, **4**, 283–294.

Neunhöfer, H. & Malischewsky, P., 1981. Anomalous polarization of Love waves indicating anisotropy along paths in Eurasia. Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 90, 2, 179–186.

Nolet, G., 1990. Partitioned waveform inversion and twodimensional structure under the network of anomalousely recording seismographs. *J. Geophys. Res.*, **95**, 8499–8512.

Pedersen, H.A., Coutant, O., Deschamps, A., Soulage, M. & Cotte, N., 2003. Measuring surface wave phase velocities beneath small broad-band arrays: tests of an improved algorithm and application to the French Alps. *Geophys. J. Int.*, **154**, 903–912.

Pettersen, Ø. & Maupin, V., 2002. Lithospheric anisotropy on the kenguelen hotspot track inferred from Rayleigh wave polarization anomalies. *Geophys. J. Int.*, **149**, 225–246.

Ritzwoller, M.H., Levshin, A.L., Ratnikova, L.I. & Egorkin, A.A., 1998. Intermediate-period group-velocity maps across Central Asia, western China and parts of Middle East. *Geophys. J. Int.*, **134**, 315–328.

Ritzwoller, M.H. & Levshin, A.L., 1998. Eurasian surface wave tomography: group velocities. *J. Geophys. Res.*, **103**, B3, 4839–4878.

Ritzwoller, M.H., Shapiro, N.M., Levshin, A.L. & Leahy, G.M., 2001. The structure of the crust and upper mantle beneath Antarctica and the surrounding oceans. *J. Geophys. Res.*, **106**, 30645–30670.

Roberts, R.G. & Christofferson, A., 1990. Decomposition of complex single-station three component seismograms. *Geophys. J. Int.*, **103**, 55–74.

Sambridge, M., 1999a. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm I. Searching a parameter space. *Geophys. J. Int.*, **138**, 479–494.

Sambridge, M., 1999b. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm II. Appraising the ensemble. *Geophys. J. Int.*, **138**, 727–746.

Shapiro, N., Campillo, M., Paul, A., Singh, S.K, Jongmans, D. & Sanchez-Sesma, F.J., 1997. On the origin of long period seismic-wave amplification in the Valley of Mexico. *Geophys. J. Int.*, **128**, 151–166.

Shapiro, N.M. & Ritzwoller, M.H., 2002. Monte-Carlo inversion for a global shear-velocity model of the crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.*, **151**, 88–105.

Snieder, R., 1986. 3D-linearized scattering of surface waves and a formalism for surface wave holography. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **84**, 226–241.

Snieder, R. & Nolet, G., 1987. Linearized scattering of surface waves on a spherical Earth. *J. Geophys.*, **61**, 55–63.

Snieder, R. & Romanowicz, B., 1988. A new formalism for the effect of lateral heterogeneity on normal modes and surface waves–I. isotropic perturbations, perturbations of interfaces and gravitational perturbations. *J. Geophys.*, **92**, 207–222.

Spakman, W., Stein, S. & van der Hilst, R.D., 1989. Resolution experiments for NW Pacific subduction zone tomography. *Geophys. Res. Lett.*, , **16**, 1097–1100.

Spakman, W., van der Lee, S. & van der Hilst, R., 1993. Travel time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **79**, 3–74.

Lévêque, J.-J., Cara, M. & Rouland, D., 1991. Waveform inversion of surface wave data: test of a new tool for systematic investigation of upper mantle structure. *Geophys. J. Int.*, **104**, 565–581.

Lévêque, J.-J., Debayle, E. & Maupin, V., 1998. Anisotropy in the Indian Ocean upper mantle from Rayleigh and Love waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, **133**, 529–540.

Levin, D. & Park, J., 1998. Quasi-Love waves between Tonga and Hawaii: observations, simulations and explanations. *J. Geophys. Res.*, **103**, 24321–24331.

Levshin, A.L., Ritzwoller, M.H., Barmin, M.P. & Vollaseñor, A., 2001. New constraints on the Arctic crust and uppermost mantle: Surface wave group velocities, P_n, and S_n. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **123**, 185–204.

Levshin, A.L., Ritzwoller, M.H. & Ratnikova, L.I., 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia. *Geophys. J. Int.*, **117**, 577–590.

Lomax, A. & Snieder, R., 1995. The contrast in upper mantle shear-wave velocity between the East European platform and tectonic Europe obtained with genetic algorithm inversion of Rayleigh wave group dispersion. *Geophys. J. Int.*, **123**, 169–182.

Maggi, A. & Priestley, K., 2004. Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.*, submitted.

Mari, J.-L., Glangeaud, F. & Coppens, F. 1997. Traitement du signal pour géologues et géophysiciens, Eds Technip, Paris.

Marquering, H. & Snieder, R., 1995. Surface-wave mode coupling for efficient forward modelling and inversion of body-wave phases. *Geophys. J. Int.*, **120**, 186–208.

Marquering, H., Snieder, R. & Nolet, G., 1996. Waveform inversion and the significance of surface-wave mode coupling. *Geophys. J. Int.*, **124**, 258–278.

Maupin, V. & Cara, M., 1992. Love-Rayleigh wave incompatibility and possible deep upper mantle anisotropy in Iberian Peninsula. *Pure appl. Geophys.*, **138**, 429–444.

Meier, T., Lebedev, S., Nolet, G. & Dahlen, F.A., 1997. Diffraction tomography using miltimode surface waves. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8255–8267.

Montagner, J.P., 1986. Regional three-dimensional structures using long-period surface waves. *Ann. Geophys.*, **4**, 283–294.

Neunhöfer, H. & Malischewsky, P., 1981. Anomalous polarization of Love waves indicating anisotropy along paths in Eurasia. Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 90, 2, 179–186.

Nolet, G., 1990. Partitioned waveform inversion and twodimensional structure under the network of anomalousely recording seismographs. *J. Geophys. Res.*, **95**, 8499–8512.

Pedersen, H.A., Coutant, O., Deschamps, A., Soulage, M. & Cotte, N., 2003. Measuring surface wave phase velocities beneath small broad-band arrays: tests of an improved algorithm and application to the French Alps. *Geophys. J. Int.*, **154**, 903–912.

Pettersen, Ø. & Maupin, V., 2002. Lithospheric anisotropy on the kenguelen hotspot track inferred from Rayleigh wave polarization anomalies. *Geophys. J. Int.*, **149**, 225–246.

Ritzwoller, M.H., Levshin, A.L., Ratnikova, L.I. & Egorkin, A.A., 1998. Intermediate-period group-velocity maps across Central Asia, western China and parts of Middle East. *Geophys. J. Int.*, **134**, 315–328.

Ritzwoller, M.H. & Levshin, A.L., 1998. Eurasian surface wave tomography: group velocities. *J. Geophys. Res.*, **103**, B3, 4839–4878.

Ritzwoller, M.H., Shapiro, N.M., Levshin, A.L. & Leahy, G.M., 2001. The structure of the crust and upper mantle beneath Antarctica and the surrounding oceans. *J. Geophys. Res.*, **106**, 30645–30670.

Roberts, R.G. & Christofferson, A., 1990. Decomposition of complex single-station three component seismograms. *Geophys. J. Int.*, **103**, 55–74.

Sambridge, M., 1999a. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm I. Searching a parameter space. *Geophys. J. Int.*, **138**, 479–494.

Sambridge, M., 1999b. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm II. Appraising the ensemble. *Geophys. J. Int.*, **138**, 727–746.

Shapiro, N., Campillo, M., Paul, A., Singh, S.K, Jongmans, D. & Sanchez-Sesma, F.J., 1997. On the origin of long period seismic-wave amplification in the Valley of Mexico. *Geophys. J. Int.*, **128**, 151–166.

Shapiro, N.M. & Ritzwoller, M.H., 2002. Monte-Carlo inversion for a global shear-velocity model of the crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.*, **151**, 88–105.

Snieder, R., 1986. 3D-linearized scattering of surface waves and a formalism for surface wave holography. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **84**, 226–241.

Snieder, R. & Nolet, G., 1987. Linearized scattering of surface waves on a spherical Earth. *J. Geophys.*, **61**, 55–63.

Snieder, R. & Romanowicz, B., 1988. A new formalism for the effect of lateral heterogeneity on normal modes and surface waves–I. isotropic perturbations, perturbations of interfaces and gravitational perturbations. *J. Geophys.*, **92**, 207–222.

Spakman, W., Stein, S. & van der Hilst, R.D., 1989. Resolution experiments for NW Pacific subduction zone tomography. *Geophys. Res. Lett.*, , **16**, 1097–1100.

Spakman, W., van der Lee, S. & van der Hilst, R., 1993. Travel time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **79**, 3–74.

Tarantola, A. & Valette, B., 1982. Generalized non-linear inverse problems solved using the least square criterion. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 219–232.

Van der Lee, S. & Nolet, G., 1997. Upper mantle S-velocity structure of North America. *J. Geophys. Res.*, **102**, 22815–22838.

Vdovin, O.Y., Rial, J.A., Levshin, A. & Ritwoller, M.H., 1999. Group-velocity tomography of South America and the surrounding oceans. *Geophys. J. Int.*, **136**, 324–330.

Villaseñor, A., Ritzwoller, M.H., Levshin, A.L., Barmin, M.P., Engdahl, E.R., Spakman, W. & Trampert, J., 2001. Shear velocity structure of central Eurasia from inversion of surface wave velocities. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **123**, 169–184.

Wu, F.T. & Levshin, A.L., 1994. Surface wave group velocity tomography of East Asia. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **84**, 59–77.

Wu, F.T., Levshin, A.L. & Kozhevnikov, V.M., 1997. Rayleigh wave group velocity tomography of Siberia, China and vicinity. *Pure appl. Geophys.*, **49**, 447–473.

Yanovskaya, T.B., 1982. Distribution of surface wave group velocities in the North Atlantic. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth,* **2**, 3–11 (in Russian).

Yanovskaya, T.B., 1997. Resolution estimation in the problems of seismic ray tomography. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth,* **33**, 9, 762–765.

Yanovskaya, T.B., Antonova, L.M. & Kozhevnikov, V.M., 2000. Lateral variations of the upper mantle structure in Eurasia from group velocities of surface waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **122**, 19–32.

Yanovskaya T. B. & Ditmar, P. G., 1990. Smoothness criteria in surface wave tomography. *Geophys. J. Int.*, **102**, 63-72.

Yanovskaya, Kizima, E.S. & Antonova, L.M., 1998. Structure of the crust in the Black Sea and adjoining regions from surface wave data. *J. Seism.*, **2**, 303–316.

Yoshizawa, K. & Kennett, B.L.N., 2002. Non-linear waveform inversion for surface waves with a neighbourhood algorithm - application to multimode dispersion measurements. *Geophys. J. Int.*, **149**, 118–133.

Yu, Y. & Park, J., 1994. Hunting for azimuthal anisotropy benath the Pacific ocean region. *J. Geophys. Res.*, **99**, B8, 15399–15421.

Yu, Y., Park, J. & Wu, F., 1995. Mantle anisotropy beneath th Tibetan plateau - evidence from long period surface waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **87**, 231–246.

Zhao, D., Hasegawa, A. & Horiuchi, S., 1992. Tomographic imaging of P and S wave velocity structure beneath northern Japan. *J. Geophys. Res.*, **97**, 19909–19928.

Zielhuis, A. & Nolet, G., 1994. Shear wave velocity variations in the upper mantle under central Europe. *Geophys. J. Int.*, **117**, 695–715.

Chapitre 3

Méthodologie et traitement du signal

Le but de cette thèse est d'étudier la structure lithosphérique dans des zones de convergence à partir des données des ondes de surface. Le premier pas nécessaire pour cette étude est de mesurer les vitesses de phase entres les stations du réseau sismique.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord les technique nécessaires aux mesures de vitesses de phase. Nous utilisons ici la méthode classique de mesures de vitesse interstation. Cette méthode peut s'avérer peu stable si l'enregistrement présente du bruit ou est construit de la superposition de plusieurs types d'ondes. Pour cette raison, nous appliquons un filtrage temps-fréquence aux signaux sismiques avant de mesurer la vitesse de phase. La mesure de vitesse de phase se fait par analyse de réseau afin de prendre en compte les déviations des rais du grand cercle.

Une fois les vitesses de phase mesurées entres les stations du réseau, nous utilisons ces mesures pour obtenir un modèle 3D de vitesse des ondes S dans la région étudiée. La construction du modèle tridimensionnel de la lithosphère est effectuée en deux étapes successives :

Dans un premier temps, on applique la méthode tomographique 2D à l'ensemble de mesures de vitesses de phase. Ici, nous utilisons la méthode tomographique de Yanovskaya & Ditmar (Ditmar & Yanovskaya 1987; Yanovskaya & Ditmar 1990) basée sur le tracé des rais dans le cas plan. Cette méthode est particulièrement adaptée quand les quantités de données sont assez limitées, parce que le nombre de paramètres à définir par la procédure tomographique est relativement faible. Cette méthode nous permet d'obtenir les cartes de vitesses de phase pour différentes périodes.

Dans un deuxième temps, les courbes de dispersion locales sont inversées en modèles de vitesses d'onde S avec la profondeur. Pour cette inversion, nous utilisons la méthode de Shapiro *et al.* (1997). L'inversion linéarisée de type Tarantola & Valette (1982) est d'abord appliquée à la courbe de dispersion, à l'aide du logiciel de Herrmann (1987). Le résultat de cette inversion est ensuite utilisé comme modèle de départ pour une inversion stochastique de Monté-Carlo. Ce schéma d'inversion permet d'explorer l'espace des modèles qui correspondent à la courbe de dispersion mesurée.

Finalement, pour prendre en compte la continuité des variations de vitesse des ondes dans le manteau, nous avons développé une nouvelle méthode d'inversion par gradients. Cette méthode est une amélioration de la technique de Shapiro *et al.* (1997). Nous la présentons à la fin de ce chapitre.

3.1 Mesure de vitesse de phase

3.1.1 Analyse et filtrage temps-fréquence

Le sismogramme brut contient l'enregistrement de tous les types d'ondes, les différents modes des ondes de surface et du bruit, cohérent ou aléatoire. L'interférence des ondes, la superposition de plusieurs modes et la présence de bruit peuvent contaminer l'enregistrement des ondes de surface à la fois dans le plan

temporel et fréquentiel. Pour ces raisons, l'application d'un filtrage en fréquence ou une coupure en temps ne suffisent pas, en général, pour extraire le signal correspondant à un mode particulier des ondes de surface.

Pour pouvoir sélectionner le signal qui nous intéresse, notamment le mode fondamental dans notre cas, et pour éliminer ou fortement atténuer la contribution d'autres ondes et du bruit, nous utilisons l'analyse temps-fréquence (Dziewonski *et al.* 1969 ; Herrin & Goforth 1977 ; Russel *et al.* 1988 ; Lander & Levshin, 1989 ; Levshin & Ritzwoller 2001). Le code utilisé a été écrit par Baumont (1999).

Cette analyse consiste à présenter la partie de l'enregistrement contenant l'onde de surface (de Love ou de Rayleigh) dans le plan temps-fréquence :

1. On calcule une transformée de Fourier sur la partie du signal $u(t)$ qui nous intéresse
$$U(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) e^{-i\omega t}\, dt. \tag{3.1}$$
2. Dans le domaine fréquentiel, on effectue un filtrage multiple avec une fenêtre glissante $H(\omega)$
$$H(\omega) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega-\omega_0}{\alpha\omega_0}\right)^2}, \tag{3.2}$$
où ω_0 est la valeur de la fréquence centrale du filtre H. La largeur relative du filtre α est choisie pour obtenir un bon compromis entre la résolution temporelle et fréquentielle ($\alpha = 0.1$).
3. Finalement, l'enveloppe du signal filtré est calculé en fonction du temps. Le résultat est la fonction $S(t,\omega_0)$ qui dépend de la fréquence et du temps :
$$S(t,\omega_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\omega_0) e^{i\omega t}\, d\omega. \tag{3.3}$$

Pour chaque fréquence ω_0, la fonction $S(t,\omega_0)$ est tracée dans un diagramme temps-fréquence représenté dans la figure 3.1. Le maximum d'énergie (tracé en rouge) correspond au temps d'arrivée t_g des groupes de fréquence ω_0. Le trait continu qui suit l'amplitude maximale du signal, permet d'obtenir la courbe de

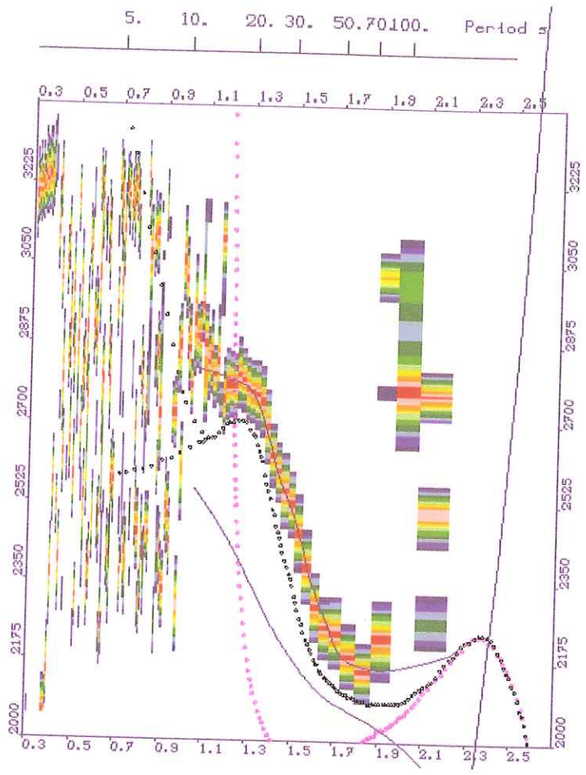


FIG. 3.1 – *Sismogramme représenté dans le plan temps-fréquence. L'amplitude maximale du signal est tracée en rouge. La courbe en trait continu noir sur les zones d'amplitude maximale représente la sélection visuelle de la courbe de temps de groupe. Deux courbes en traits pointillés donnent les courbes de dispersion théoriques en milieu continental (noir) et océanique (rose). La ligne continue qui ne suit pas l'image du signal est la courbe des temps de phase.*

vitesse de groupe qu'on cherche à extraire, la vitesse de groupe étant liée au temps d'arrivée des groupes par la distance source-capteur. Cette représentation graphique du signal en temps-fréquence permet d'identifier le mode, le type de trajet du paquet d'ondes ainsi que d'estimer la qualité de l'enregistrement (présence de bruit, trous dans le spectre, superposition de signaux correspondant à des trajets multiples).

Maintenant, nous voulons filtrer le signal autour du maximum d'amplitude, de façon à ne garder que la partie correspondant au mode fondamental de l'onde. Ce filtrage est basé sur la dispersion des ondes de surface. Les étapes principales du filtrage sont présentées dans la figure 3.2.

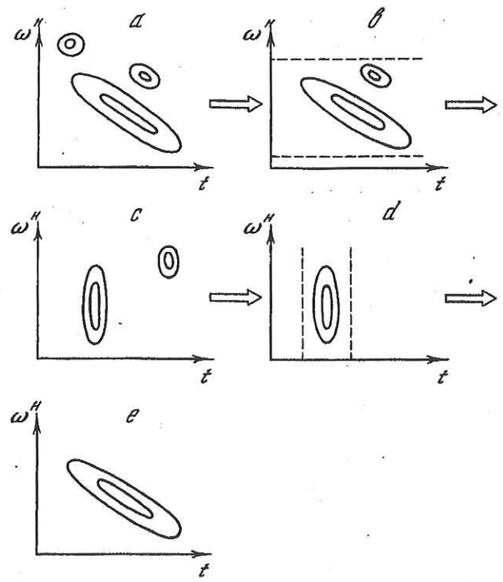


FIG. 3.2 – *Diagramme illustrant les différentes étapes du filtrage temps-fréquence. Figure extraite de Keilis-Borok (1989). (a) signal initial ; (b) filtrage en fréquence ; (c) déphasage du signal ; (d) filtrage en temps ; (e) signal résultant.*

Le signal complet (figure 3.2a) est d'abord filtré en fréquence (figure 3.2b) pour enlever des fréquences inutiles. Ensuite, par une procédure de déphasage

décrite ci-dessous, le signal dispersif est ramené en un pulse centré en un temps constant t_0 (figure 3.2c). Le déphasage

$$\Phi(\omega) = \omega(t_0 - t_\Phi(\omega)) \tag{3.4}$$

est appliqué à chaque pulsation ω, où $t_\Phi(\omega)$ est le temps d'arrivée de la phase calculé pour chacune des fréquences ω. Le temps $t_\Phi(\omega)$ peut être calculé à partir des relations entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe (Baumont 1999) :

$$\omega t_\Phi(\omega) = \omega_i t_\Phi(\omega_i) + \int_{\omega_i}^{\omega} t_g(\omega_q) d\omega_q. \tag{3.5}$$

Dans l'équation (3.5) nous supposons que le temps $t_\Phi(\omega_i)$ est un temps connu pour une certaine fréquence ω_i et que le temps de groupe $t_g(\omega_q)$ est défini entre ω_i et ω. Ce temps $t_\Phi(\omega_i)$ est choisi d'après les travaux d'Oliver (1962). En milieu continental et océanique, les vitesses de phase convergent pour les longues périodes et présentent un point d'ancrage à 200 s. Pour les ondes de Love et de Rayleigh, la vitesse de phase à 200 s de période est de 4.87 km/s et 4.55 km/s respectivement. Ces valeurs ont donc été utilisées pour déterminer $t_\Phi(\omega_i)$.

Le signal ainsi déphasé est présenté dans la figure 3.3. Un filtrage par une fenêtre temporelle permet d'extraire le signal utile et d'éliminer le bruit restant. La largeur du filtre dans la figure 3.3 est marquée par des flèches. Suivant la résolution de la courbe de dispersion sélectionnée, la fenêtre peut être plus ou moins large. Cette étape est illustrée par la figure 3.2d.

La phase $\Phi(\omega)$ précédemment enlevée au signal est finalement remise (figure 3.2e). Une transformée de Fourier inverse dans le plan temps-fréquence permet ensuite de retrouver un signal temporel. Un exemple d'extraction du mode fondamental de l'onde de Rayleigh par filtrage temps-fréquence est présenté dans la figure 3.4.

Cette méthode permet d'extraire l'onde de surface à partir d'un signal complet. Cette étape de traitement du signal est indispensable pour les mesures de vitesse de phase. Le filtrage temps-fréquence diminue la contamination du signal

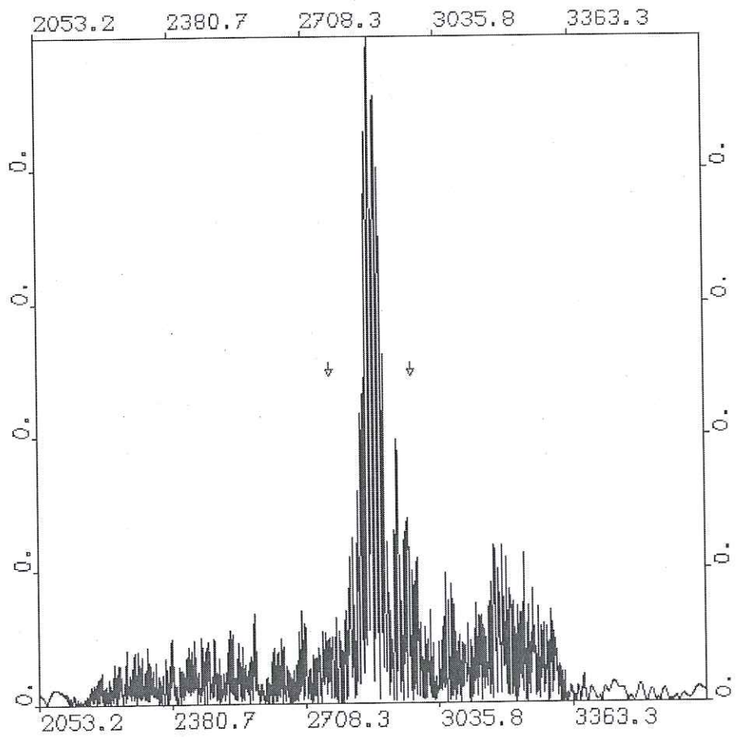


FIG. 3.3 – *Signal temporel déphasé au cours du filtrage temps-fréquence. Les flèches marquent la largeur du filtre en temps. Celui-ci élimine le bruit restant à la dernière étape du filtrage et permet de retrouver le signal sélectionné initialement par sa courbe de dispersion.*

par la superposition de plusieurs modes, la présence du bruit ambiant et du signal cohérent indésirable comme, par exemple, la présence de l'onde de Rayleigh sur la composante transverse. En éliminant une partie du bruit de l'enregistrement, on est capable d'isoler un mode de l'ensemble du signal et d'améliorer la qualité de l'enregistrement.

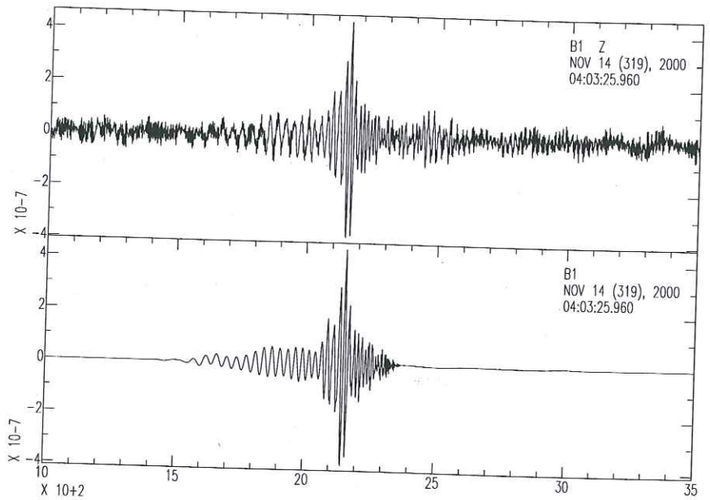


FIG. 3.4 – *La composante verticale de l'enregistrement de l'onde de Rayleigh à la station B1 du réseau en Iran, provenant du séisme du 14 novembre 2000 en Papouasie-Nouvelle-Guinée, avant (haut) et après (bas) le filtrage temps-fréquence.*

3.1.2 Filtre de Wiener

La vitesse de phase correspond à la propagation d'une phase particulière pour chaque période entre la source et la station sismique ou entre deux stations. Pour les études à l'échelle régionale, la vitesse de phase se mesure entre les stations du réseau local. Cette méthode a l'avantage d'utiliser les séismes lointains, ou téléséismes, pour lesquels les trajets de propagation sont longs et les ondes de surface sont bien séparées des ondes de volumes. En outre, nous pouvons utiliser

les séismes provenant de toutes les régions en dehors de la zone d'étude, ce qui nous permet d'augmenter considérablement le nombre de données.

Le temps de propagation d'une phase particulière d'une station à l'autre peut être déterminé par l'interspectre des signaux correspondant aux deux stations. En divisant ce temps par la distance entre deux stations, on obtient la vitesse de phase pour une période donnée. Malheureusement, si les signaux présentent des trous d'amplitude dans le spectre, cette méthode devient instable. Pour surmonter cette instabilité, nous avons utilisé une méthode de mesure de vitesse de phase basée sur l'application du filtre de Wiener (Wiener 1949; Taylor & Toksöz 1982).

Dans le cas où deux stations sont alignées dans la direction d'arrivée du front d'onde, la différence de phase $\Delta\Phi$ entre les deux signaux est due uniquement à la propagation de l'onde dans le milieu séparant les deux stations. Pour une pulsation ω donnée, cette différence de phase est relié à la vitesse de phase $c(\omega)$ par la relation :

$$c(\omega) = d\frac{\omega}{(\Delta\Phi(\omega) + 2n\pi)}; \; n \in \mathbb{N} \tag{3.6}$$

où d est la distance parcourue par le front d'onde entre les deux stations.

L'estimation de la variation de phase entre deux stations peut se faire par la construction du filtre de Wiener. Soient $x(t)$ et $y(t)$ deux signaux temporels correspondant aux deux stations. On désigne leurs transformées de Fourier par $X(\omega)$, $Y(\omega)$. Ensuite, l'autocorrélation $\Gamma_{x,x}(t)$ et l'intercorrélation $\Gamma_{x,y}(t)$ sont calculées et apodisées. La procédure d'apodisation est équivalente au lissage de l'autospectre $S_{x,x} = X(\omega)X^*(\omega)$ et de l'interspectre $S_{x,y} = X(\omega)Y^*(\omega)$ dans le domaine fréquentiel. X^* et Y^* représentent les complexes conjugués des spectres X et Y respectivement. Pour l'apodisation, nous avons utilisé la fonction de Hanning $han(t - t_0)$, où t_0 représente la position du pic d'intercorrélation. Si on désigne la transformation de Fourier de la fonction de Hanning par $Han(\omega)$, le filtre de Wiener $W(\omega)$ est défini par :

$$W(\omega) = \frac{S_{x,y}(\omega) * Han(\omega)e^{i\omega t_0}}{S_{x,x}(\omega) * Han(\omega) + A}, \tag{3.7}$$

Le seuil d'énergie A peut être ajouté pour stabiliser les mesures là où le spectre présente un trou d'énergie. Toutefois, nous préférons ne pas considérer les mesures pour les fréquences où le signal n'est pas assez énergétique. A la place, nous n'utilisons que les signaux avec un rapport signal/bruit élevé et jugeons la qualité de nos mesures par la fonction de cohérence :

$$coh(\omega) = \frac{S_{x,y}(\omega) * Han(\omega)e^{i\omega t_0}}{\sqrt{[S_{x,x}(\omega) * Han(\omega)][S_{y,y}(\omega) * Han(\omega)]}}, \tag{3.8}$$

La différence de phase entre deux signaux $\Delta\Phi$ est égale à la phase du filtre de Wiener. On peut donc calculer la vitesse de phase de la façon suivante :

$$c(\omega) = \frac{d}{\Delta t} \tag{3.9}$$

avec

$$\Delta t = T\left(\frac{\Delta\Phi_W(\omega)}{2\pi} + n\right) ; \; n \in \mathbb{N} \tag{3.10}$$

où T est la période, $\Phi_W(\omega)$ est la phase du filtre de Wiener et n est le nombre de cycles qu'il faut rajouter à la phase. La valeur de n est déterminée pour chaque période au cours de la procédure de *déroulement de la phase*.

Le déroulement de la phase se fait à partir de longues périodes où il ne peut pas y avoir d'ambiguïté sur la valeur de n, car l'ajout de 2π à la différence de phase modifierait très fortement la vitesse de phase estimée. Puisqu'aux longues périodes la vitesse de phase varie peu, la valeur de n est calculée à partir de modèles moyens de la Terre comme PREM (Dziewonski & Anderson 1981) ou IASP91 (Kennett & Engdahl 1991). Par contre, aux courtes périodes, l'ajout de 2π change assez peu la vitesse de phase, ce qui peut entraîner des erreurs sur l'estimation de n. De plus, nous ne pouvons pas nous référer à des modèles standards de la Terre parce que la vitesse de phase aux courtes périodes peut être très différente d'un milieu à un autre. Le déroulement de la phase s'effectue donc à partir de longues périodes pas par pas, d'une période à une autre. A chaque pas, on vérifie la continuité de la différence de phase par rapport à sa valeur précédente.

3.1.3 Analyse de réseau

La méthode de détermination de la vitesse de phase par filtre de Wiener est basée sur la mesure de la variation de phase entre deux stations alignées avec l'épicentre du séisme. Dans la pratique, un séisme donné est très rarement parfaitement aligné avec les deux stations entre lesquelles on mesure la courbe de dispersion. Dans ce cas, la déviation avec le grand cercle doit être choisie la plus petite possible, typiquement inférieure à 5°. Pour un couple de stations donné, cette condition réduit considérablement le nombre de séismes qui permettent de mesurer la vitesse de phase.

En effet, ce tri sélectif n'est pas toujours vraiment justifié. Nous savons que les ondes de surface se propagent le long du grand cercle seulement dans une Terre latéralement homogène. Dans la Terre réelle, l'onde peut traverser des structures hétérogènes sur son chemin, du séisme jusqu'aux stations. Les déviations du rai dues aux hétérogénéités latérales peuvent atteindre jusqu'à 15° d'écart angulaire (Levshin *et al.* 1994; Cotte *et al.* 2000). Cet écart induit une erreur importante dans les mesures de vitesse de phase.

Une possibilité de minimiser cet effet est de moyenner les mesures d'un grand nombre d'événements différents avec une couverture azimutale homogène. Dans ce cas, nous pouvons considérer des écarts au grand cercle plus grands que 5°. Les incertitudes obtenues sur les mesures sont majorées, dans le sens où la courbe de dispersion moyenne ne dépend plus des hétérogénéités latérales sur le chemin séisme-station. Par contre, les barres d'erreur obtenues sur les vitesses de phase sont assez larges. Une solution efficace à ce problème est de prendre en compte l'angle d'incidence de l'onde pour chaque mesure de vitesse de phase.

Dans cette étude, nous avons utilisé la méthode de mesure de vitesse de phase par l'analyse de réseau (Cotte *et al.* 2000; Baumont *et al.* 2002). Le code utilisé est produit par Baumont *et al.* (2002). En mesurant les temps de trajet sur plusieurs stations, on peut calculer, par inversion simple, l'azimut d'incidence de

l'onde. Les mesures de vitesse de phase interstation peuvent ensuite être corrigées en prenant en compte la déviation entre le grand cercle et l'azimut calculé. Ce calcul s'appuie sur l'approximation que le milieu sous le réseau est homogène. Trois stations sismiques minimum, situées "en triangle" sont requises pour cette méthode.

Pour une fréquence i donnée et un couple de stations j, le retard de phase $\Delta t_{i,j}$ peut être déterminé à partir de la mesure de la phase de l'interspectre. La distance entre les stations est définie par le vecteur $\Delta\overrightarrow{x}_j(\Delta x_e^j,\Delta x_n^j,\Delta x_z^j)$ et le temps de trajet $\delta t_{i,j}$ s'exprime de la façon suivante :

$$\delta t_{i,j} = -p_e^i \Delta x_e^j - p_n^i \Delta x_n^j - p_z^i \Delta x_z^j, \tag{3.11}$$

où $\overrightarrow{p}_i(p_e^i,p_n^i,p_z^i)$ est le vecteur lenteur.

Pour déterminer le vecteur lenteur $\overrightarrow{p}_i$, nous cherchons donc à minimiser par moindres-carrés l'expression :

$$\sum_j (\Delta t_{i,j} - \delta t_{i,j})^2. \tag{3.12}$$

La vitesse de phase c_i sous le réseau et la direction d'arrivée de l'onde BAZ_i (back-azimuth) déterminées s'expriment alors par :

$$c_i = \left(\sqrt{{p_e^i}^2 + {p_n^i}^2}\right)^{-1}, \tag{3.13}$$

$$BAZ_i = \tan^{-1}\left(\frac{p_e^i}{p_n^i}\right). \tag{3.14}$$

La mesure de back-azimuth nous permet d'obtenir la déviation au grand-cercle fréquence par fréquence, et donc de pouvoir corriger les mesures de vitesse de phase de cette déviation pour chaque point en fréquence.

3.2 Tomographie des rais par ondes de surface

Pour obtenir une carte de vitesses de phase dans la région à partir des mesures de vitesses de phase entre les stations du réseau, nous utilisons l'inversion

tomographique 2D de Yanovskaya & Ditmar (Ditmar & Yanovskaya 1987; Yanovskaya & Ditmar 1990). Cette méthode est basée sur le tracée des rais dans le cas plan. Puisque la sphéricité n'est pas prise en compte, cette méthode s'applique à des régions de petite taille, représentant généralement moins d'un centième de la surface de la Terre (Barmin *et al.* 2001).

Le terme *tomographie* signifie la reconstruction de l'objet par ses *projections* où les projections sont des fonctionnelles des caractéristiques physiques de l'objet. Dans notre cas, ces caractéristiques sont représentées par les vitesses de phase des ondes de surface. Comme "projections" on utilise des temps de trajets d'ondes de surface entre les stations. La tomographie sismique est un des problèmes inverses de la géophysique. La solution est obtenue en utilisant à la fois :

1. les données observées;
2. la relation théorique entre les données et les paramètres du modèle de Terre (problème direct);
3. l'information *a priori* sur les données et le modèle.

Comme tous les problèmes inverses, la tomographie sismique est un problème *non robuste* (une petite variation dans les données peut entraîner de grandes oscillations dans la solution) et *non-unique* si le nombre de données est limité (Aki & Richards 1980 ; Tarantola & Valette 1982 ; Tarantola 1987 ; Menke 1989 ; Parker 1994 ; Trampert 1998). De plus, les données sismiques réelles contiennent du *bruit aléatoire* ainsi que des *erreurs de mesures*, ce qui implique l'utilisation de méthodes statistiques dans la résolution.

3.2.1 Formulation du problème

Les données de la tomographie en ondes de surface sont des temps de trajet. On cherche à obtenir la distribution des vitesses de phase $c(r)$ dans la région étudiée, où r représente un point de la région avec les coordonnées (x,y). Pour

une période donnée, les temps de trajet peuvent s'écrire comme :

$$t_i = \int_{L_i} \frac{ds}{c(r)} \tag{3.15}$$

où t_i est le temps de trajet correspondant au rai L_i. L'expression (3.15) pour les temps de trajet peut être écrite sous la forme d'une intégration sur une surface Ω :

$$t_i = \int_{\Omega} g_i(r) c^{-1}(r)\, dr \tag{3.16}$$

où le noyau $g_i(r)$ a une singularité sur le rai L_i et est égal à zéro dans tout le domaine Ω.

La forme du rai L_i dans l'équation (3.15) et le noyau $g_i(r)$ dans l'équation (3.16) dépendent de la vitesse recherchée $c(r)$. Ces problèmes (3.15) et (3.16) sont donc non-linéaires. La solution est trouvée par une procédure de *linéarisation* et résolue itérativement. Pour linéariser notre système, on peut déterminer une petite déviation de la vitesse $\delta c(r)$ par rapport à un modèle initial $c_0(r)$:

$$\delta c(r) = c(r) - c_0(r). \tag{3.17}$$

Pour un modèle initial de vitesse $c_0(r)$, on peut calculer les temps de trajet entre les stations :

$$t_{0i} = \int_{L_{0i}} \frac{ds}{c_0(r)}. \tag{3.18}$$

La différence entre (3.15) et (3.18) donne alors

$$\delta t_i = t_i - t_{0i} = \int_{L_i} \frac{ds}{c(r)} - \int_{L_{0i}} \frac{ds}{c_0(r)}. \tag{3.19}$$

L'expression (3.19) peut être écrite sous la forme d'une intégration sur le rai L_{0i} correspondant au modèle initial parce que la variation du rai est seulement du deuxième ordre de grandeur par rapport aux variations du temps de trajet δt_i :

$$\delta t_i \cong \int_{L_{0i}} (c^{-1} - c_0^{-1})\, ds = \int_{\Omega} G_i(r) m(r)\, dr \tag{3.20}$$

où

$$m(r) = (c^{-1} - c_0^{-1}) c_0. \tag{3.21}$$

Par analogie avec le noyau $g_i(r)$ de l'équation (3.16) nous introduisons le noyau $G_i(r)$ dans l'équation (3.20). Notons que les dimensions de $g_i(r)$ et $G_i(r)$ sont différentes. Le noyau $G_i(r)$ satisfait la condition suivante :

$$\int_{\Omega} G_i(r)\, dr = t_{0i} \tag{3.22}$$

et a une singularité sur le rai L_{0i} qui ne dépend plus de la vitesse. Les trois dernières équations (3.20), (3.21) et (3.22) déterminent ainsi le problème linéarisé.

On peut donc formuler le problème linéarisé sous la forme suivante : on connaît les variations du temps de trajet δt_i sur les rais $i = 1,2,\ldots,N$ qui sont liées au paramètres du modèle $m(r)$ par l'expression (3.20) où le noyau $G_i(r)$ satisfait la condition (3.22). Il faut estimer $m(r)$. Le problème non-linéaire (3.16) peut-être résolu par une procédure itérative où, à chaque itération, on résout le problème linéarisé (3.20).

3.2.2 Approche généralisée à la résolution du système

Dans le cas général du problème tomographique, nous disposons d'un jeu de *données* enregistrées γ_i $(i = 1,2,\ldots,N)$. Dans notre cas particulier, les données γ_i sont des variations du temps de trajet δt_i. Ces données sont liées au *modèle* recherché $m(r)$ (variations de vitesse) par une expression *linéaire* :

$$\gamma_i = \int_{\Omega} G_i(r) m(r)\, dr \tag{3.23}$$

Les données γ_i peuvent contenir des erreurs décrites par la matrice de covariance R_γ. Le nombre de données est limité. Les données ne couvrent pas entièrement et uniformément le domaine étudié Ω. Cette dernière condition est spécifique à la tomographie sismique à la différence de la tomographie médicale,

par exemple. La solution du problème (3.23) à partir de ces données est non-unique. Pour stabiliser la solution, nous devons appliquer au modèle des conditions *a priori*. En fonction des conditions choisies, on distingue plusieurs types de résolution du problème tomographique.

L'approche générale pour la résolution du système (3.23) est de présenter la fonction recherchée par un système de fonctions de base $\psi_j(r)$:

$$m(r) = \sum_{j=1}^{M} \lambda_j \psi_j(r) \tag{3.24}$$

et de réduire l'équation (3.23) à un système linéaire de coefficients λ_j. Ici, M est le nombre des fonctions de base nécessaires pour l'approximation de la solution. La valeur de M dépend de la méthode concrète choisie pour la résolution du problème.

Si les données ne contiennent pas d'erreurs nous pouvons écrire :

$$\gamma_i = \sum_{j=1}^{M} \lambda_j \int_\Omega G_i(r)\psi_j(r)\, dr = \sum_{j=1}^{M} \lambda_j S_{ij}, \tag{3.25}$$

où

$$S_{ij} = \int_\Omega G_i(r)\psi_j(r)\, dr. \tag{3.26}$$

L'expression (3.25) peut également être représentée sous la forme matricielle de la façon suivante :

$$\gamma = \mathbf{S}\lambda. \tag{3.27}$$

Si les données contiennent des erreurs, décrites par une matrice de covariance $\mathbf{R}_\gamma$, la solution peut être trouvée en minimisant l'expression :

$$\sum_{ij} \left(\gamma_i - \int_\Omega G_i(r)m(r)\, dr \right) R_{ij}^{-1} \left(\gamma_j - \int_\Omega G_j(r)m(r)\, dr \right). \tag{3.28}$$

Dans ce cas, l'équation pour trouver les coefficients λ_i s'écrit sous la forme

$$\mathbf{S^T R_\gamma^{-1} S}\lambda = \mathbf{S^T R_\gamma^{-1}}\gamma. \tag{3.29}$$

Les fonctions de base peuvent être choisies *a priori* (e.g. Nakanishi & Andreson 1982 ; Montagner & Tanimoto 1991 ; Trampert & Woodhouse 1995, 1996 ; Laske & Masters 1996 ; Zhang & Lay 1996 ; Ekström *et al.* 1997 ; Spakman & Bijwaard 2001) ou construites à partir de certaines conditions appliquées à la solution. Ici nous ne parlerons pas en détail des méthodes utilisant les fonctions de base choisies *a priori*. Nous pouvons seulement noter que ces méthodes ont un défaut important : elles représentent le modèle de la même façon dans les parties croisées par les rais et dans les parties où il n'y a pas de rais (Yanovskaya 1997a). Dans le cas où les rais ne couvrent pas uniformément la région, ces méthodes ne sont pas adaptées. Nous devons donc utiliser les méthodes qui prennent en compte la couverture du milieu par les rais. Plusieurs approches sont possibles pour aborder le problème. Les plus connues sont l'approche Bayesienne (Franklin 1970; Jackson 1979; Tarantola & Valette 1982; Tarantola & Nersessian 1984) et le formalisme de Backus & Gilbert (1968), repris notamment par Chou & Booker (1979).

Tarantola & Valette (1982) et Tarantola & Nersessian (1984) proposent une approche non linéaire, qui résout le problème en minimisant une fonction coût en introduisant une somme pondérée des matrices de covariance spatiales définies *a priori* dans l'espace des modèles. Ils suggèrent l'utilisation d'une fonction de covariance spatiale des paramètres du modèle avec une longueur d'onde qui définit le degré de lissage du modèle.

$$\int\int_\Omega m(r)R_m^{-1}(r,r')m(r)\, drdr' = \min \tag{3.30}$$

où $R_m(r,r')$ est la fonction de covariance *a priori* du modèle. Dans le cas le plus simple, cette fonction a une forme gaussienne :

$$R_m(r,r') = \sigma^2 \exp\left(-\frac{|r-r'|}{2L^2} \right), \tag{3.31}$$

où L est la taille moyenne de corrélation des hétérogénéités choisie *a priori* et σ représente leurs amplitudes.

Le désavantage de cette méthode est que nous devons choisir la longueur de corrélation *a priori*, c'est-à-dire connaître à l'avance la taille moyenne des hétérogénéités étudiées, ce qui n'est pas toujours possible dans la pratique. De plus, si les rais ne couvrent pas la région uniformément, la longueur de corrélation doit être modifiée dans les différentes parties de la région, ce qui rend la résolution très difficile. Si la longueur de corrélation est choisie fixe dans toute la région, cette méthode a le même défaut que l'application des fonctions de base *a priori*.

Backus & Gilbert (1968) ont développé une méthode 1D de résolution de problèmes inverses sans utiliser de paramétrisation *a priori*. Ils proposent d'appliquer la condition de lissage suivante au modèle recherché :

$$\int_0^R m^2(r)\,dr = \min \tag{3.32}$$

La solution est obtenue finalement par minimisation de l'expression

$$\int_0^R (m'(r))^2\,dr + \alpha\left[m^2(R) + m^2(0)\right]. \tag{3.33}$$

Ici, on désigne par α un *paramètre de régularisation* qui détermine le degré de lissage de la solution. Ce paramètre peut être choisi librement.

3.2.3 Méthode de Yanovskaya & Ditmar

Yanovskaya & Ditmar (Ditmar & Yanovskaya 1987; Yanovskaya & Ditmar 1990) ont généralisé la méthode de Backus & Gilbert (1968) à deux dimensions en appliquant les critères de lissage suivants :

$$\begin{cases} \int |\nabla m|^2\,dr = \min \\ m = const \qquad \text{pour } |r| \to \infty \end{cases} \tag{3.34}$$

La condition (3.34) signifie que la fonction $m(r)$ est continue, mais que ses dérivées peuvent avoir des discontinuités le long des rais. Le problème (3.34) représente un problème mathématique classique de la recherche d'un minimum à

une condition. Il peut être résolu par la méthode des multiplicateurs de Lagrange qui réduit le système (3.34) à l'équation suivante :

$$\Delta m = \sum_i \frac{\mu_i}{2} G_i(r), \tag{3.35}$$

où μ_i sont les multiplicateurs de Lagrange. La fonction de Green pour l'opérateur de Laplace dans l'équation de Poisson (3.35) s'écrit sous la forme :

$$g(r,r') = -\frac{1}{2\pi}\ln|r - r'|. \tag{3.36}$$

La solution du problème (3.34) est donc

$$m(r) = \sum_i \lambda_i \int_\Omega G_i(r')\ln|r - r'|\,dr' + C. \tag{3.37}$$

Les coefficients λ_i sont calculés à partir des relations

$$\sum_i \lambda_i t_{0i} = 0 \tag{3.38}$$

obtenues en remplacant $m(r)$ dans (3.20) par (3.37). La constante C est déterminée à partir de la condition à l'infini de l'équation (3.34).

Dans ce cas, les fonctions de base ont la forme :

$$\psi_i(r) = \begin{cases} \int G_i(r')\ln|r - r'|\,dr' & \text{pour } i = 1,2,\ldots,N \\ 1 & \text{pour } i = N+1 \end{cases} \tag{3.39}$$

La forme des fonctions de base est schématiquement présentée dans la figure 3.5. Les fonctions de base ont une discontinuité sur les rais et sont continues partout ailleurs.

Les valeurs de vitesses entre les rais, obtenues par cette méthode, peuvent être interprétées comme une interpolation entre les valeurs sur les rais. La minimisation (3.34) est, en quelque sorte, analogue à une interpolation par splines d'une fonction à partir de ses valeurs en certains points. Seulement, dans notre cas, on fait l'interpolation entre les rais.

Pour estimer la résolution latérale de l'inversion tomographique, nous avons utilisé la méthode de Yanovskaya (Yanovskaya 1997b ; Yanovskaya *et al.* 1998), détaillée dans le chapitre 4.2.4 (page 120).

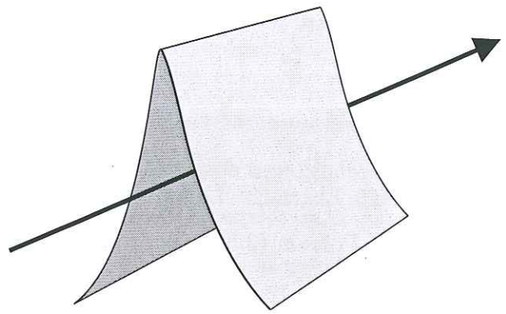


FIG. 3.5 – *La forme des fonctions de base obtenues par la méthode de Yanovskaya & Dimar (1990).*

3.3 Inversion des courbes de dispersion

3.3.1 Inversion linéarisée

Les courbes de dispersion locales obtenues par tomographie peuvent être inversées en termes de modèles de vitesses d'onde S. Pour aborder ce problème, le modèle du milieu recherché est présenté par des couches planes homogènes. Ceci permet de réduire le problème de la recherche d'une loi de vitesse en fonction de la profondeur $\beta(z)$ à la recherche d'un certain nombre de paramètres. Ces paramètres sont les vitesses d'onde S dans chaque couche β_i et les épaisseurs des couches h_i, qui constituent le vecteur du modèle $\mathbf{m}$. Le coefficient de Poisson, la densité et le facteur de qualité sont gardés fixes car ils n'influent que peu sur l'inversion. Le vecteur des données $\mathbf{c}^{obs}$ comporte la courbe de dispersion mesurée. La courbe de dispersion est représentée par les valeurs discrètes de vitesse de phase c_j qui correspondent aux périodes T_j. Nous devons estimer le modèle $\mathbf{m}$ pour que le vecteur des données $\mathbf{c}(\mathbf{m})$ calculé pour ce modèle soit très proche de $\mathbf{c}^{obs}$. En termes mathématiques, nous devons trouver le minimum de la fonction

coût suivante (Tarantola & Valette 1982) :

$$S(\mathbf{m}) = \sum_j \frac{\left(c_j(\mathbf{m}) - c_j^{obs}\right)^2}{\sigma_j^2}, \tag{3.40}$$

où σ_i sont les erreurs de mesures.

Le minimum de cette fonction peut être recherché par des méthodes numériques, comme les méthodes de gradient, ou par une procédure itérative réduisant le problème à chaque itération au système d'équations linéaires. Dans ce cas, la solution du problème direct $\mathbf{c}(\mathbf{m})$ à chaque itération peut être calculée par la méthode de Thomson-Haskell (Haskell 1953).

3.3.2 Inversion stochastique

L'inversion de courbes de dispersion est un problème non-unique. Le résultat de l'inversion dépend fortement du modèle initial choisi. Pour explorer les solutions possibles, nous avons utilisé l'inversion stochastique de Monte-Carlo (Shapiro *et al.* 1997). La figure 3.6 montre le schéma de cette inversion, d'après Shapiro (1996).

La première étape consiste à calculer le modèle de vitesse avec l'inversion linéarisée en minimisant la fonction coût (3.40). Le calcul de l'inversion linéarisée a été effectué à l'aide d'un logiciel développé par Herrmann (1987). Ce modèle est ensuite utilisé comme modèle initial pour l'inversion stochastique.

La deuxième étape consiste à appliquer une variation aléatoire de vitesse et d'épaisseur des couches du modèle et à calculer la courbe de dispersion correspondant à ce nouveau modèle. Si la courbe de dispersion calculée est comprise dans les barres d'erreurs de la courbe de dispersion mesurée, le modèle est gardé et utilisé comme modèle initial pour une nouvelle itération. Sinon, il est rejeté et un nouveau départ s'opère à partir du dernier modèle accepté. Cette inversion non-linéaire permet d'explorer un vaste domaine de modèles possibles. La solution finale est l'ensemble des modèles ainsi déterminés. Lorsque les modèles

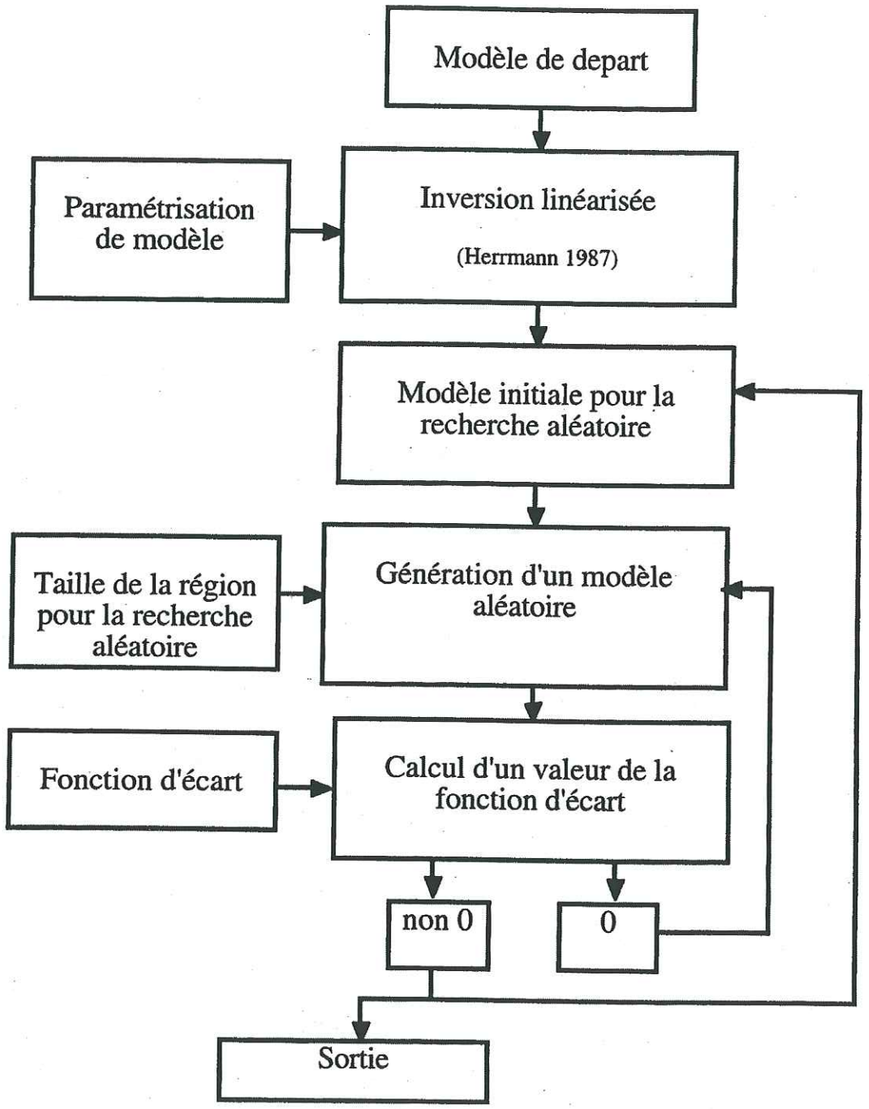
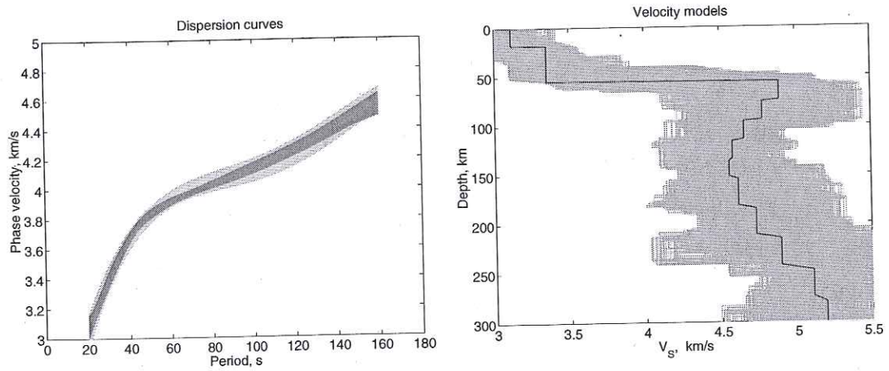


FIG. 3.6 – *Schéma d'inversion stochastique de Monte-Carlo, d'après Shapiro (1996)*



(a) (b)

FIG. 3.7 – *Résultat de l'inversion stochastique de Shapiro et al. (1997). (a) : la courbe de dispersion mesurée contenant les barres d'erreur (en gris clair) et les courbes de dispersion calculées pour tous les modèles acceptés par l'inversion (en gris foncé). (b) : le modèle initial (en noir) et l'ensemble de modèles retenus par l'inversion (en gris).*

BIBLIOTHÈQUE SCIENCES GRENOBLE UNIVERSITAIRE
052 220453 6

présentent un ensemble de solutions assez homogène, le modèle moyen peut être calculé avec son incertitude à chaque profondeur.

La figure 3.7b montre, en gris, l'ensemble des modèles acceptés par l'inversion stochastique de Shapiro *et al.* (1997), pour un exemple de mesure des vitesses de phase en Iran. Le modèle tracé en noir représente le modèle initial utilisé pour cette inversion. La courbe de dispersion mesurée contenant les barres d'erreur est présentée en gris clair dans la figure 3.7a. Les courbes de dispersion calculées pour tous les modèles acceptés par l'inversion sont montrés en gris foncé.

3.3.3 Inversion stochastique par gradients

Le défaut important de la méthode de Shapiro *et al.* (1997) est que le manteau, comme la croûte, est représenté par des couches. Il en résulte que dans la solution finale la vitesse des ondes S peut présenter des sauts importants dans le manteau. D'un point de vue purement mathématique, ces modèles donnent des courbes de dispersion qui rentrent dans les barres d'erreur de nos mesures. Mais physiquement, ces modèles sont inacceptables. De plus, puisque on prend en compte tous les modèles, probables et improbables, cela augmente les barres d'erreur de la solution. Ces barres d'erreur ne correspondent plus aux erreurs des mesures, c'est un artefact de l'inversion. Par conséquent, l'interprétation du profil de vitesse en termes géotectoniques perd son sense.

Pour résoudre ce problème, nous avons développé une inversion stochastique par gradients, où le caractère continu de la variation de vitesse dans le manteau est pris en compte. Le schéma de l'inversion par gradients ressemble beaucoup à celui de Shapiro (1996). Mais plutôt que de faire varier les paramètres dans chaque couche, nous modifions aléatoirement les gradients de vitesse dans le manteau et les profondeurs de transition entre deux zones à gradients.

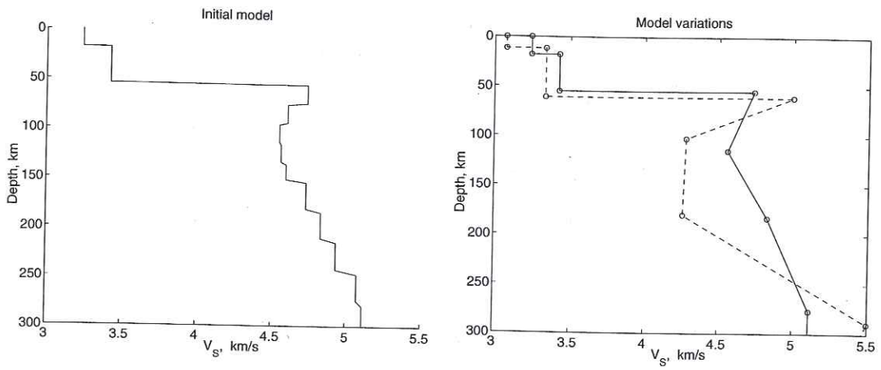
Dans le modèle obtenu par inversion linéarisée, nous repérons des changements majeurs de gradient de vitesse, dans la partie correspondant au manteau. Nous

appliquons des variations de vitesse et d'épaisseur à ces zones et obtenons de nouvelles variations de gradients dans le manteau. Cette procédure est illustrée dans la figure 3.8.

La figure 3.8a montre un modèle de vitesse obtenu par inversion linéarisée. Pour utiliser ce modèle dans l'inversion stochastique par gradients, nous devons d'abord le transformer en modèle de gradients. Cette transformation est montrée dans la figure 3.8b en trait continu : nous ne repérons et ne gardons que quelques points pour lesquels le gradient de vitesse change considérablement. Les transitions entre les zones à gradients de vitesse sélectionnées sont marquées par des cercles. Ensuite, on applique des variations aléatoires sur les vitesses et les profondeurs à des points de changements de gradient choisis. Par cette procédure, on obtient un autre modèle, marqué par un trait pointillé dans la figure 3.8b. L'amplitude des variations est volontairement exagérée dans cette figure pour mieux expliquer le principe de l'inversion. De nouveaux gradients de vitesse dans le manteau sont ainsi déterminés.

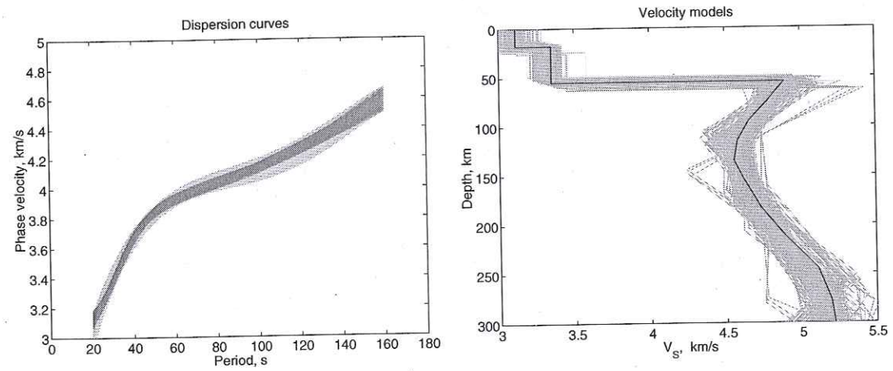
Pour vérifier ce nouveau modèle, on divise le manteau en couches minces tout en gardant les gradients de vitesse calculés. La partie correspondant à la croûte ne change pas. La courbe de dispersion est calculée pour ce modèle discrétisé et comparée ensuite avec les mesures. Si elle rentre dans les barres d'erreurs, nous procédons à une nouvelle itération du processus d'inversion en utilisant le dernier modèle à gradients comme modèle de départ. Sinon, le modèle est rejeté et la procédure est recommencée à partir du dernier modèle accepté.

Nous avons appliqué l'inversion par gradients à la même courbe de dispersion que dans la figure 3.7, afin de pouvoir comparer les deux méthodes. Le résultat de l'inversion est présenté dans la figure 3.9. Cette figure montre que l'inversion par gradients ne sélectionne que des modèles physiquement probables, où la variation de vitesse en profondeur est quasiment continue. Les barres d'erreur sont considérablement réduites. Néanmoins, nous avons exploré la non-unicité du modèle.



(a) (b)

FIG. 3.8 – *Construction du modèle aléatoire par inversion stochastique en gradients. (a) : modèle initial obtenu par inversion linéarisée. (b) trait continu : modèle initial (a) transformé en modèle de gradients avec les points de changement de gradient marqués par des cercles ; trait pointillé : nouveau modèle obtenu par tir aléatoire sur les vitesses et les profondeurs en ces points.*



(a) (b)

FIG. 3.9 – *Résultat de l'inversion stochastique par gradients appliquée à la même courbe de dispersion que dans la figure 3.7. (a) : la courbe de dispersion mesurée avec les barres d'erreur associées (en gris clair) et les courbes de dispersion calculées pour tous les modèles acceptés par l'inversion en gradients (en gris foncé). (b) : le modèle initial (en noir) et l'ensemble de modèles retenus par l'inversion en gradients (en gris).*

Bibliographie

Aki, K. & Richards, P.G., 1980. Quantitative seismology. Volume I, Eds Freeman and Co., San Francisco.

Backus G. & Gilbert F., 1968. The resolving power of gross Earth data. *Geophys. J. R. Soc.,* **16**, 169–205.

Barmin, M.P., Ritzwoller, M.H. & Levshin, A.L., 2001. A fast and reliable method for surface wave tomography. *Pure appl. Geophys.,* **158**, 1351–1375.

Baumont, D., 1999. Caractérisation sismilogique de la structure lithospérique des Andes Centrales (17°-20°). Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Baumont, D., Paul, A., Beck, S., Zandt, G. & Pedersen, H., 2002. Lithospheric structure of the central Andes based on surface wave dispersion. *Geophys. J. Int.,* **107**, B12, 103–115.

Chou, C.W. & Booker, J.R., 1979. A Backus-Gilbert approarch to the inversion of travel time data for three dimensional velocity structure. *Geophys. J. R. astr. Soc.,* **59**, 325–344.

Cotte, N., Pedersen, H. A., Campillo, M., Farra, V. & Cansi, Y., 2000. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.,* **142**, 825–840.

Ditmar, P. G. & Yanovskaya, T. B., 1987. Generalization of Backus-Gilbert method for estimation of lateral variations of surface wave velocities. *Izvestiya Acad. Sci. USSR, Physics of the Solid Earth,* **23**, 6, 470–477.

Dziewonski, A. M. & Anderson, D.L., 1981. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth planet Sci.,* **184**, 297–356.

Dziewonski, A., Bloch, S. & Landisman, N., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bull. seism. Soc. Am.,* **59**, 427–444.

Ekström, G., Tromp, J. & Larson, E.W.F., 1997. Measurements and global models of surface-wave propagation. *J. Geophys. Res.,* **102**, 8147–8158.

Franklin, J.N., 1970. Well-posed stochastic extensions of ill-posed linear problems. *J math. Analysis Applic.,* **31**, 682–716.

Haskell, N.A., 1953. The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bull. seism. Soc. Am.,* **43**, 17–34.

Herrin, E. & Goforth,T., 1977. Phase-matched filters: application to the study of Rayleigh waves. *Bull. seism. Soc. Am.,* **67**, 1259–1275.

Herrmann, R. B., 1987. Computer programs in seismology, Volume IV: Surface waves inversion. Saint Louis University, Missouri.

Jackson, D.D. 1979. The use of a priori data to resolve non-uniqueness in linear inversion. *Geophys. J. R. astr. Soc.,* **57**, 137–157.

Keilis-Borok, V.I. (ed.), 1989. Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Kennett, B.L.N. & Engdahl, E.R., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase indefication. *Geophys. J. Int.,* **105**, 429–465.

Lander, A.V. & Levshin, A.L., 1989. Recording, identification and measurement of surface wave parameters, in *Seismic surface waves in laterally inhomogeneous Earth,* V.I. Keilis-Borok (ed.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Laske, G. & Masters, G., 1996. Constraints on global phase velocity maps from long-period polarization data. *J. Geophys. Res.,* **101**, 16059–16075.

Levshin, A.L. Surface and guided seismic waves. Institute of the Earth Physics: Science, Moscow (in Russian).

Levshin, A.L. & Ritzwoller, M.H., 2001. Automated detection, extraction, and measurement of regional surface waves. *Pure appl. Geophys.,* **158**, 1531–1545.

Levshin, A., Ritzwoller, M. & Ratnikova, L., 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia, *Geophys. J. Int,* **117**, 577–590.

Menke, W., 1989. Geophysical data analyses: Discrete inverse theory. Academic Press, New York.

Montagner, J.P. & Tanimoto, T., 1991. Global upper mantle tomography of seismic velocities and anisotropies. *J. Geophys. Res.,* **96**, 20337–20351.

Nakanishi, I. & Anderson, D.L., 1982. World-wide distribution of group velocities of mantle Rayleigh waves as determined by spherical harmonic inversion. *Bull. seism. Soc. Am.,* **72**, 1185–1194.

Oliver, J., 1962. A summary of observed seismic surface wave dispersion, *Bull. Seism. Soc. Am.,* **52**, 81–86.

Parker, R.L., 1994. Geophysical inverse theory. Princeton University Press, Princeton, NJ.

Russell, D.W., Herrmann, R.B. & Hwang, H., 1988.Application of frequency-variable filters to surface-wave amplitude analysis. *Bull. seism. Soc. Am.,* **78**, 339–354.

Shapiro, N., 1996. Etude de l'interaction des ondes sismiques guidées régionales avec les hétérogénéités de la croûte. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Shapiro, N., Campillo, M., Paul, A., Singh, S.K, Jongmans, D. & Sanchez-Sesma, F.J., 1997. On the origin of long period seismic-wave amplification in the Valley of Mexico. *Geophys. J. Int.,* **128**, 151–166.

Spakman, W. & Bijwaard, H., 2001. Irregular cell parametrization of tomographic problems. *Pure appl. Geophys.*, **158**, 1401–1423.

Tarantola, A., 1987. Inverse problems theory, methods for data fitting and model parameter estimation. Elsevier, Amsterdam.

Tarantola, A. & Nersessian, A., 1984. Three-dimensional inversion without blocks. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **76**, 299–306.

Tarantola, A. & Valette, B., 1982. Generalized non-linear inverse problems solved using the least square criterion. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 219–232.

Taylor, S. R. & Toksöz, M. N., 1982. Measurement of interstation phase and group velocities and Q using Wiener filtering. *Bull. seism. Soc. Am.*, **72**, 73–91.

Trampert, J., 1998. Global seismic tomography: the inverse problem and beyond. *Inverse problems*, **14**, 371–385.

Trampert, J. & Woodhouse, J., 1995. Global phase velocity maps of Love and Rayleigh waves between 40 and 150 seconds. *Geophys. J. Int.*, **122**, 675–690.

Trampert, J. & Woodhouse, J., 1996. High resolution global phase velocity distributions. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 21–24.

Wiener, N., 1949. Time series. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts.

Yanovskaya, T.B., 1997a. Problems of seismic tomography, in *Problems of geotomography*, Institute of the Earth Physics: Science, Moscow, 86–98 (in Russian).

Yanovskaya, T.B., 1997b. Resolution estimation in the problems of seismic ray tomography. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, **33**, 9, 762–765.

Yanovskaya T.B. & Ditmar, P.G., 1990. Smoothness criteria in surface wave tomography. *Geophys. J. Int.*, **102**, 63-72.

Yanosvskaya, T.B., Kizima, E.S. & Antonova, L.M., 1998. Structure of the crust in the Black Sea and adjoining rgions from surface wave data. *J. Seism.*, **2**, 303–316.

Zhang, Y.-S. & Lay, T., 1996. Global surface-wave phase velocity variations. *J. Geophys. Res.*, **101**, 8415–8436.

Chapitre 4

Structure lithosphérique de la mer Egée

4.1 Contexte géodynamique

La mer Egée est un domaine de déformation particulièrement rapide, distribuée sur une vaste région, depuis la fosse nord-égéenne jusqu'aux fosses helléniques. Le domaine égéen est situé dans la zone de convergence entre les plaques africaine et eurasienne, qui se traduit par une subduction le long de l'arc hellénique. Tandis que toute la région se trouve globalement sous un régime compressif modéré, la mer Egée est en extension générale rapide. Ces caractéristiques de la mer Egée en ont fait une région d'étude privilégiée pour les problèmes de relation entre cinématique et dynamique (Le Pichon *et al.* 1995).

L'évolution du domaine égéen est représentée par des reconstructions géodynamiques de la région depuis 190 Ma (Aubouin 1973 ; Mercier 1975 ; Bonneau 1982 ; Dercourt *et al.* 1986). Depuis le Trias, l'océan téthysien subducte sous sa marge nord. A la limite Jurassique supérieur - Crétacé inférieur, près de la zone de fermeture de la Téthys, une première nappe ophiolitique de grande ampleur se met en place sur la marge sud de l'Europe. C'est le premier événement signifi-

catif enregistré dans les chaînes des Dinarides et des Hellénides. Depuis l'Eocène, les différents domaines de la chaîne Hellénique se mettent en place, dans un contexte de collision continentale. La subduction se poursuit à l'est, mais le domaine océanique restant à subducter devient de plus en plus réduit. L'extension de la mer Egée débute au cours de l'Oligocène supérieur - Miocène inférieur. Une extension généralisée se poursuit jusqu'à la période actuelle, interrompue par des courtes phases compressives (Mercier *et al.* 1976 ; Angelier *et al.* 1978). Mercier *et al.* (1987, 1989) montrent que l'extension initialement orientée NE-SO depuis le Miocène change au cours du Pléistocène inférieur pour une orientation actuelle NNO-SSE.

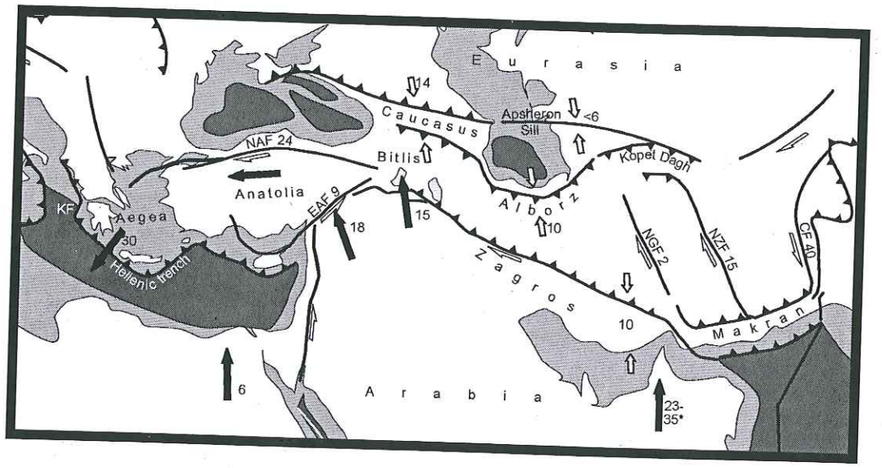


FIG. 4.1 – *Carte géodynamique du Moyen-Orient, de l'Anatolie et du domaine égéen, d'après Regard (2003). Les flèches noires indiquent les vitesses par rapport à l'Eurasie stable. Les flèches blanches montrent les vitesses de convergence à travers de principaux systèmes orogéniques (double-flèches) et des systèmes décrochants (demi-flèches).*

La cinématique actuelle de la mer Egée est gouvernée par deux effets principaux : le déplacement de l'Anatolie vers l'ouest et la déformation interne de la

mer Egée (Jackson 1994) (figure 4.1). Le déplacement de la microplaque anatolienne vers l'ouest est accommodé par la Faille Nord-Anatolienne (FNA) au nord et par la Faille Est-Anatolienne (FEA) au sud-est. Les données GPS indiquent que le centre de l'Anatolie ne subit pas de déformation interne significative et tourne en sens anti-horaire de façon rigide. Cette rotation est caractérisée par des vitesses le long de la FNA de 24 mm/a et le long de la FEA de 9 mm/a. La vitesse de déplacement de la partie sud de la mer Egée est de 3 cm/a par rapport à l'Eurasie stable (Le Pichon *et al.* 1995 ; McClusky *et al.* 2000).

La Faille Nord-Anatolienne est initiée après la collision entre l'Arabie et l'Eurasie au niveau de la zone de suture de Bitlis (Sengör *et al.* 1979), en réponse à l'extrusion du bloc anatolien vers l'ouest (Armijo *et al.* 1996). D'après Armijo *et al.* (1999), la FNA se propage vers l'ouest, dans le domaine égéen, depuis 5 Ma. Cette progression se manifeste actuellement par l'ouverture rapide du Golfe de Corinthe. D'autres auteurs suggèrent des dates plus récentes, entre 1 et 1,7 Ma (Flotté 2002 ; Nielsen 2003).

Le mécanisme de l'ouverture de la mer Egée n'est pas encore bien compris. La mer Egée est considérée généralement comme un bassin d'arrière-arc associé à la subduction (Le Pichon & Angelier 1979 ; Horvath & Berckhemer 1982 ; Royden 1993). McKenzie (1972) propose que la migration vers le sud-ouest de l'arc hellénique est reliée à la poussée de la plaque arabique vers le nord et à un mouvement conséquent d'extrusion de l'Anatolie très rapide. Des études plus récentes (Robertson & Glover 1998 ; Gautier *et al.* 1999 ; Martinod *et al.* 2000 ; Jolivet 2001) montrent que l'extension dans la mer Egée est plus ancienne (Oligocène supérieur - Miocène inférieur) que la collision Arabie-Eurasie (Miocène supérieur). Dans ce cas, l'extension égéenne devrait avoir des causes supplémentaires, autres que l'extrusion de l'Anatolie vers l'ouest (Doglioni *et al.* 2002).

Ces auteurs supposent que le domaine égéen subit une extension entre le Miocène et le début du Pliocène, mais il est découplé du reste de l'Anatolie. Depuis le Pliocène, en plus de sa déformation interne, la mer Egée participe au

mouvement vers le sud-ouest dans la continuité du mouvement de l'Anatolie. Des modèles analogiques récents proposent que l'extension égéenne serait due à l'effondrement de la chaîne de collision des Hellénides, et serait facilitée par la présence du bord libre représenté par la zone de subduction (Hatzfeld *et al.* 1997 ; Gautier *et al.* 1999 ; Jolivet 2001).

Des modélisations numériques (Meijer & Wortel 1997) et analogiques (Jolivet et Faccenna 2000) du champ des contraintes et des déformations, couplées aux observations à la surface (McClusky *et al.* 2000), montrent le rôle prépondérant de la traction et du recul du slab subductant sous l'arc Hellénique par rapport à la force de poussée de l'Anatolie. Comme indiquent Wortel & Spakman (2000), l'approche purement cinématique, qui ne prend pas en compte la force de traction du slab comme un moteur possible (Mantovani *et al.* 1996, 1997, 2000), ne suffit pas à expliquer la tectonique régionale dans la mer Egée. D'autres auteurs (Ratschbacher *et al.* 1991 ; Faccenna *et al.* 1996 ; Carminati *et al.* 1998) proposent que la convergence générale entre les plaques africaine et eurasienne pourrait représenter également un processus de fond important dans la dynamique du bassin égéen.

De nombreuses études effectuées dans la mer Egée ont apporté des connaissances approfondies sur la géologie et la cinématique de la région. Néanmoins, des déplacements rapides observés en surface doivent être liés probablement à des processus profonds dans le manteau. Pour mieux comprendre l'évolution et la géodynamique de la région, il est donc indispensable de combiner les études reliées à la surface (e.g. sismicité, mesures GPS, mécanismes au foyer) à celles de la structure profonde sous la mer Egée. La structure du manteau sous le domaine égéen est relativement mal connue actuellement.

La structure profonde sous la mer Egée a été étudiée essentiellement par la tomographie sismique. Des données récentes de tomographie permettent d'imager un panneau de lithosphère froide plongeant au moins jusqu'à 600 km, associé au slab subductant (Spakman 1986 ; Spakman *et al.* 1988 ; Ligdas *et al.* 1990). Certains auteurs montrent que le slab descend jusqu'à 1000-1400 km (Spakman

et al. 1993 ; Piromallo & Morelli 2003 ; Rubie & van der Hilst 2001). La tomographie semble confirmer que le slab soit détaché du côté ouest de la mer Egée, sous les chaîne des Dinarides et des Hellénides (Spakman *et al.* 1988 ; Spakman 1990 ; Wortel & Spakman 2000). Des indices de détachement du slab sont également trouvées du coté est de la mer Egée et sous la zone de Bitlis (Davies & von Blakenburg ; Papazachos *et al.* 2000 ; Piromallo & Morelli 2003). Par contre, tous les auteurs s'accordent sur le fait que la subduction se poursuit sous l'arc Hellénique.

A l'échelle locale, la tomographie en ondes de volume (Papazachos *et al.* 1995 ; Papazachos & Nolet 1997 ; Tiberi *et al.* 2000) donnent des images de haute résolution de la zone de subduction hellénique. Ces images montrent une anomalie de vitesse rapide associée à la lithosphère océanique, qui plonge jusqu'à 150-200 km de profondeur. Le domaine nord-égéen, qui subit des déformations importantes, n'est couvert par ces études que jusqu'à 100 km de profondeur. Dans la section suivante, nous proposons une étude tomographique de la mer Egée basée sur les ondes de surface, qui couvrent entièrement la région. D'une part, cette approche permet d'imager la structure profonde jusqu'à 200-250 km. D'autre part, elle ne donne pas seulement les variations des vitesses dans la lithosphère (comme la tomographie en ondes de volume), mais apporte également des contraintes sur les vitesses absolues.

4.2 Tomographie de la mer Egée par ondes de surface

Article soumis à Geophysical Journal International

Surface-wave tomography in the Aegean region

E. Bourova[1,2] I. Kassaras[3], H. Pedersen[1], T. Yanovskaya[2], D. Hatzfeld[1] & A. Kiratzi[4]

[1] Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Observatoire de Grenoble, France

[2] Institute of Physics, Saint-Petersburg State University, Russia

[3] Seismological Laboratory, Department of Geophysics and Geothermics, University of Athens, Greece

[4] Geophysical Laboratory, Aristotle University of Thessaloniki, Grecce

Abstract

The 3D structure of the lithosphere beneath the Aegean Sea is investigated using surface-wave tomography. Rayleigh and Love waves recorded by 15 broadband stations installed for a duration of 6 months in the Aegean region are processed through array analysis and Wiener filtering. The resulting two-station phase velocities are used to determine lateral variations of Rayleigh wave phase velocities between 20 and 100 s period by a ray based 2D tomography method. The obtained phase velocities are inverted to calculate S-wave velocity variation with depth using a combination of linearized inversion and a Monte-Carlo based non-linear inversion.

The absolute S-wave velocity is resolved to a depth of approximately 200 km. The shape of the subduction zone is found to be asymmetric, which is in agreement with P-wave travel-time tomography and intermediate depth seismicity studies in the area. In the northern part of the Aegean, in the prolongation of the North Anatolian fault which is influenced by strong extensional movements, we found low S-wave velocities at 100-150 km depth. This supports a model of a distributed deformation of the upper mantle in the area. Separate Rayleigh and Love wave phase velocity inversions along common profiles reveal a strong anisotropy in the northern Aegean down to our maximum of resolution (200 km), i.e. most likely including the top of the asthenosphere.

4.2.1 Introduction

It is still largely unknown whether continental lithospheric deformation is localized along major faults which extend through the whole lithosphere or is distributed over large areas (Tchatcher 1995; England & Jackson 1989). In the latter hypothesis major faults are the surface expression of a distributed underlying deformation. Further complexity arises from our poor knowledge of the interaction between the lithosphere and asthenosphere, and the implication of the latter in plate tectonic driving forces (e.g. Bourne *et al.* 1997; Bokelmann 2002). These questions are particularly difficult to answer because most of the available information related to the deformation is located at or close to the surface (GPS-geodesy, tectonics, seismicity) and very little is related to parameters associated with the displacement or the deformation of the uppermost mantle.

The Aegean region, which is continental and lies between the African and Eurasian lithospheric plates, is particularly interesting in this context. Firstly, the kinematics are well documented by geodetic measurements (McClusky *et al.* 2000), seismic focal mecanisms (Papazachos & Kiratzi 1996; Jackson & McKenzie 1988), and tectonic observations for the Miocene time (Gautier & Brun 1994) and the Quaternary (Mercier *et al.* 1987; Armijo *et al.* 1996). Secondly, the lateral movements are very large. Even though the two plates converge at a rate of 1 cm/y, the convergence across the Hellenic trench is approximately 3.5 cm/y. This high rate is due both to the westward motion of Anatolia relative to Africa and to the rapid and intense deformation that affects the region. The northern part of the Aegean, into which the North Anatolian Fault extends, is submitted to strong extensional strain.

The crustal structure and thickness of the Aegean is reasonably well known from a wide variety of studies using deep seismic soundings (Makris 1978; Makris & Stobbe 1984), gravity data (Tsokaz & Hansen 1997), surface wave data (Papazachos 1969; Kalogeras & Burton 1996; Karagianni *et al.* 2002), and receiver

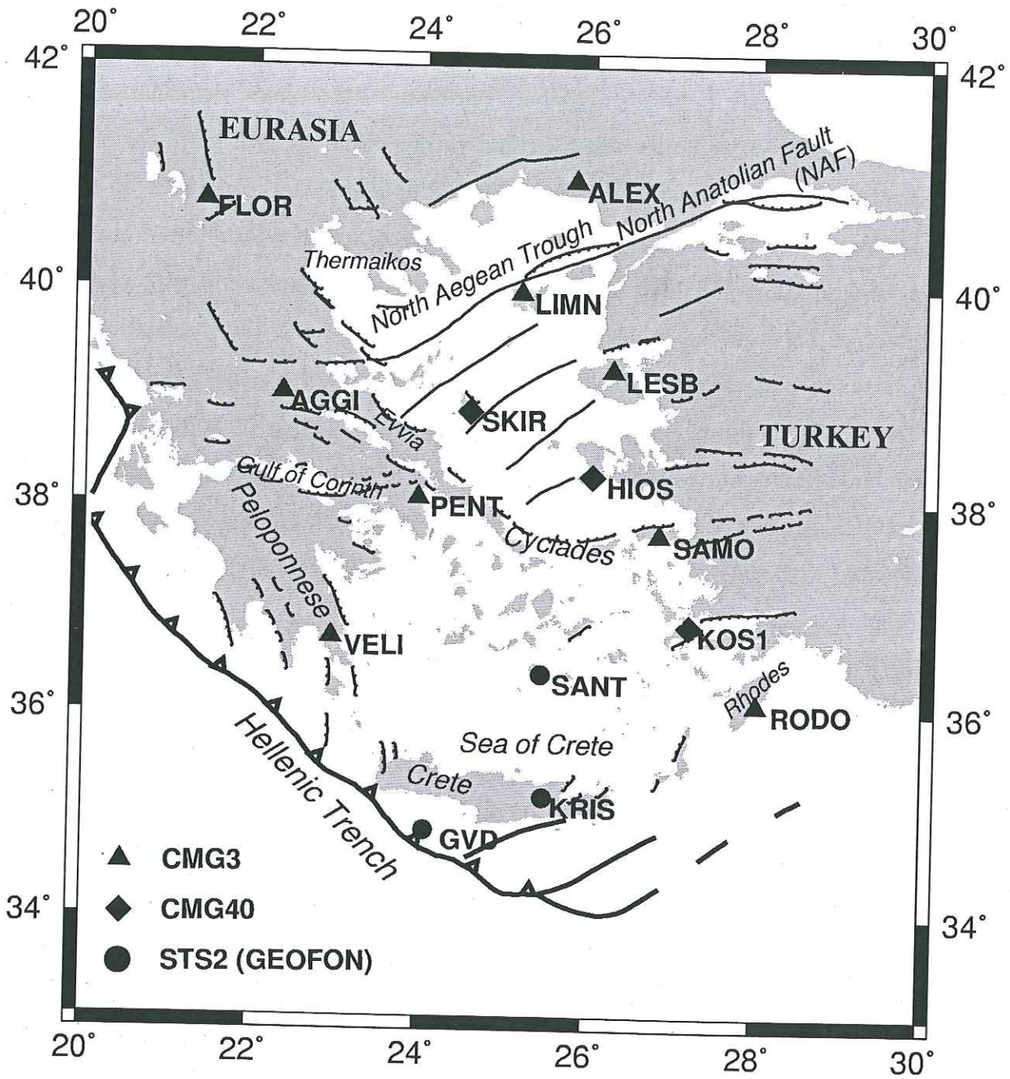


FIG. 4.2 – *The main features of the region under study and the distribution of three-component broad-band seismological stations used in the surface-wave tomography. The temporary network is composed of 12 broad-band stations equipped with CMG3-T (100 s) and CMG40 (60 s), and 3 GEOFON stations equipped with STS2 (100 s) sensors.*

function inversion (Priestley *et al.*, in prep.), but we have a relatively poor idea of the mantle structure. The mantle structure has been studied mostly by P-wave travel time inversion using local and teleseismic events (Spakman *et al.* 1988; Papazachos *et al.* 1995; Papazachos & Nolet 1997; Tiberi *et al.* 2000), the latter providing velocity perturbations relative to an input velocity model. Absolute velocities can be better estimated by travel time inversion from local events but the resolution of the data is poor for the deeper part of the lithosphere and the underlying asthenosphere, due to the very limited intermediate depth seismicity (with a maximum depth of 180 km) in the Aegean region. This is particularly true for the northern Aegean where there is no resolution below 100 km depth. The present study complements previous tomography results from the area (Spakman *et al.* 1988; Papazachos *et al.* 1995; Papazachos & Nolet 1997; Tiberi *et al.* 2000).

We here show results from a surface wave study using the best broadband station coverage of the region to date. The advantage of the surface waves, in spite of a poorer lateral resolution than in teleseismic body-wave tomography, is the good constraints on absolute shear wave velocities, which are difficult to obtain with other tomography techniques. We use a teleseismic surface-wave tomography for 3D imaging of the lithosphere using a method proposed by Yanovskaya & Ditmar (Ditmar & Yanovskaya 1987; Yanovskaya & Ditmar 1990). Phase velocities are calculated for periods up to 100 s thereby giving information at depths down to approximately 200 km. Due to the short duration of the field experiment, we increased the number of useable events by combining two-station measurements with array analysis (e.g. Baumont *et al.* 2002).

4.2.2 Data and phase velocity measurements

The data were obtained during a 6-month temporary seismological experiment in 1997 (Hatzfeld *et al.* 2001). The temporary network was composed of 30 digital three-component seismological stations covering the Aegean. For this study we

used 12 broad-band stations equipped with CMG3-T (100 s) and CMG40 (60 s) seismometers which recorded continuously at a sample frequency of 62.5 per second. Data from three temporary GEOFON stations equipped with STS2 (100 s) seismometers are also included. The distribution of the stations is presented in Figure 4.2. Technical details are described in Hatzfeld *et al.* (2001).

We selected 65 teleseismic events distributed mostly between -30° to 80° and 120° to 200°, with magnitudes larger than 5.5, in a distance range from 17 to 159 degrees and a good signal-to-noise ratio. All records were corrected for the instrumental response. Multiple filter analysis (Dziewonski *et al.* 1969) and subsequent frequency-time filtering (Levshin 1989) were applied to Rayleigh (vertical component) and Love (transverse component) waves to minimize contamination by noise, spectral holes and multi-pathing. Records with low signal to noise ratio and poorly constrained group velocities were eliminated. Approximately 40% of the initial data were rejected.

Phase velocity dispersion curves for Rayleigh and Love waves can be determined between selected pairs of stations located on the same great circle as the epicenter, within a few degrees. The phase velocity analysis is complicated by two problems. Firstly, the interstation distance at long periods is smaller than or approximately equal to the wavelength. In this case the phase differences between the two stations are small, and therefore induce large phase velocity errors. Secondly, the seismic rays are deflected from the great circle path by lateral velocity variations. The ray deflection can reach an angle as large as 15° (Cotte *et al.* 2000) and result in incorrect phase velocity estimations as the propagation distance between the two stations is different from the one inferred from the great-circle path. This problem increases with increasing angular difference between the station-station and the epicenter-station great circles. The first problem can only partly be solved by very careful and manual data processing. The natural solution would therefore be to increase the amount of data to obtain a statistically reliable estimate, but this can only be done by relaxing the condition

that the two stations and the epicenter must be aligned within a few degrees.

We use array measurements to be able to relax the geometrical constraints on the epicenter-stations geometry. The array analysis (Cotte *et al.* 2000; Baumont *et al.* 2002) is based on the assumption of plane waves within a sub area of the network and makes it possible to make a good first-order estimation of the propagation direction of the waves. We can subsequently allow for angles between epicenter-station and station-station great circles of up to 25 degrees, thereby increasing the amount of data.

The array analysis is carried out by inverting the travel time differences between the stations to obtain the propagation direction. The phase difference between the stations in the profile under analysis can then be correctly converted into phase velocities by using the corrected propagation distance. The array analysis requires a minimum of three stations installed in a 'triangle-like' geometry, and in our case it was typically carried out using data from three or four stations.

The array analysis does not remove the need for very careful data selection and processing. The frequency-time filtering was carried out with manual control at all steps, and the time differences used in the array and phase velocity analysis were calculated using Wiener filtering (e.g. Taylor and Toksöz 1982). Only phase differences estimated with a coherency higher than 0.95 were accepted. The careful data selection and processing also make it possible in some cases to extend the dispersion measurements beyond the seismometer's cut-off frequency.

For each interstation profile, we calculated the average phase velocity and the standard deviation using all the available phase velocity measurements for the profile. The profiles for which we obtained phase velocities for Rayleigh and Love waves are shown in Figure 4.3. For Rayleigh waves, the profiles of phase velocity measurements cover the region rather uniformly and can be used for tomography. For Love waves, phase velocities are measured along some profiles only. They cannot be used for separate Love wave tomography but, combined with Rayleigh wave phase velocity measurements, they yield information on anisotropy in the

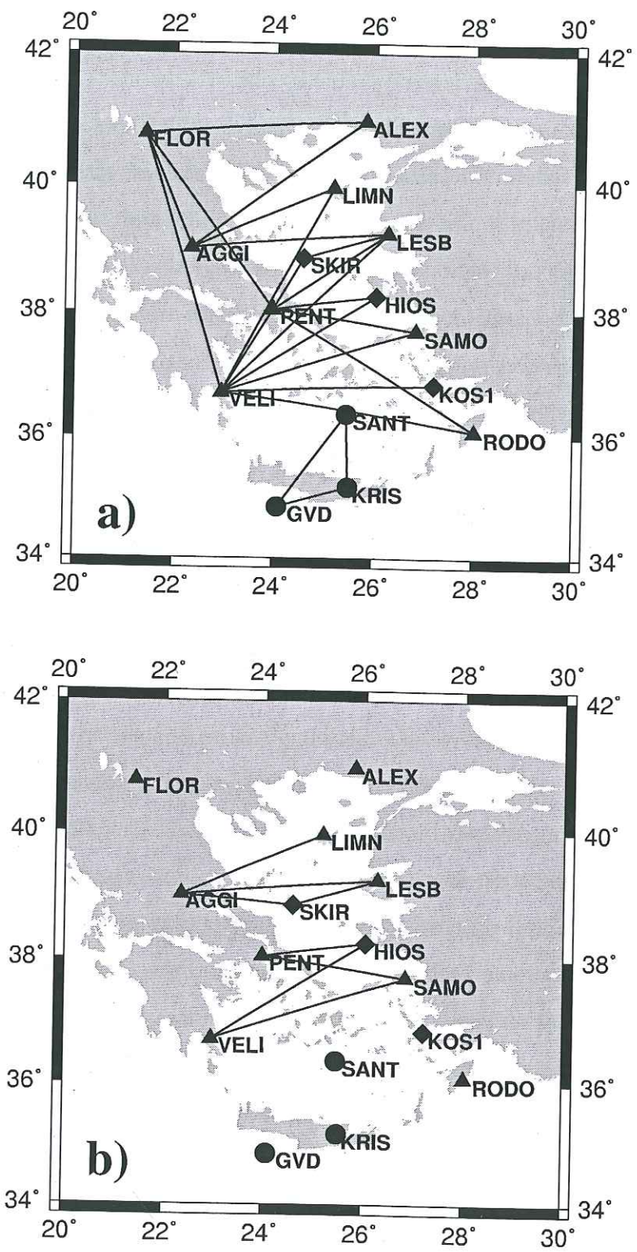


FIG. 4.3 – *The profiles for which good quality phase velocity measurements were obtained for (a) Rayleigh waves - 25 profiles and (b) Love waves - 8 profiles in total. Phase velocity dispersion curves are determined by a combination of two-station and array measurements.*

area.

It was not possible to obtain phase velocity measurements along the profiles in the area of Crete (GVD, KRIS, SANT). This problem has mainly three causes: 1) the stations are located very closely; 2) the signal to noise ratio at long periods was generally low; and 3) of the events with a good signal to noise ratio, the majority suffered from strong multi-pathing effects. We therefore calculated the average structure beneath these stations using the array technique of Pedersen *et al.* (2003). However, with only one high-quality event, the measurement may be biased. We therefore associated it with big error-bars, to strongly decrease its influence on the subsequent tomography. We verified that the inclusion of these stations did not alter the tomography results in other areas which are covered by better measurements, including the area immediately north of Crete.

4.2.3 Method

Surface-wave tomography

In this study we used a 2D surface-wave tomography method developed by Ditmar & Yanovskaya (1987) and Yanovskaya & Ditmar (1990). This method is a generalization to two dimensions of the classical one-dimensional method of Backus & Gilbert (1968). The method is based on the assumption of smoothness of the phase velocity function $V(\mathbf{x})$ according to the following criterion:

$$(\mathbf{d}-\mathbf{Gm})^T(\mathbf{d}-\mathbf{Gm}) + \alpha \int\int |\nabla m(\mathbf{x})|^2 \, d\mathbf{x} = \min\,, \tag{4.1}$$

where

$$m(\mathbf{x}) = (V^{-1}(\mathbf{x}) - V_0^{-1})V_0,$$

$$d_i = t_i - t_{i0},$$

$$(\mathbf{Gm})_i = \int\int G_i(\mathbf{x}) m(\mathbf{x}) \, d\mathbf{x} = \int_{L_{0i}} m(\mathbf{x}) \frac{ds}{V_0},$$

$$\int\int G_i(\mathbf{x}) \, d\mathbf{x} = \int_{L_{0i}} \frac{ds}{V_0} = t_{i0}.$$

The first term in (4.1) is an estimate of the misfit between observed and predicted data and the second term ensures a smooth solution. V_0 is the velocity corresponding to an initial model, t_i is the observed travel time along the i-th path L_{0i}, t_{i0} is the travel time calculated for the initial model, α is a regularization parameter that characterize the smoothness of the solution. The solution $V(\mathbf{x})$ is determined in Cartesian coordinates $\mathbf{x} = (x,y)$.

This method was developed for the plane case and the paths are assumed to be straight lines. However, this assumption is not acceptable if the rays are long. As we cannot neglect the sphericity of the Earth we adopted the following procedure. The region of the sphere covered by the rays is transformed into a plane so that the invariance of travel times is saved. The solution is constructed on a plane, and then the plane is transformed back into a sphere. The initial rays are straight lines on a plane, but on a sphere they differ from the great circle paths. Therefore, this technique is acceptable only for regions of rather small size (maximum 2000×2000 km). For large-scale regions the solution should be constructed directly on a sphere (Yanovskaya *et al.* 2000).

4.2.4 Resolution analysis

The estimation of resolution is one of the main problems in seismic tomography. As the solution is not unique the input data do not contain the information on velocities of seismic waves in every point of the medium. The size of the heterogeneity that can be reliably detected using a given data sampling can be estimated through a resolution analysis. It also helps to distinguish artefacts detected in the solution, that are caused by the applied method.

For our data set, the propagation paths are oriented mostly E-W in the Aegean sea and SE-NW in the western part of the region. When the rays have a preferred direction the resolution along this direction is worse than across it. To estimate the resolution as a function of azimuth, we use the method proposed by Yanovskaya

(1997):

As the amount of data is limited the solution of the tomography problem (4.1) is smoothed. The degree of smoothness is determined by the resolution matrix R

$$\hat{m} = Rm \tag{4.2}$$

If R is the identity matrix, the solution is unique and all model parameters are independently resolved. For simple visualization of the solution quality we present the resolution matrix R in terms of the averaging area. Reformulating the equation (4.2) as an integration gives:

$$\hat{m}(x) = \int A(x',x)m(x')\,dx'$$

where $A(x',x)$ is the averaging kernel.

Since a solution of the tomography problem (4.1) in the point (x_0,y_0) is determined as a linear combination of the data

$$m(x_0,y_0) = \sum_i a_i(x_0,y_0)d_i$$

the averaging kernel is

$$A(x,y;x_0,y_0) = \sum_i a_i(x_0,y_0)G_i(x,y)$$

The size of the averaging area in the x-direction can be estimated by integration of the function $A(x,y;x_0,y_0)$ over the y-direction

$$F(\mathbf{x};x_0,y_0) = \int_0^Y A(x,y;x_0,y_0)\,dy.$$

We assume here that the rays are inside the area $0 < x < X$, $0 < y < Y$. For an ideal solution, i.e. where all parameters can be independently resolved, $F(x;x_0,y_0)$ is a δ-function. As a criterion of smoothness we take the proximity of $F(x;x_0,y_0)$ and the δ-function. This proximity can be estimated by a difference between $\int_0^X F(x';x_0,y_0)\,dx$ and the Heavyside function $H(x-x_0)$. If the average kernel is not zero and equals $\frac{1}{ab}$ within a rectangle $x_0 - \frac{a}{2} < x < x_0 + \frac{a}{2}$, $y_0 - \frac{b}{2} < y < y_0 + \frac{b}{2}$, then

$$\int_0^X \left[\int_0^X F(x';x_0,y_0)\,dx' - H(x-x_0)\right]^2 dx = \frac{a}{12}.$$

Consequently, for any arbitrary kernel we can estimate the size of the averaging

area as

$$S(x_0,y_0) = 12 \int_0^X \left[\int_0^X F(x';x_0,y_0)\, dx' - H(x - x_0) \right]^2 dx. \tag{4.3}$$

The azimuth dependence of resolution can be calculated by rotation of the x axis. To simplify this approach the averaging area can be approximated by an ellipse centered in the point (x_0,y_0) with axes equal to the largest and to the smallest values of S, and the direction of the largest axis coinciding with the direction of the maximum S. A mean size of the averaging area is estimated as

$$L = \frac{S_{min} + S_{max}}{2}. \tag{4.4}$$

The tomographic method presented above was applied to Rayleigh wave phase velocity measurements in the period range from 20 to 100 s. The minimum of the functional (4.1) is computed by a gradient method. The solution of the tomographic problem is calculated separately for every period 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 and 100 s in a grid $0.3^o \times 0.3^o$. Phase velocities obtained by 2D tomography at each period were assembled to dispersion curves at each grid point. These dispersion curves were used as input to the depth inversion.

Measurement errors, multipathing and interference of Rayleigh and Love waves can all lead to incompatible travel time distribution in the region. To reduce the effect of large errors, we performed the following procedure (Yanovskaya *et al.* 1998). As soon as a solution for lateral velocity variations is obtained, remaining travel time residuals σ are calculated along all paths. The paths with a travel time residual larger than 3σ are eliminated from the data set. The procedure of tomographic reconstruction is repeated until all large residuals are eliminated. In our case, the number of eliminated paths varies from 2 to 5 depending on period.

Inversion for S-velocity with depth

Phase velocity dispersion curves obtained by 2D tomography at each point of the grid were inverted to vertical S-wave velocity sections along four profiles shown in Figure 4.13. We used the two-step inversion technique of Shapiro *et al.* (1997). As the first step the dispersion curves were inverted using a linearized inversion method using the software of Herrmann (1987). Following other tomographic studies in the Aegean region (Tiberi *et al.* 2000; Papazachos & Nolet 1997) we used as a starting model the one given by Papazachos *et al.* (1995) with modified crustal thicknesses in different points of the profile. We used crustal thicknesses from Priestley *et al.* (in prep.).

To explore the non-uniqueness of the solution, the output of the linearized inversion was used as input for a stochastic Monte-Carlo inversion generating a set of models by random perturbation of S-wave velocities and interface depths. The model changes at each iteration were less than 0.1 km/s for S-wave velocities and 10% for thicknesses. Five runs with different series of random numbers were used to ensure that we explored different points of the parameter space. Only the models corresponding to phase velocity curves within the error bars were accepted. A priori constraints on crustal thickness were added to the inversion to avoid unrealistic models. We allowed for crustal thicknesses corresponding to the Moho map of Priestley *et al.* (in prep.) ± 2.5 km. The P-wave velocities were assumed to be $\sqrt{3}$ of S-wave velocities, the density values varied from 2.6 g/cm^3 in the crust to 3.5 g/cm^3 in the upper mantle at 250 km depth. We estimated the average thickness of water and sediment layers to 0.3 km and 0.7 km respectively. We verified that within the period range considered (20-100 s), these parameters did not influence the inversion and were consequently maintained constant for all the inversions. At each depth we calculated the average S-wave velocity and the standard deviation of all accepted models.

4.2.5 Results

Average dispersion curve

Figure 4.3 shows the profiles for which good quality Rayleigh (Figure 4.3a) and Love (Figure 4.3b) phase velocity dispersion curves were obtained. For an overall picture of the area, we calculated the mean phase velocity dispersion curves of Rayleigh waves for 20-100 s period shown in Figure 4.4. For comparison, we added the dispersion curves that correspond to the S-wave models suggested by Papazachos (1969), Papazachos *et al.* (1995) and IASP91 (Kennett & Engdahl 1991).

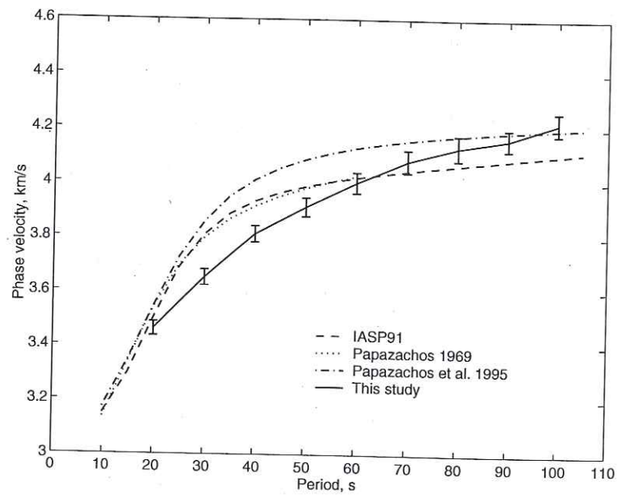


FIG. 4.4 – *Comparison of mean phase velocity dispersion curves of Rayleigh waves in the Aegean region. Phase velocity dispersion curves for Papazachos (1969), Papazachos et al. (1995) and IASP91 are calculated from corresponding S-wave velocity models. Our mean dispersion curve differs significantly from the curve of Papazachos et al. (1995) between 20 and 70 sec with a maximum difference at 40 sec.*

Our mean dispersion curve agrees well with the one inferred from the model of Papazachos *et al.* (1995) at both low and high periods, while it differs significantly

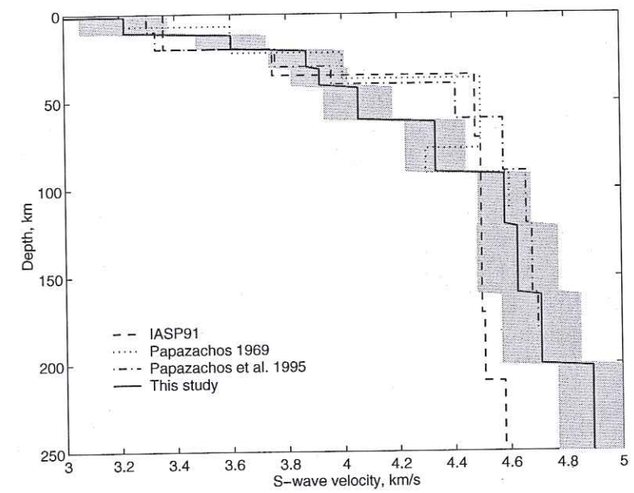


FIG. 4.5 – *Mean S-wave velocity models for the Aegean region. The mean S-wave velocity model of this study corresponds to our mean dispersion curve in Figure 4.4, inverted for S-wave velocity by the two-step inversion technique of Shapiro et al. (1997). The model of Papazachos et al. (1995) is used as a starting model in a linearized inversion. We plot here the mean S-wave velocity model with the standard deviation (grey shading) calculated from all possible models obtained in the stochastic Monte-Carlo inversion. The standard deviation of the Monte Carlo solutions strongly overestimates the error on the shear-velocities as non-realistic and highly oscillating models are included in the set of solutions. A more realistic error is of the order of 2%. As compared to Papazachos et al. (1995), our mean S-wave velocities are lower in the uppermost mantle, between 40 and 90 km.*

at intermediate (20-70 s) periods. Differences at such periods are likely to indicate structural differences in the uppermost mantle. These differences probably have two causes. Firstly, the sampled regions are somewhat different, and secondly, the model of Papazachos *et al.* was mainly derived from P-waves. We inverted our mean dispersion curve for S-wave velocity models using the two-step inversion technique of Shapiro *et al.* (1997) described above. The model of Papazachos *et al.* (1995) is used as a starting model in the linearized inversion. The set of final S-wave velocity models is obtained by a stochastic Monte-Carlo inversion. The mean model is shown in Figure 4.5 as well as the standard deviation computed from all acceptable models obtained in the stochastic Monte-Carlo inversion. As compared to Papazachos *et al.* (1995), our mean S-wave velocities are lower in the uppermost mantle between 40 and 90 km.

Note that the uncertainties in the velocity values are high. These big error bars mainly reflect the non-uniqueness of the solution, i.e. the trade-off between the velocity at different depths. For example, a 10% increase in the velocity at some particular depth would be compensated by a strong velocity decrease in the layer immediately above and/or below, and lead to a highly oscillating and unrealistic model. To obtain a better error estimate, we therefore calculated how much we could change the average velocity model, using realistic and smooth models. Realistic error bars are of the order of 2% within the lithosphere, except for the upper half of the crust which is not resolved with our data. The mean Moho depth of the region covered by phase velocity profiles is 30 km with maximum of 35 km in the northern part. In the model of Papazachos *et al.* (1995) the Moho is located at 40 km depth and the use of a 40 km thick crust may influence the uppermost mantle velocities. Therefore, we compared inversions with a the Moho located at 30 km and 40 km depth. The resulting models are very similar and stay within the error bars. As the S-wave model of Papazachos *et al.* (1995) includes information from continental Greece which is not well samples by our data, we conclude that the S-wave model of Papazachos *et al.* (1995) may not be adequate

for the central Aegean region between 40 and 90 km depth.

Individual profile dispersion curve

Figures 4.6 and 4.7 show phase velocity measurements for Rayleigh and Love wave in the period range 20-100 s for the profiles in Figure 4.3. Error bars are estimated for each profile by the standard deviation of individual dispersion curves to the profile average. Some phase velocity dispersion curves, especially in the southern part of the region, have large error bars. This is mostly due to the location of the seismological stations on islands and poor weather conditions during the experiment that results in a strong microseismic noise.

In general, phase velocities are relatively low in the northern part of the Aegean and anomalously high in the southern part. An example of this difference is shown in Figure 4.8 where Rayleigh wave phase velocities providing from a northern profile (ALEX-FLOR) is comapred to a southern profile (RODO-VELI).

The difference between the northern and the southern Aegean could be due to several causes, and in particular to the presence of a cold, subducting slab to the south (e.g. Tiberi *et al.* 2000). However, the tomography and subsequent inversion for the velocity structure are necessary to determine whether other causes influence the individual dispersion curves.

Tomographic images

We calculated the lateral variations of phase velocities beneath the Aegean by applying the 2D tomographic method described in section 4.2.3. The tomography is performed using the Rayleigh wave dispersion curves only because of an insufficient number of Love wave veloc ity measurements. Rayleigh wave phase velocities obtained from 2D tomography are shown in Figure 4.9 for selected periods. The results for 30, 60-70, 80 and 100 s are ommited, as they are similar to the presented maps of 20, 40, 50 and 90 s respectively.

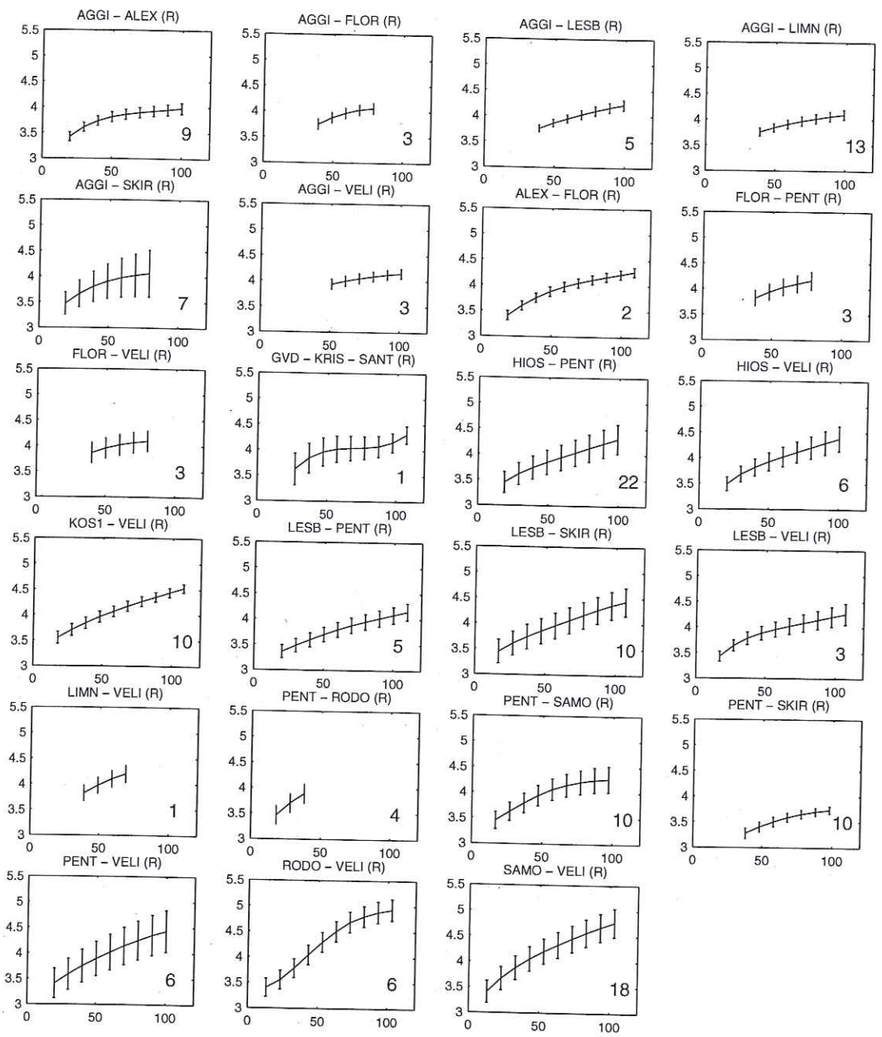


FIG. 4.6 – *Rayleigh wave mean phase velocity dispersion curves and their standard deviation for each individual profile (vertical axis: phase velocity in km/s, horizontal axis: depth in km). The number underneath each figure indicates the number of phase velocity measurements for this profile.*

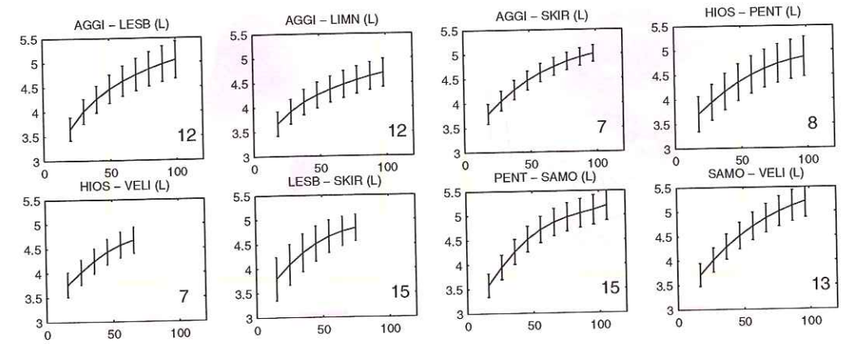


FIG. 4.7 – *Same as Figure 4.6 for Love wave dispersion curves.*

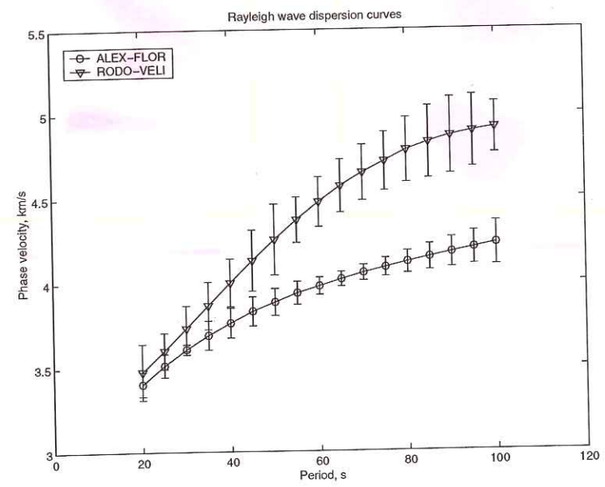


FIG. 4.8 – *Comparision of the dispersion curves in the northern part of the Aegean (profile RODO-VELI) and the southern part (profile ALEX-FLOR). The high phase velocities in the southern Aegean (profile RODO-VELI) are due to the presence of a cold subducted slab.*

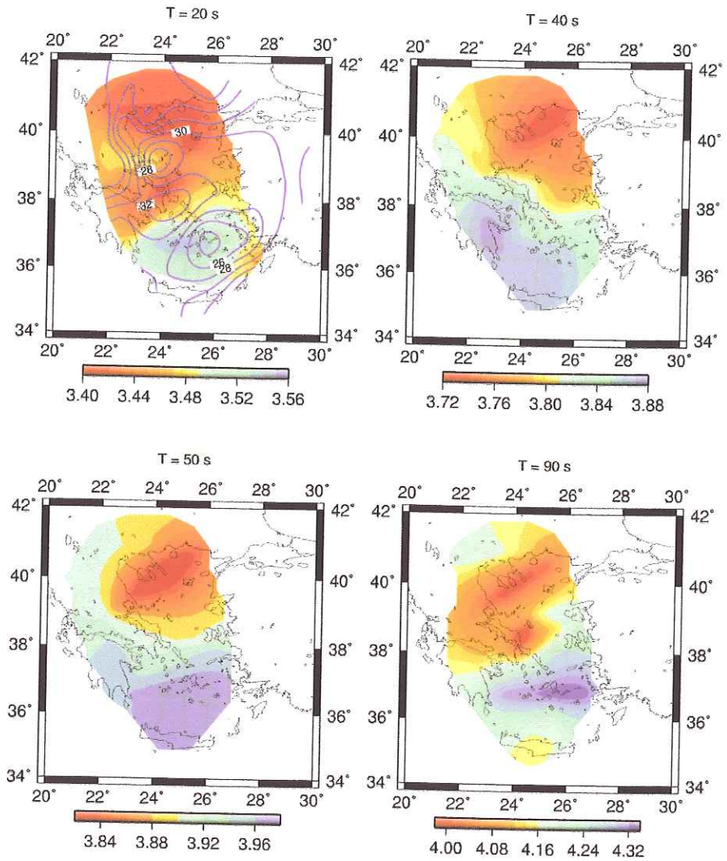


FIG. 4.9 – *Phase velocity variations of Rayleigh wave for periods 20, 40, 50 and 90 s. These tomographic maps do not correspond to phase velocity variations at a fixed depth but represent a weighted integration around one depth. As a rough approximation, the tomographic maps for 20, 40, 50 and 90 s sample the Earth from the surface to depths of 25, 60, 80, 150 km respectively. Phase velocities 20 s period are strongly influenced by the crustal thickness variations. At 40 s and larger periods a high velocity anomaly is observed in the southern Aegean, trending NW-SE, which we attribute to the Hellenic subduction zone dipping northward from the Hellenic Trench. The tomography in its very southmost part (Crete) is uncertain but it is compatible with the surroundings areas (see section 4.2.2).*

The quality of the solution can be estimated by comparing mean square travel time residuals obtained in the first step of the tomographic procedure (initial residuals) and the remaining residuals in the final step (Figure 4.10). The initial mean square travel time residual for our data set is 3.1 s and the mean remaining residual is 0.6 s, i. e. a decrease of 80%. If only the remaining dispersion curves are considered after the rejection of residuals larger than σ, the mean square travel time residuals still decreases by at least 50%, so the reduction of residuals is mainly due to lateral heterogeneity.

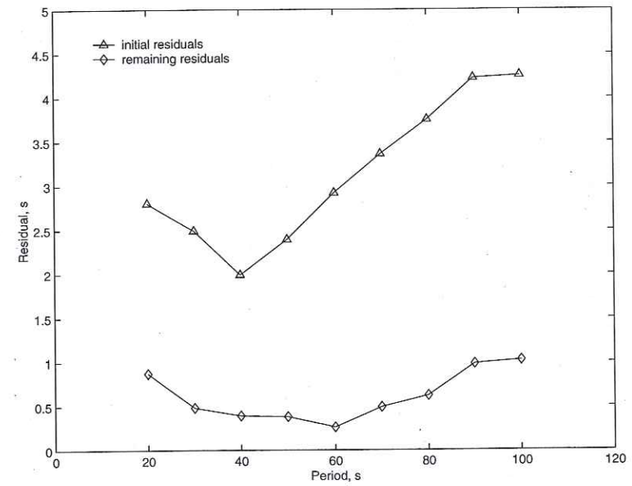


FIG. 4.10 – *Mean square travel time residuals of the 2D tomography method calculated for different periods. At least 50% of observed residuals can be explained by lateral heterogeneity.*

Figure 4.11 shows the averaging ellipses (see equation (4.3)) at 4 selected points for Rayleigh waves at 40 s period. As expected, their long axis is parallel to the predominant profile orientation. We have also computed the resolution length (mean diameter of the averaging area) L to define the region of acceptable resolution (Figure 4.12). We present here the results only for the area where the mean resolution length L is less than 400 km (averaging radius is less than 200

km), but as shown in Figure 4.12, the resolution length is typically better than 200 km.

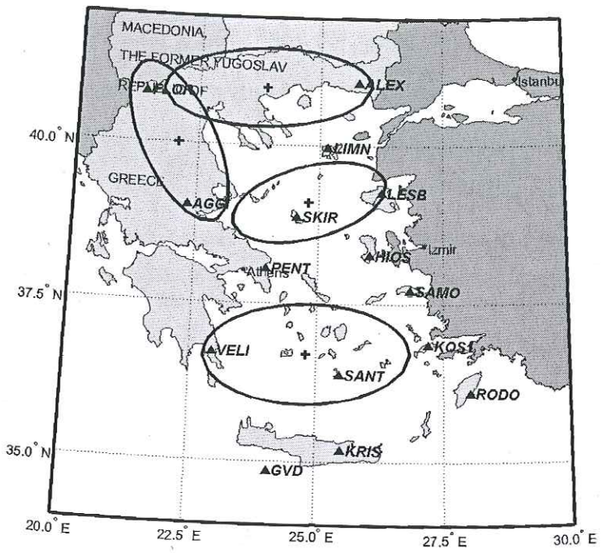


FIG. 4.11 – *Patterns of the averaging areas of elliptic shape in selected points (+) for Rayleigh waves at the 40 s period. The azimuth dependent resolution at any point* (x_0,y_0) *is approximated by an ellipse centered in* (x_0,y_0) *with axes equal to the largest and to the smallest value of* S *(see equation (4.3)). The long axes of the ellipses are parallel to the predominant profile orientation.*

Phase velocities at periods of 20-30 s sample a layer of approximately 40 km thickness and are strongly influenced by the crustal velocity structure and in particular by Moho depth. The crustal thickness varies considerably across the Aegean. In continental Greece, the Moho reaches a depth of 40 km (e.g. Kalogeras & Burton 1996), whereas in the sea of Crete, it is less than 25 km deep (e.g. Karagianni *et al.* 2002). In the subsequent inversions, we use the Moho depth map of Priestley *et al.* (in prep.) which has the advantage of covering the whole study region. This map, based on receive r function analysis, is in agreement with

other crustal studies (Makris & Stobbe 1984; Kalogeras & Burton 1996; Tsokaz & Hansen 1997; Karagianni *et al.* 2002; Horsan *et al.* 2 002) in those parts where they overlap. The Moho depths of Priestley *et al.* (in prep.) are superi mposed onto the phase velocity map of Figure 4.9.

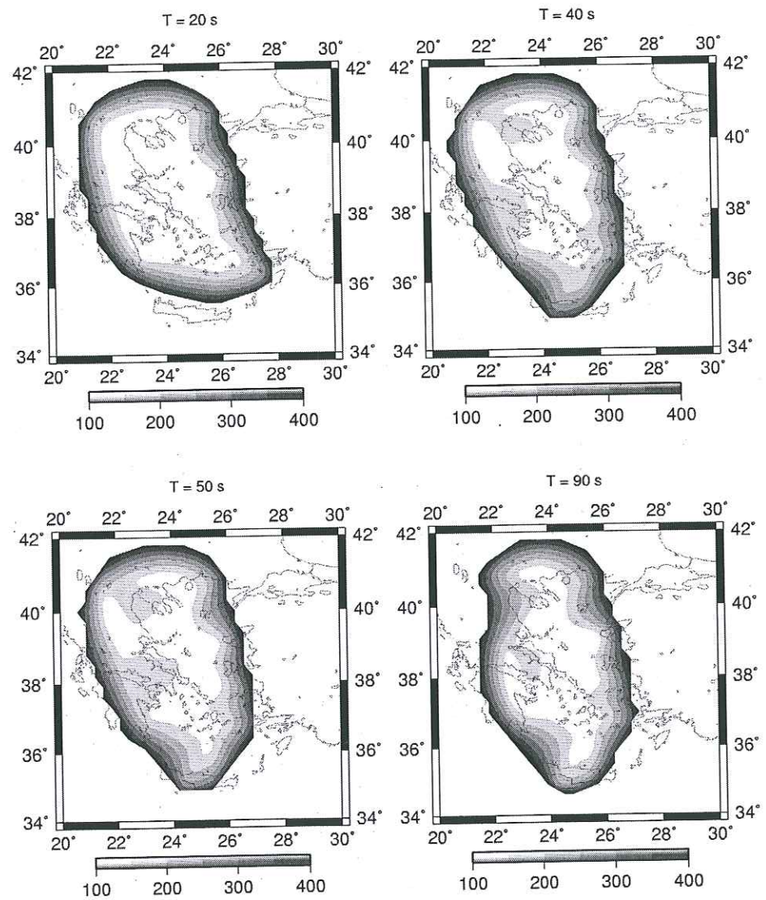


FIG. 4.12 – *Resolution length L in km of Rayleigh wave tomography for 20, 40, 50 and 90 s periods (see equation (4.4)).*

There is a good correlation between the phase velocity anomalies in Figure 4.9 (T=20 s) and the Moho depths. Low phase velocities are generally associated

with a thick crust. These anomalies (that reach a value $\sim 2\%$) are consistent with the results of the tomography by Papazachos & Nolet (1997) even though their depth slices show more details than our velocity maps. These differencies arise from the fact that only large-scale crustal thickness variations are identified in our tomography and the phase velocity map at 20 s period corresponds to an in tegration over the velocity structure in the crust and, to a lesser extent, the uppermost mantle.

At 40 s and larger periods, we observe a high velocity anomaly (greater than 3.8 km/sec) in the southern Aegean. This anomaly, trending NW-SE, can be attributed to the Hellenic subduction zone which dips northward from the Hellenic Trench. It is present for all periods from 40 to 100 s but changes slightly in trend (it strikes more NE-SW) and position (it moves northward) with period and therefore with depth. The change in trend is consistent with a non-symmetric shape of the subduction zone (Markopoulos & Burton 1981; Hatzfeld & Martin 1992, Papazachos & Nolet 1997). Beneath the Peloponnese, the most detailed teleseismic tomography carried out so far (Tiberi *et al.* 2000) described a high vel ocity perturbation of 4-7% clearly associated with the subduction zone down to 200 km depth, which is also consistent with our tomographic maps. However, it is difficult to directly compare phase velocity maps and depth slices. A further comparison is carried out in the next section, after inversion of loca l dispersion curves.

The lowest velocity zone on 40-100 s tomographic maps is found beneath the northern Aegean sea and shows a trend parallel to the North Aegean Trough. This large tectonic structure is the continuation of the North Anatolian fault within the northern Aegean sea. It appears on the maps (Figure 4.9, T = 40, 50 and 90 s) that the Aegean Trough is associated with SW-NE trending low velocity anomaly. However, the shape of the anomaly may be influenced by the orientation of the profiles.

S-wave velocity structure

To visualize the laterally varying structure at depth beneath the Aegean we computed cross-sections of S-wave velocity along the four profiles shown in Figure 4.13. The sections all start from the Hellenic Trench and are chosen to be series of cross-sections that are perpendicular to the trench. Three of them are at the same location or very close to other published profiles: AA' and DD' correspond to cross-sections b and c of Papazachos and Nolet (1997) and cross-section BB' corresponds to Spakman *et al.* (1988).

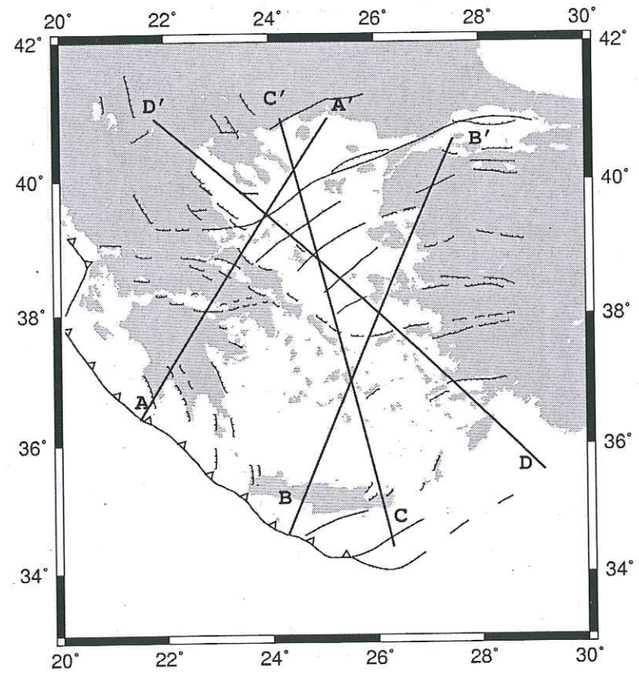


FIG. 4.13 – *Profiles used for cross-sections. All sections start from the Hellenic Trench.*

To obtain the cross-sections, inversions for S-velocity with depth were carried out in discrete points along each section (as described in section 3.3). The average model beneath each point was smoothed along the horizontal and the vertical di-

rections in each cross-section. Figure 4.14 shows the absolute S-velocities in the four cross-sections while Figure 4.15 shows relative velocity variations as compared to a background velocity model (top Figure 4.15) which is the average of the velocity sections. The latter model has the advantage of being comparable in colour scale to typical presentations of body-wave tomography, and it enhances small amplitude velocity variations. The absolute velocities are however inherently more interesting in the context of a surface wave study, as features often show up more clearly in the absolute than in the relative cross-sections, because visual effects are frequently largely influenced by the choice of background model.

As the maximum wavelength of our dataset is approximately 450 km, the S-velocity distribution is resolved down to approximately 200 km. As we used the inversion of dispersion curves in the period range between 20 and 100 s, details in crustal structure are therefore not resolved. Instead, we focus on lateral velocity variations that are associated with differences in the mantle structure, where the resolution of lateral velocity variations is approximately 150-200 km and yielding a smoother image than obtained by body wave tomography.

The main feature on Figure 4.14 and 4.15 is the high velocity anomaly associated with the slab. The intermediate depth seismicity reported in the *ISC Bulletin* relocated by Hatzfeld and Martin (1992), when superposed onto the S-velocity sections is generally located in the slab's top-most part. Our results confirm the variations in slab geometry in the area. On the AA' profile crossing the Peloponnese the slab dips at a shallow angle down to a depth of approximately 100 km, below which it dips at a higher angle showing the same prominent kink as identified by Papazachos & Nolet (1997). This could be explained by the combined effect of slab pull of the African litho sphere and the fast spreading of the Aegean lithosphere above the subduction, as sugges ted by Hatzfeld (1994). The width of the slab below this profile seems to be rather sma ll as compared to the other profiles, again in agreement with Papazachos & Nolet (1997). In the profiles BB', CC' and DD' located across Crete and the Cyclades there is no

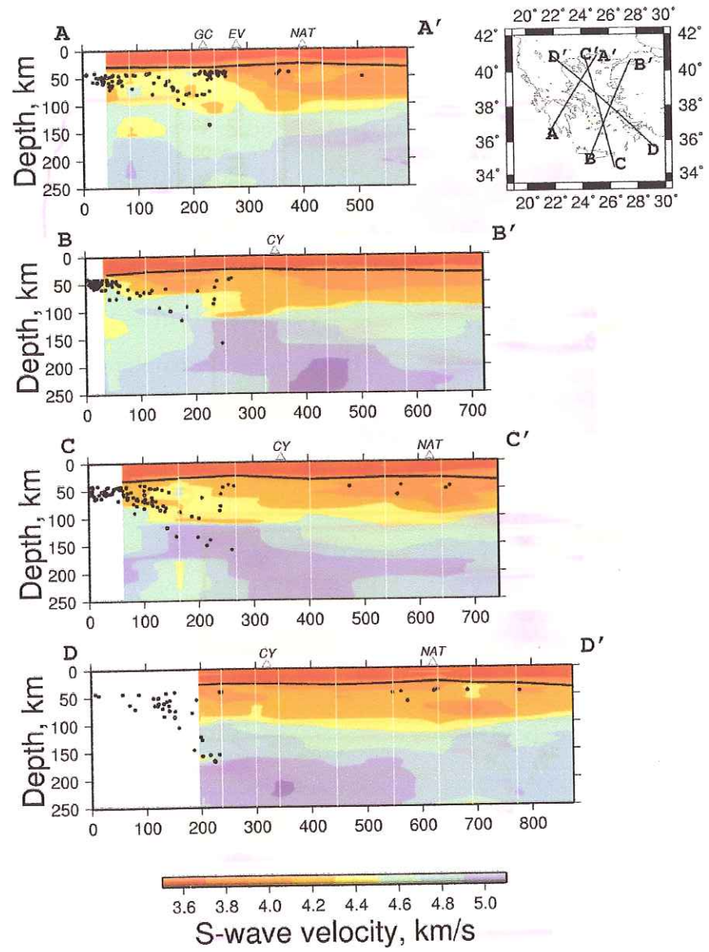


FIG. 4.14 – *Absolute S-wave velocity cross sections (without any vertical exaggeration) for the profiles shown in Figure 4.13. All the profiles start at the Hellenic Trench. The velocity-depth curves obtained at discrete points of the profiles (plotted as white lines) are interpolated and smoothed along horizontal and vertical directions. The intermediate depth seismicity is superposed on the S-velocity sections as well as the position of the Gulf of Corinth (GC), Evvia (EV), Cyclades (CY) and the North Aegean Trough (NAT). Any details in crustal structure can not be resolved.*

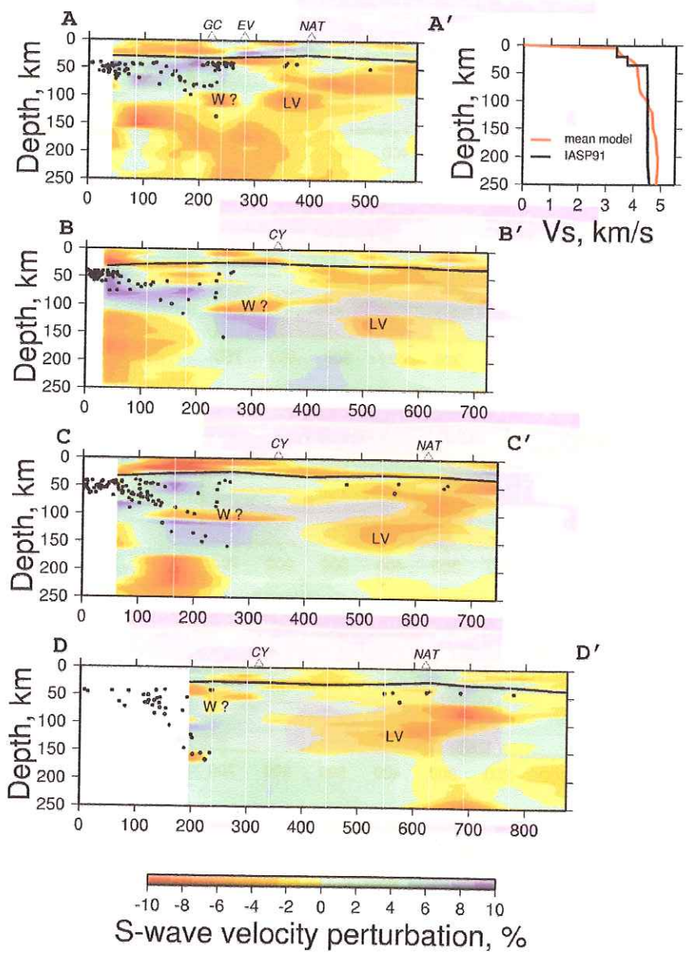


FIG. 4.15 – *Same as Figure 4.14, for S-wave velocity perturbation. S-wave velocity perturbation is calculated from the mean velocity model for all profiles plotted at the top of the figure. The low velocity zone discussed in the text is indicated on the figure by LV and the possible location of the mantle wedge is indicated by W.*

obvious kink and the slab subducts with rather high angles, of the order of 30-40 degrees consistent with the body-wave tomography (Papazachos & Nolet 1997; Spakman *et al.* 1988). We have however a limited resolution of the slab geometry, which is better shown by deep body-wave tomography (Spakman *et al.* 1988).

The amplitude of the velocity variations associated with the slab and the absolute velocities are in agreement with previous studies based on local and teleseismic tomography (Papazachos & Nolet 1997; Tiberi *et al.* 2000). The absolute shear velocities in the slab at approximately 100-120 km depth are up to 4.8 km/s, which would correspond to a P-velocity of 8.3 km/s, assuming a Poisson ratio of 0.25. The P-velocity of 8.1 km/s in the same location obtained by Papazachos & Nolet (1997) would imply a Posson ratio of 0.23. The amplitude variations suggested by Spakman *et al.* (1988) are lower but they suggested that their velocity variations were underestimated. The S-velocity contrast in the slab is rather high, in places up to 6-8%.

Papazachos & Nolet (1997) found a low velocity zone beneath the volcanic arc and the Gulf of Corinth, at a depth of approximately 60 km. The lateral extent of this area associated with the dehydration process of the slab is approximately 70-100 km. This low velocity anomaly is present in all our velocity perturbation cross sections (Figure 4.15) at the distance of 200-300 km from the Hellenic Trench and approximately 100 km depth, but it is not well resolved because of the small size of this zone. The depth and position of this anomaly relative to the volcanic arc correspond well to other subduction zones (e.g. Gorbatov *et al.* 1999; Zhao *et al.* 2000; Nakajima *et al.* 2001).

On all profiles we observe another significant low velocity anomaly located further north than the mantle wedge at a distance of 500 km from the Hellenic Trench and at a depth of 100-150 km. This anomaly is present in both the absolute and relative S-wave velocity cross sections. The anomaly resolved by the data is 150-250 km wide, however, the resolution is insufficient to determine the shape of the anomaly. S-wave velocities in this area vary from 4.51 to 4.55 km/s with

a velocity contrast to the average model (top of Figure 4.15) of 4% at 125 km depth. The location of the low velocity anomaly coincides with the northern part of the Aegean, which is an area of rapid deformation and intense extension.

Vertical anisotropy

The detailed analysis of anisotropy in the Aegean region is impossible as there are too few Love wave phase velocity measurements to perform a tomography (see Figure 4.3b). However, it is still possible to compare Rayleigh and Love wave dispersion curves and so identify zones of "inconsistency", those that cannot be explained by an isotropic model. We therefore independently inverted Rayleigh and Love dispersion curves measured along the same profiles.

In the tomography, it is possible to include profiles where only few events were available for the two-station measurements, as incompatible data were rejected during the tomography inversion (see section 4.2.5). As we do not have such a posteriori control when we use indivial profiles, we need to use only the highest quality phase velocities. The most objective approach corresponds to eliminating profiles where only a few events were available. We therefore use only profiles with more than six events for each of the Rayleigh and Love wave phase velocity measurements. The limit of six events is somewhat arbitrary, but it ensures, for example, that the phase velocities are not dominated by one event with several aftershocks. Only seven paths with both Rayleigh and Love dispersion curves were available (Figure 4.16).

The results of the inversion for these profiles are presented in Figure 4.17. We observe significant vertical anisotropy in the central Aegean sea (profiles AGGI-SKIR, LESB-SKIR, HIOS-PENT, HIOS-VELI and PENT-SAMO shown as bold lines in Figure 4.16). Along these profiles the Love wave derived velocities are of the order of 10% higher than those derived from Rayleigh waves in the mantle, down to our limit of resolution. A small degree of anisotropy is found in the

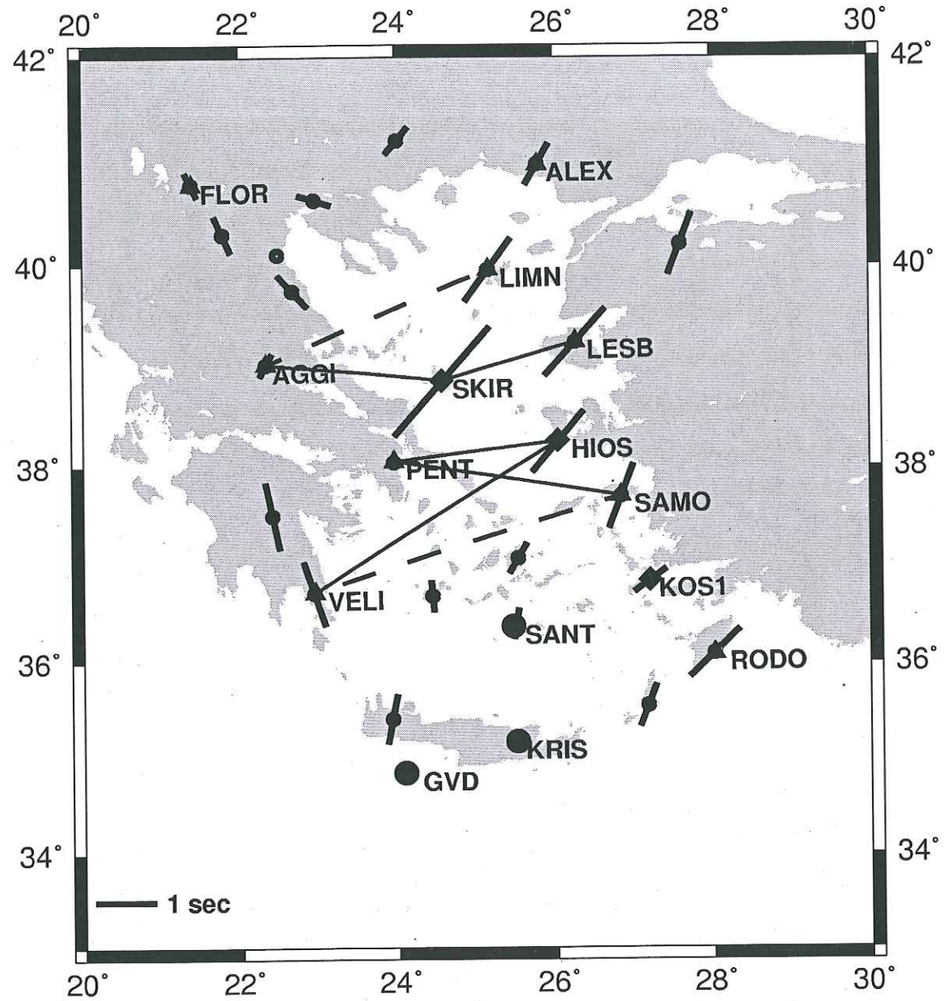


FIG. 4.16 – *Azimuthal anisotropy distribution deduced from SKS-splitting (Hatzfeld et al. 2001) and selected profiles for S-wave velocity inversion of both Rayleigh and Love dispersion curves corresponding to the same propagation path used in anisotropy analysis. Profiles of strong vertical anisotropy (AGGI-SKIR, LESB-SKIR, HIOS-PENT, HIOS-VELI and PENT-SAMO) are plotted as bold lines. Profiles of models anisotropy (AGGI-LIMN and SAMO-VELI) are indicated as dashed lines.*

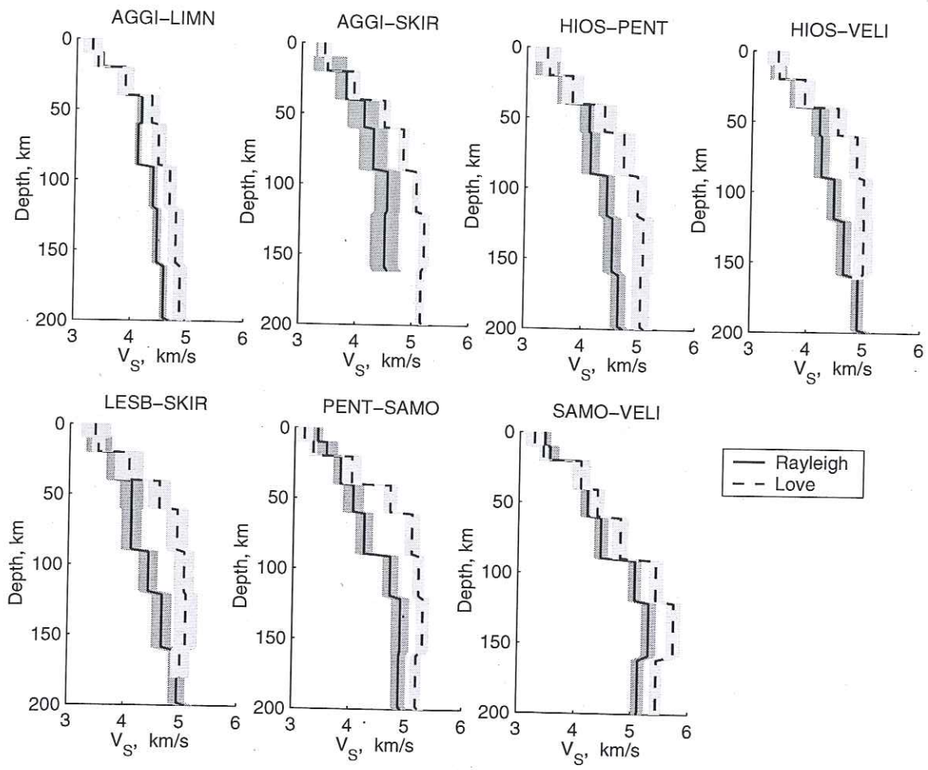


FIG. 4.17 – *S-wave velocity models obtained by independent inversion of Rayleigh and Love dispersion curves corresponding to the same propagation path. A significant vertical anisotropy is observed in the central Aegean sea (profiles LESB-SKIR, HIOS-PENT, HIOS-VELI and PENT-SAMO). The Love wave derived velocities are 10% higher than the ones deduced from Rayleigh waves in the mantle. The difference in velocity is approximately 0.5 km/s at 100 km depth. Modest anisotropy is found in the northern (profile AGGI-LIMN) and southern Aegean (profile SAMO-VELI).*

northern (profile AGGI-LIMN) and southern Aegean (profile SAMO-VELI).

Love-Rayleigh wave discrepancy is observed in many regions of the Earth. Globally, the lithosphere appears faster to Love waves than to Rayleigh waves. In global models, the velocity difference is about 4% in the PREM (Dziewonski & Anderson 1981) and 3% in the AK135 model of Kennett *et al.* (1995). At a regional scale the Love-Rayleigh discrepancy may reach much larger values. For example, in Australia the Love-Rayleigh velocity discrepancy is up to 9% (Debayle & Kennett 2000), close to our observations in Aegean sea. This velocity difference can be hardly explained by the orientation of olivine crystals in the mantle (Maupin 2003) or by the effect of small-scale lateral heterogeneities (Maupin 2002).

Even though an explanation of very high Love-Rayleigh discrepancies remains to be found, it is intriguing that the area of high discrepancy in the Aegean corresponds to an area of strong SKS-splitting (Hatzfeld *et al.* 2001), also shown in Figure 4.16, which is generally consistent with the present day deformation as measured by GPS (McClusky *et al.* 2000). The SKS delays are in places up to 2 s and can be interpreted as a 7% anisotropy in the lithosphere, assuming the anisotropic layer is 100 km thick. However, this anisotropy would yield a smaller Love-Rayleigh discrepancy than that we observe. Furthermore, our results show Love-Rayleigh discrepancies to at least 200 km depth, i.e. into the asthenosphere. One can speculate whether the SKS splitting and the Love-Rayleigh discrepancies are created by the same dynamic causes in the Aegean sea, even though the physical mechanism of the anisotropy must be at least partly different.

4.2.6 Conclusions

Teleseismic surface-wave tomography provides a 3D imaging of the lithosphere beneath the Aegean sea down to 200 km. The resolution analysis shows that only large scale anomalies, typically of the order of 100-200 km, can be revealed from

this data set. The resolution in most places is better in the N-S direction than in the E-W direction. The 2D tomographic maps of Rayleigh wave phase velocities at 20-30 s correlate well with crustal thicknesses. At larger periods (40-100 s) the high phase velocities in the southern Aegean can be attributed to the cold subducting slab which dips northward from the Hellenic Trench.

Cross-sections of shear-wave velocities of this area support results obtained through body-wave tomography (Papazachos & Nolet 1997; Tiberi *et al.* 2000):

1. the slab geometry varies significantly along the subduction zone
2. beneath the Peloponnese our results are compatible with a rather abrupt steepening of the slab at approximately 100 km depth. This supports the conclusions of Hatzfeld (1994), that the subduction beneath the Peloponnese is due to both the pulling of African lithosphere within the Aegean mantle and the fast spreading of the Aegean lithosphere above the subduction. We conclude that:
3. in the eastern part of the Hellenic arc the slab is dipping at approximately 30°
4. the S-velocities in the slab are high, 6-8% higher than the surrounding mantle
5. a mantle wedge is present beneath the volcanic arc and the Gulf of Corinth but it is not well resolved due to its small size. The location of this wedge corresponds well with results of other studies in the area (Papazachos & Nolet 1997; Tiberi *et al.* 2000), as well as with tomographies in other subduction zones as for example Japan and Kamchatka (Sato *et al.* 1998; Gorbatov *et al.* 1999; Zhao & Asamori 2000; Nakajima *et al.* 2001).

In addition, a large low velocity anomaly located 500 km from the Hellenic Trench is observed at a depth of 100-150 km. This area has not been covered by previous studies, at this depth. An anomaly 200 km wide with a velocity contrast of -4% is shown from the data, as the resolution in this particular area

is approximately 150-200 km. Its shape cannot be determined, as the majority of profiles are E-W or NE-SW trending. The velocity decrease is resolved by the data, but the exact depth and amplitude of it are somewhat uncertain due to the non-uniqueness of the solution. According to Goes *et al.* (2000), a -4% shear wave velocity at 100 km depth can be explained by a temperature variation of approximately $+300^oC$, which can be considered as a good first order estimation of a temperature anomaly beneath this area, considering the uncertainties on the velocities and in the absence of evidence of mantle composition in the area. However, small amounts of fluids would be able to produce a similar anomaly (Nolet & Zielhuis 1994). There is no evidence from our study that the low velocity anomaly is associated with low velocities in the underlying mantle.

A low velocity anomaly (V_S = 4.45 km/s at 100 km depth) observed in the Bolivian subduction zone (Myers *et al.* 1998) is located at approximately the same distance from the trench that observed in the northern Aegean. The Bolivian anomaly, which is stronger in P-waves than in S-waves, extends from the depth of the Nazca slab (200-250 km) through the Moho and into the crust. Myers *et al.* suggested that this anomaly is associated with the second volcanic chain in the Eastern Cordillera. This explanation is not directly applicable to the Aegean region, as this region has no volcanoes above the low velocity anomaly and the anomaly in our case is unlikely to extend into the crust.

Even though we do not know the causes of the low velocity anomaly, there is no evidence of very localized deformation (e. g. a lithospheric boundary between two blocks of different properties) in this area of the North Aegean. Unfortunately, a lithospheric boundary between two blocks of similar properties can not be resolved by our analysis. So, even though we cannot resolve the exact shape of the low velocity anomaly, we conclude that it must be large, as it would otherwise not be detected by our analysis. Its size combined with its location immediately below the area of intense surface deformation support a model of a distributed deformation of the upper mantle in this particular area.

South of this area, there is evidence of very strong apparent vertical anisotropy, down to at least 200 km depth. The difference between Love and Rayleigh derived isotropic models are of the order of 10%, further evidence that an aligned olivine may not be the only cause of mantle anisotropy. It is however intriguing that the Love-Rayleigh discrepancy is strongest in the area of strong SKS wave splitting as measured by Hatzfeld *et al.* (2001), even though the values they obtain (azimuthal anisotropy of 7% if 100 km thickness is used) can not explain the anisotropy that we observe.

Acknowledgments

This work was done while the first author was a PhD fellowship student as a part of French Government collaboration program between the Joseph Fourier University of Grenoble, France and the University of St. Petersburg, Russia. This study was supported by contract ENV4-CT96-0277 in the program "Environment and Climate" of the European Commission, and the program IDYL of INSU-CNRS. We thank K. Makropoulos, B. Papazachos, H. Lyon-Caen and K. Priestley for their efforts to make the field experiment successful. We also thank the GeoForschungsZentrums, Potsdam, Germany for the GEOFON data from GVD, KRIS and SANT stations. We are grateful to Rod Bark for comments on a preliminary version of the manuscript. Lastly, we are indebted to D. Baumont and N. Shapiro for providing the code of array phase velocity measurements and Monte-Carlo stochastic inversion respectively.

References

Angelier, J., 1978. Tectonic evolution of the Hellenic arc since the late Miocene. *Tectonophysics,* **49**, 23–36.

Aubouin, J., 1973. Des tectoniques superposées et de leur signification par rapport aux modèles géophysiques. L'exemple des Dinarides. *Bull. Soc. Géol. Fr.,* **7**, XV, 426–460.

Armijo, R., Meyer, B., King, G. C. P., Rigo A. & Papanastassiou, D., 1996. Quaternary evolution of the Corinth Rift and its implications for the late Cenozoic evolution of the Aegean. *Geophys. J. Int.,* **126**, 11–53.

Armijo, R., Meyer, B., King, G. C. P., Rigo A. & Papanastassiou, D., 1999. Westward propagation of the North Anatolian fault into the Northern Aegean: timing and kinematics. *Geology,* **27**, 267–270.

Backus G. & Gilbert F., 1968. The resolving power of gross Earth data. *Geophys. J. R. Soc.,* **16**, 169–205.

Baumont, D., Paul, A., Beck, S., Zandt, G. & Pedersen, H., 2002. Lithospheric structure of the central Andes based on surface wave dispersion. *Geophys. J. Int.,* **107**, B12, 103–115.

Bokelmann, G. H. R., 2002. Which forces drive North America? *Geology,* **30**, 11, 1027–1030.

Bonneau, M., 1982. Evolution géodynamique de l'arc égéen depuis le Jurassique supérieur jusqu'au Miocène. *Bull. Soc. Géol. Fr.,* **7**, 24, 229–242.

Bourne, S. J., Arnadottir, T., Beavan, J., Darby, D. J., England, P. C., Parson, B., Walcott, R. I. & Wood, P. R., 1998. Crustal deformation of the Marlborough fault zone in the South Island of New Zeland: Geodetic constraints over the interval 1982-1994. *J. Geophys. Res.,* **103**, B12, 30147–30165.

Carminati, E., Wortel, M.J.R., Spakman, W. & Sabadini, R., 1998. The role of slab detachment processes in the opening of the western-central Mediterranean basins: some geological and geophysical evidence. *Earth planet. Sci. Lett.,* **160**, 651.

Cotte, N., Pedersen, H. A., Campillo, M., Farra, V. & Cansi, Y., 2000. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.,* **142**, 825–840.

Davies, J.H. & von Blankenburg, F., 1995. Slab break-off: a model of lithosphere detachment and its test in the magmatism and deformation of collisional orogens. *Earth planet. Sci. Lett.,* **129**, 85–105

Davis, J.H. & Stevenson, D.J., 1992. Physical model of source region of subduction zone volcanics. *J. Geophys. Res.,* **97**, B2, 2037–2070.

Debayle, E. & Kennet, B.L.N., 2000. Anisotropy in the Australian upper mantle from Love and Rayleigh waveform inversion. *Earth planet. Sci. Lett.,* **184**, 339–351.

Dercourt, J., Zonenshain, L.P., Ricou, L.E., Kazmin, V.G., Le Pichon, X., Knipper, A.L., Grand-Jaquet, C., Sbortshikov, I.M., Geyssant, J., Lepvrier, C., Pechersky, D.H., Boulin, J., Sibuet, J.C., Savostin, L.A., Sorokhton, O., Westphal, M., Bazhenov, M.L., Lauer, J.P. & Biju-Duval, B., 1986. Geological evolution of the Tethys belt from the Atlantic to the Pamir since the Lias. *Tectonophysics,* **123**, 241–315.

Ditmar, P. G. & Yanovskaya, T. B., 1987. Generalization of Backus-Gilbert method for estimation of lateral variations of surface wave velocities. *Izvestiya Acad. Sci. USSR, Physics of the Solid Earth*, **23**, 6, 470–477.

Doglioni, C., Agostini, S., Crespi, M., Innocenti, F., Manetti, P., Riguzzi, F. & Savaçin, Y., 2002. On the extension in western Anatolia and the Aegean sea. *Journal of the Virtual Explorer*, **7**, 167–181.

Dziewonski, A. M. & Anderson, D.L., 1981. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth planet Sci.*, **184**, 297–356.

Dziewonski, A., Bloch, S. & Landisman, N., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bull. seism. Soc. Am.*, **59**, 427–444.

England, P. & Jackson, J., 1989. Active deformation of the continents. *Ann. Rev. Earth planet Sci.*, **17**, 197–226.

Faccenna, C., Davy, P., Brun, J.P., Funiciello, R., Giardini, D., Mattei, M. & Nalpas, T., 1996. The dynamics of back-arc extension: an experimental approach to the opening of the Tyrrhenian Sea. *Geophys. J. Int.*, **126**, 781–795.

Flotté, N., 2002. Caractérisation structurale et cinématique d'un rift sur détachement : le reft de Corinthe-Patras, Grèce. Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay.

Gautier, P. & Brun J.P., 1994. Crustal-scale geometry and kinematics of late-orogenic extension in the central Aegean (Cyclades and Evvia Island). *Tectonophysics*, **238**, 399–424.

Gautier, P., Brun, J.P., Moriceau, R., Sokoutis, D., Martinod, J. & Jolivet, L., 1999. Timing, kinematics and cause of Aegean extension : a scenario based on a comparision with simple analogue experiments. *Tectonophysics*, **315**, 31–72.

Goes, S., Govers, R. & Vacher, P., 2000. Shallow mantle temperature under Europe from P ans S wave tomography. *J. Geophys. Res.*, **105**, B5, 11153–11169.

Gorbatov, A., Domingez, J., Suarez, G., Kostoglodov, V., Zhao, D. & Gordeev. E., 1999. Tomographic imaging of the P-wave velocity structure beneath the Kamchatka peninsula. *Geophys. J. Int.*, **137**, 269–279.

Hatzfeld, D., 1994. On the shape of the subducing slab beneath the Peloponnese, Greece. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 3, 173–176.

Hatzfeld, D. & Martin, C., 1992. Intermediate depth seismicity in the Aegean defined by teleseismic data. *Earth planet. Sci. Lett.*, **113**, 267–275.

Hatzfeld, D., Karagianni, E., Kassaras, I., Kiratzi, A., Louvari, E., Lyon-Caen, H., Markopoulos, K., Papadimitrou, P., Bock, G. & Priestley, K., 2001. Shear-wave anisotropy in the upper mantle beneath the Aegean related to internal deformation. *J. Geophys. Res.*, **106**, 12, 30737–30753.

Herrmann, R. B., 1987. Computer programs in seismology, Volume IV: Surface waves inversion. Saint Louis University, Missouri.

Horsan G., Gülen, L., Pinar, A., Kalafat, D., Özel, N., Kuleli, H. S. & Işikara, A. M., 2002. Lithospheric structure of the Marmara and Aegean regions, western Turkey. *Bull. seism. Soc. Am.*, **92**, 1, 322–329.

Jackson, J., 1994. Active tectonics of the Aegean region. *Ann. Rev. Earth planet Sci.*, **22**, 239–271.

Jackson, J.A., & McKenzie, D.P., 1988. The relationship between plate motions and seismic moment tensors, and the rates of active deformation in the Mediterranean and Middle East. *Geophys. J.*, **93**, 45–73.

Jolivet, L., 2001. A comparision of geodetic and finite strain pattern in the Aegean, geodynamic implications. *Earth planet. Sci. Lett.*, **187**, 95–104.

Jolivet, L. & Faccenna, C., 2000. Mediterranean extension and the Africa-Eurasia collision. *Tectonics*, **19**, 6, 1095–1106.

Kalogeras, I. S. & Burton, P. W., 1996. Shear-wave velocity model from Rayleigh wave dispersion in the broader Aegean area. *Geophys. J. Int.*, **125**, 679–695.

Karagianni, E. E., Panagiotopoulos, D. G., Panza, G. F., Suhadolc, P., Papazachos, C. B., Papazachos, B. C., Kiratzi, A., Hatzfeld, D., Makropoulos, K., Priestley, K. & Vuan, A., 2002. Rayleigh wave group velocity tomography in the Aegean area. *Tectonophysics*,**358**, 187–209.

Kennett, B.L.N. & Engdahl, E.R., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase indefication. *Geophys. J. Int.*, **105**, 429–465.

Kennett, B.L.N., Engdahl, E.R. & Buland, R., 1995. Constraints on seismic velocities in the Earth from travel-times. *Geophys. J. Int.*, **122**, 108–124.

Le Pichon, X. & Angelier, J., 1979. The Hellenic arc and trench system: a key to the evolution of the Eastern Mediterranean area. *Tectonophysics*, **60**, 1–42.

Le Pichon, X., Chamot-Rooke, N., Lallemant, S., Noomen, R. & Veis G., 1995. Geodetic determination of the kinematics of central Greece with respect to Europe: Implications for eastern Mediterranean tectonics. *J. Geophys. Res.*, **100**, 12675–12690.

Levshin, A.L., 1989. Surface waves in media with weak lateral inhomogeneity, in *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth*, V.I. Keilis-Borok (ed.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 35–69.

Ligdas, C.N., Main, I.G. & Adams, R.D., 1990. 3-D structure of the lithophere in the Aegean region. *Geophys. J. Int.*, **102**, 219–229.

Makris, J., 1978. The crust and upper mantle of the Aegean region from deep seismic soundings. *Tectonophysics*,**46**, 269–284.

Makris, J. & Stobbe, C., 1984. Physical properties and state of the crust and upper mantle of the eastern Mediterranean Sea deduced from geophysical data. *Marine Geol.*, **55**, 347–363.

Mantovani, E., Albarello, D., Tamburelli, C. & B. Babucci, 1996. *J. Geodyn.*, **21**, 35.

Mantovani, E., Albarello, D., Tamburelli, C., Babucci, D. & Viti, M., 1997. Plate convergence, crustal delamination, extrusion tectonics and minimization of shortening work as main controlling factors of the recent Mediterranean deformation pattern. *Ann. Geofis.*, **40**, 611–643.

Mantovani, E., Viti, M., Albarello, D., Tamburelli, C., Babbucci, D. & Cenni, N., 2000. Role of kinematically induced horizontal forces in Mediterranean tectonics: insights from numerical modelling. *J. Geodyn.*, **30**, 287–320.

Markopoulos, K. & Burton, P. W., 1981. A catalog of seismicity in Greece and adjacent areas. *J. Geophys. Res.*,as **65**, 741–762.

Martinod, J., Hatzfeld, D., Brun, J.P., Davy, P. & Gautier, P., 2000. Continental collision, gravity spreading, and kinematics of Aegean and Anatolia. *Tectonics*, **19**, 2, 290–299.

Maupin, V., 2002. The amplitude of the Love-Rayleigh discrepancy created by small-scale heterogeneities. *Geophys. J. Int.*, **150**, 58–64.

Maupin, V., 2003. Surface-waves in an heterogeneous anisotropic continental lithosphere. *AGU-EGS-EUG Joint Assembly*, April 6–11, Nice, France.

Meijer, P. T. & Wortel, M.J.R., 1997. Present-day dynamics of the Aegean region: A model analysis of the horizontal pattern of stress and deformation. *Tectonics*, **16**, 879–895.

Mercier, J.L., Carey, E., Philip, H. & Sorel, D., 1976. La néotectonique plio-quartenaire de l'arc égéen externe et de la mer Egée et ses relations avec la sismicité. *Bull. Soc. Géol. Fr.*, **18**, 159–176.

Mercier, J.L., Sorel, D. & Simeakis, K., 1987. Changes in the state of stress in the overriding plate of a subduction zone: the Aegean arc from the Pliocene to the present, *Annales Tectonicae*, **1**, 20–39.

Mercier, J.L., Sorel, D., Vergely, P. & Simeakis, K., 1989. Extensional tectonic regimes in the Aegean basins during the Cenozoic. *Basin Res.*, **2**, 49–71.

Mercier, J.L., Vergely, P., & Bebien, J., 1975. Les ophiolites helléniques "obductées" du Jurassique supérieur sont-elle les vestiges d'un océan téthysien ou d'une mer marginale périeuropéenne? *C. r. Som. Soc. Géol. Fr.*, **4**, 108–112.

McClusky, S., Balassanian, S., Barka, A., Demir, C., Ergintav, S., Georgiev, I., Gurkan, O., Hamburger, M., Hurst, K., Kahle, H., Kastens, K., Kekelidze, G., King, R., Kotzev, V., Lenk, O., Mahmoud, S., Mishin, A., Nadariya, M., Ouzounis, A., Paradissis,

D., Peter, Y., Prilepin, M., Reilinger, R., Sanli, I., Seeger, H., Tealeb, A., Toksoz, M. N. & Veis, G., 2000. *J. Geophys. Res.*, **105**, B3, 5695–5719.

Myers, S. C., Beck, S., Zandt, G. & Wallace, T., 1998. Lithospheric-scale structure across the Bolivian Andes from tomographic images of velocity and attenuation for P and S waves. *J. Geophys. Res.*, **103**, B9, 21233–21252.

Nakajima, J., Matsuzawa, A., Hasewaga, A. & Zhao, D., 2001. Three-dimensional structure of V_p, V_s ans V_p/V_s beneath northeastern Japan: Implications for arc magmatism and fluids. *J. Geophys. Res.*, **106**, B10, 21843–21857.

Nielsen, C., 2003. Etude des zones de subduction en convergence hyper-oblique : ride méditerranéenne, marge indo-birmane. Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay.

Nolet, G. & Zielhuis, A., 1994. Low S velocities under the Torniquist-Teisseyre zone: Evidence for water injection into the transition zone by subduction. *J. Geophys. Res.*, **99**, B8, 15813–15820.

Nur, A., Ron, H. & Scotti, O., 1986. Fault mecanics and the kinematics of block rotation. *Geology*, **14**, 746–749.

Papazachos, B. C., 1969. Phase velocities of Rayleigh waves in southeastern Europe and eastern Mediterranean Sea. *Pure appl. Geophys.*, **75**, 47–55.

Papazachos, C. B. & Kiratzi, A. A., 1996. A detailed study of the active crustal deformation in the Aegean and surrounding area. *Tectonophysics*,**253**, 129–153.

Papazachos, C. & Nolet, G., 1997. P ans S deep velocity structure of the Hellenic area obtained by robust nonlinear inversion of travel times. *J. Geophys. Res.*, **102**, B4, 8349–8367.

Papazachos, C. B., Hatzidimitriou, P. M., Panagiotopoulos, D. G. & Tsokas, G. N., 1995. Tomography of the crust and upper mantle in the southeast Europe. *J. Geophys. Res.*, **100**, B7, 12405–12422.

Papazachos, B.C., Karakostas, V.G., Papazachos, C.B. & Scordilis, E.M., 2000. The geometry of the Wadati-Benioff zone and lithospheric kinematics in the Hellenic arc. *Tectonophysics*, **319**, 275–300.

Pedersen, H.A., Coutant, O., Deschamps, A., Soulage, M. & Cotte, N., 2003. Measuring surface wave phase velocities beneath small broad-band arrays: tests of an improved algorithm and application to the French Alps. *Geophys. J. Int.*, **154**, 903–912.

Piromallo, C. & Morelli, A., 2003. P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area. *J. Geophys. Res.*, **108**, B2, doi: 10.1029/2002JB0011757.

Ratschbacher, L., Frisch, W. & Linzer, H.-G., 1991. *Tectonics*, **10**, 257.

Regard, V., 2003. Variations temporelle et spatiale de la transition subduction-collision : Tectonique de la transition Zagros-Makran (Iran) et modélisation analogique. *Thèse de doctorat*, Université d'Aix-Marseille III.

Robertson, C. & Glover, A., 1998. Neotectonic intersection of the Aegean and Cyprus tectonic arcs: Extensional and strike-slip faulting in the Isparta Angle, SW Turkey. *Tectonophysics,* **298**, 103–132.

Royden, L.H., 1993. The tectonic expression slab pull at continental convergent boundaries. *Tectonics,* **12**, 303–325.

Rubie, D.C. & Van der Hilst, R.D., 2001. Processes and consequences of deep subduction. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **127**, 1–7.

Sato, H., Muro, K. & Hasegawa, A., 1998. Three-dimensional mapping of magma source and transport regions from seismic data: The mantle wedge beneath northeastern Japan. *Pure appl. Geophys.,* **153**, 377–398.

Sengör, A.M.C., 1979. The North Anatolian transform fault: its age, offset and tectonic significance. **136**, 269–282.

Seyitoglu, G. & Scott, B.C., 1996. The cause of N-S extensional tectonics in western Turkey: tectonic escape vs back-arc spreading vs orogenic collapse. *J. Geophys.,* **22**, 145–153.

Shapiro, N., Campillo, M., Paul, A., Singh, S.K, Jongmans, D. & Sanchez-Sesma, F.J., 1997. On the origin of long period seismic-wave amplification in the Valley of Mexico. *Geophys. J. Int.,* **128**, 151–166.

Spakman, W., 1986. Subduction beneath Eurasia in connection with the Mesozoic Téthys. *Geologie en Mijnbouw,* **65**, 145–153.

Spakman, W., 1990. Tomographic images of the upper mantle below central Europe and the Mediterranean. *Terra Nova,* **2**, 545–553.

Spakman, W., van der Lee, S. & van der Hilst, R., 1993. Travel-time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **79**, 3–74.

Spakman W., Wortel, M.J.R. & Vlaar, N.S., 1988. The Hellenic subduction zone: a tomographic image and its geodynamical implications. *Geophys. Res. Lett.,* **15**, 1, 60–63.

Tapponnier, P., Peltzer, G. & Armijo, R., 1986. On the mecanics of the collision between India and Asia. In *Collision Tectonics, Geological Society Special Publication,* Coward, M. P. & Ries, A. C. Eds., 115–117.

Taylor, S. R. & Toksöz, M. N., 1982. Measurement of interstation phase and group velocities and Q using Wiener filtering. *Bull. seism. Soc. Am.,* **72**, 73–91.

Tchatcher, W., 1995. Microplate versus continuum descriptions of active tectonic deformation. *J. Geophys. Res.,* **100**, B3, 3885–3894.

Tiberi, C., Lyon-Caen, H., Hatzfeld, D., Achauer, U., Karagianni, E., Kiratzi, A., Louvari, E., Panagiotopoulos, D., Kassaras, I., Kaviris, G., Makropoulos, K. & Papadimitrou, P., 2000. Crustal and upper mantle structure beneath the Corinth rift (Greece) from a teleseismic tomography study. *J. Geophys. Res.,* **105**, B12, 28159–28171.

Tsokaz, G. N. & Hansen R. O., 1997. Study of the crustal thickness and the subducting lithosphere in Greece from gravity data. *J. Geophys. Res.,* **102**, B9, 20585–20597.

Wortel, M.J.R. & Spakman, W., 2000. Subduction and slab detachment in the Mediterranean-Carpathian region. *Science,* **290**, 1910–1917.

Yanovskaya T. B., 1997. Resolution estimation in the problems of seismic ray tomography. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth,* **33**, 9, 762–765.

Yanovskaya, T.B., Antonova, L.M. & Kozhevnikov, V.M, 2000. Lateral variations of the upper mantle structure in Eurasia from group velocities of surface waves. *Phys. Earth planet Sci.,* **122**, 19–32.

Yanovskaya T. B. & Ditmar, P. G., 1990. Smoothness criteria in surface wave tomography. *Geophys. J. Int.,* **102**, 63-72.

Yanovskaya T. B., Kizima E.S. & Antonova, L. M., 1998. Structure of the crust in the Black Sea and adjoining regions from surface wave data. *J. Seism.,* **2**, 303–316.

Zhao, D., Asamori, K. & Iwamori, H., 2000. Seismic structure and magmatism of the young Kyushu subduction zone. *Geophys. Res. Lett.,* **27**, 14, 2057–2060.

Chapitre 5

Structure lithosphérique de l'Iran

5.1 Introduction

L'Iran est situé à la zone de convergence entre les plaques Eurasie et Arabie (figure 5.1). Cette convergence est accommodée d'une part par le mouvement de la Turquie vers le domaine égéen le long de la faille Nord Anatolienne (McKenzie 1978) et d'autre part par deux domaines de déformation dans l'Iran : les chaînes du Caucase, de l'Alborz et du Kopet Dagh au nord et la chaîne de Zagros au sud. La déformation interne de l'Iran se traduit par un système de failles, généralement de type inverse ou coulissant (Berberian & Yeats 1999). La sismicité, de magnitude modérée et relativement peu profonde (moins de 20 km) est concentrée le long des chaînes principales de l'Iran.

L'évolution de l'Iran est étroitement liée à l'histoire géodynamique de l'océan téthysien depuis le Carbonifère. Cet océan se divise en deux parties : la *Paléotéthys* et la *Néotéthys*, deux océans qui se sont succédés dans le temps (figure 5.2). La Paléotéthys, définitivement formée vers le Carbonifère, représente la partie nord de la Téthys. Elle sépare la Sibérie et le Sud-Est asiatique du Gondwana oriental. A cette époque, la production de la nouvelle croûte océanique dans la Paléotéthys est arrêtée. La lithosphère paléotéthysienne commence à subducter au nord, sous

l'Eurasie. Au sud, le jeune océan Néotéthys s'ouvre au niveau du Zagros actuel. Les deux océans, la Paléotéthys et la Néotéthys, sont séparés par des microblocs agglomérés, constitués notamment de l'Iran central et du Tibet actuels. L'Iran actuel est donc divisé en trois parties : le nord, situé au niveau de la marge active au nord de la Paléotéthys ; l'Iran central, qui représente un des blocs séparant la Paléotéthys et la Néotéthys ; le sud de l'Iran, qui constitue une partie des marges passives du Gondwana.

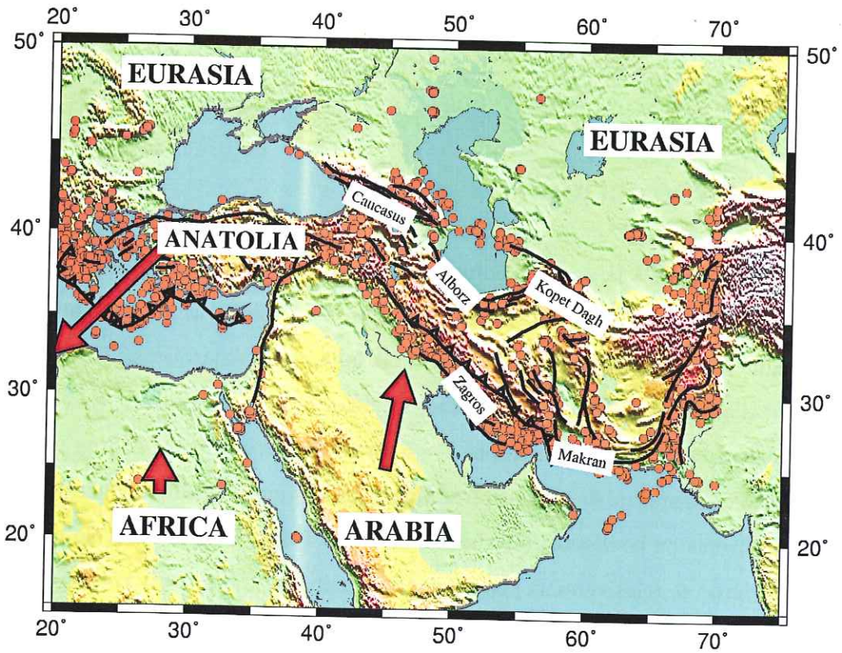


FIG. 5.1 – *Carte topographique de l'Iran. La sismicité de la région de magnitude supérieure à 5.5 est marquée par des cercles oranges. Les flèches indiquent les vitesses des plaques par rapport à l'Eurasie. Les lignes noires montrent la position des failles principales. Les lignes dentelées marquent les zones de convergences : zone de subduction de la mer Egée et zone de collision du Zagros (Main Zagros Thrust).*

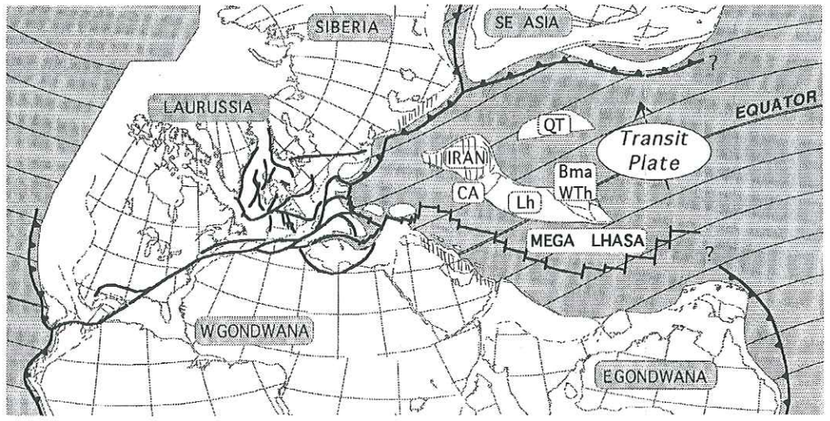


FIG. 5.2 – *Reconstruction de l'océan téthysien vers 237-234 Ma, d'après Marcoux et al. (1993). L'Iran actuel correspond à trois zones hachurées sur la figure.*

A la fermeture de la Paléotéthys entre la fin du Trias et le début du Jurassique, le bloc de l'Iran central entre en collision avec l'Eurasie. Cette collision se traduit par la création de reliefs le long des chaînes du Caucase, de l'Alborz et du Kopet Dagh (Boulin 1991). La subduction de la Néotéthys sous l'Iran central débute à partir du Trias. La fermeture progressive de la Néotéthys est présentée dans la figure 5.3. Aujourd'hui, à l'ouest, l'océan est complètement fermé et a laissé place à la collision continentale entre les plaques arabique et iranienne, le long du Main Zagros Thrust (MZT). A l'est, la subduction continue toujours au niveau du Makran.

La fermeture de la Néotéthys arrive au cours du Crétacé Supérieur. Elle est marquée par un dépôt d'ophiolites le long de la suture entre les deux plaques. La fermeture de l'océan est suivie d'un épisode compressif à l'Eocène Supérieur, puis d'une phase de compression majeure au Plio-Quaternaire (Ricou *et al.* 1977 ; Stöklin 1977 ; Berberian & King 1981 ; Davoudzadeh *et al.* 1997). Cette dernière phase est reliée à l'ouverture de la Mer Rouge, initiée au cours de l'Oligo-Miocène,

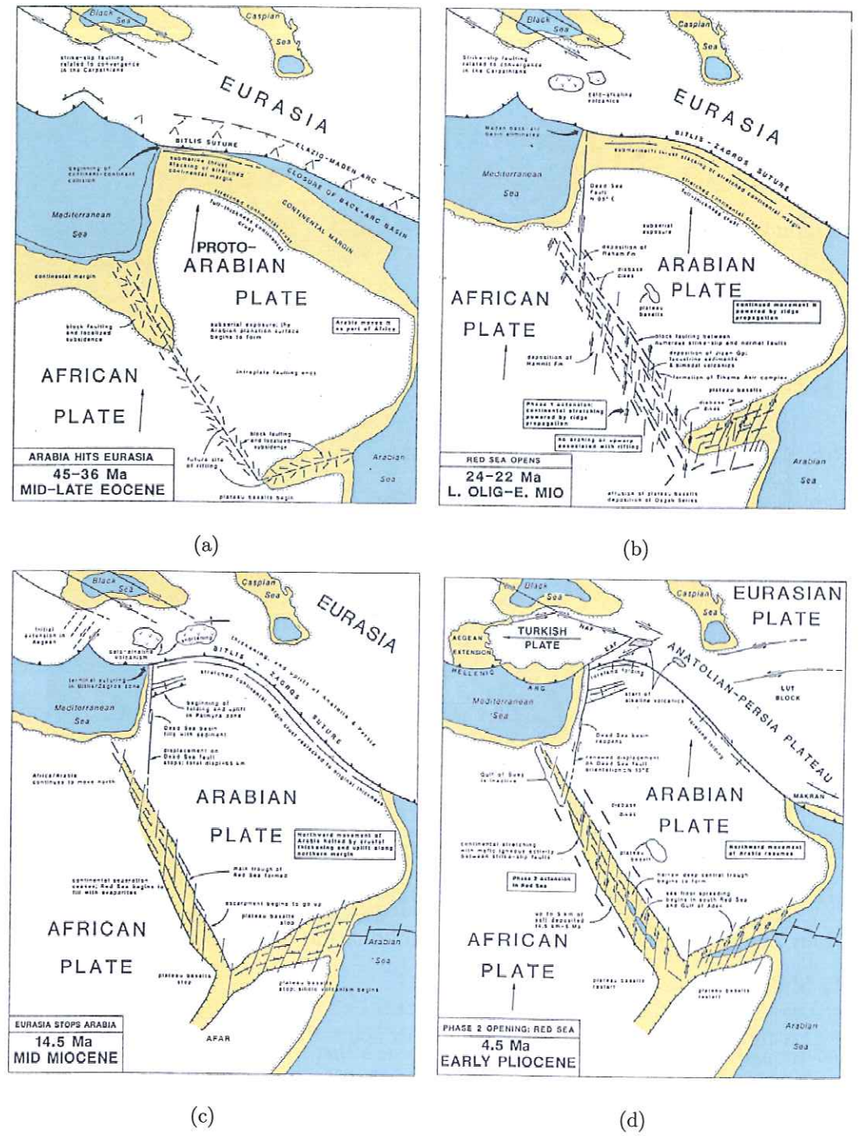


FIG. 5.3 – *Fermeture de l'océan Néotéthys et création de la chaîne du Zagros, d'après Hempton 1987.*

mais dont la phase majeure débute il y a 5 Ma (Falcon 1974). Les structures tectoniques principales du sud-ouest de l'Iran se forment à cette époque : la zone métamorphique de Sanandaj-Sirjan, la zone volcanique d'Uromieh-Dokhtar, ainsi que le soulèvement et le plissement du Zagros (Hempton 1987 ; Berberian & King 1981) (voir figure 5.4). La partie sud de l'Iran, représentée par la chaîne de Zagros, appartient à la plaque arabique. Elle est constituée d'une couche épaisse de sédiments qui couvrent les roches métamorphiques précambriennes.

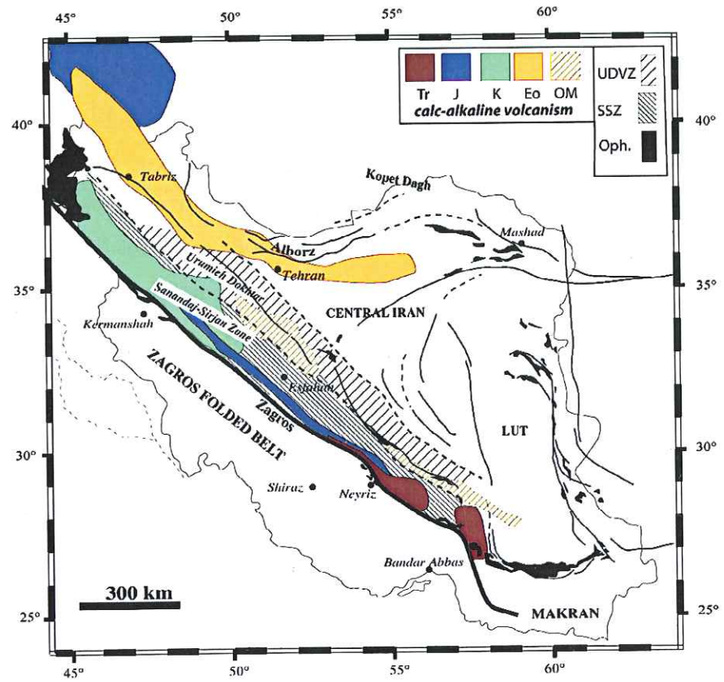


FIG. 5.4 – *Carte volcano-tectonique de l'Iran, d'après Agard et al. (2003). SSZ : zone métamorphique de Sanandaj-Sirjan ; UDVZ : zone volcanique d'Uromieh-Dokhtar ; Oph : ophiolites.*

La vitesse de convergence actuelle à la frontière des plaques arabique et eurasienne est estimée à 3.5 cm/a à partir du modèle NUVEL-1 (DeMets *et al.* 1990 ;

DeMets *et al.* 1994) et de l'ordre de 2.3 cm/a d'après des données géodésiques récentes (Bayer *et al.* 2002 ; Tatar *et al.* 2002 ; Sella *et al.* 2002 ; Vernant *et al.* 2002). En extrapolant cette vitesse aux derniers 5 Ma (e.g. Walker & Jackson 2002 ; Talebian & Jackson 2002), on obtient une valeur de raccourcissement total de l'ordre de 125-175 km entre l'Arabie et l'Eurasie. Le raccourcissement est accommodé sur l'ensemble de l'Iran, dont seulement une partie par le Zagros (Regard 2003). D'après Alavi (1995), le raccourcissement total à travers le Zagros est de l'ordre de 100 km depuis le Miocène, ce qui correspond à une vitesse moyenne de raccourcissement de 11 à 14 mm/a. Des études géodésiques récentes donnent des vitesses de raccourcissement moins importantes, entre 7 et 10 mm/a (Tatar et al. 2002 ; Vernant *et al.* 2003).

L'episode principal de formation de la chaîne du Zagros semble avoir 5 Ma. C'est une des chaînes de montagne les plus jeunes de la Terre. Elle est souvent considérée comme un exemple type de collision continent-continent à l'étape initiale de son évolution. Les premiers modèles thermo-mécaniques de la zone de convergence du Zagros sont proposés par Bird *et al.* (1975) et Bird (1978). Ils suggèrent que la subduction continentale a succédé à la subduction océanique, il y a 1 Ma. D'après Bird (1978), le slab océanique s'est détaché de la plaque arabique. Ce détachement a entraîné le raccourcissement et l'épaississement de la croûte continentale.

Snyder & Barazangi (1986) proposent un modèle de déformation dans le Zagros, basé sur les observations de l'anomalie de Bouguer. D'après ce modèle, la zone d'épaississement est divisée en deux parties : la partie supérieure de la croûte, qui a un comportement rigide et la croûte inférieure, qui a un comportement ductile. L'existence de la zone ductile permet le détachement du manteau lithosphérique arabe, le long du Moho, qui subducte sous l'Iran (figure 5.5).

La structure sismique de l'Iran est relativement mal connue. Giese *et al.* (1983) donnent une estimation de la profondeur du Moho de 40 km sous l'Iran central à partir de la sismique réflexion. En utilisant des données gravimétriques, Dehghani

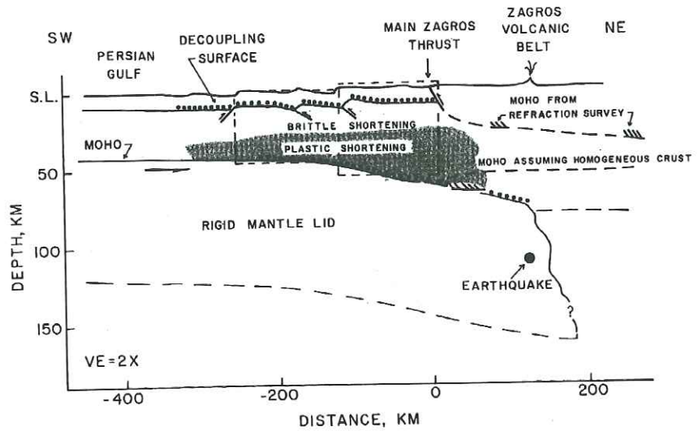


FIG. 5.5 – *Modèle de déformation dans le Zagros proposé par Snyder & Barazangi (1986).*

& Makris (1984) trouvent une épaisseur de la croûte de 55 km sous le MZT. Sous l'hypothèse d'isostasie, à partir des données gravimétriques, Snyder & Barazangi (1986) expliquent la variation de l'anomalie de Bouguer à travers le Zagros par la croûte épaissie sous le MZT. Ils trouvent que l'épaisseur de la croûte varie de 40 km sous la Golfe Persique jusqu'à 65 km sous le MZT. La profondeur de Moho maximale de 65 km est associée au minimum de l'anomalie de Bouguer, située exactement au niveau du MZT.

Les études récentes basées sur l'analyse des fonctions récepteurs montrent que l'épaisseur de la croûte est de 44-48 km sous le Zagros central (Hatzfeld *et al.* 2003). D'après Kaviani (2004), elle augmente progressivement à partir du MZT, atteint 65 km sous la zone de Sanandaj-Sirjan et diminue de nouveau jusqu'à 45 km sous l'Iran central (figure 5.6). Ce désaccord avec les études gravimétriques montre que le relief en surface n'est pas simplement compensé en profondeur par l'épaisseur de la croûte.

La structure profonde sous l'Iran a été étudiée par la tomographie en ondes de

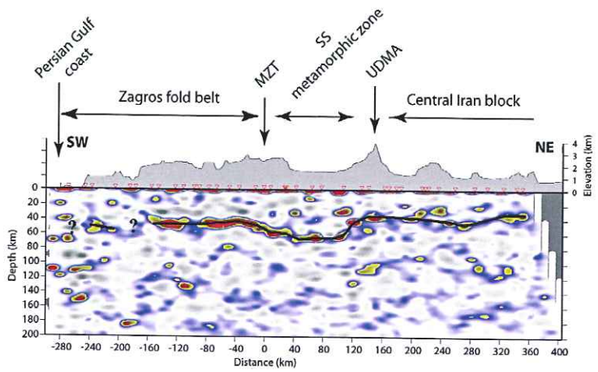
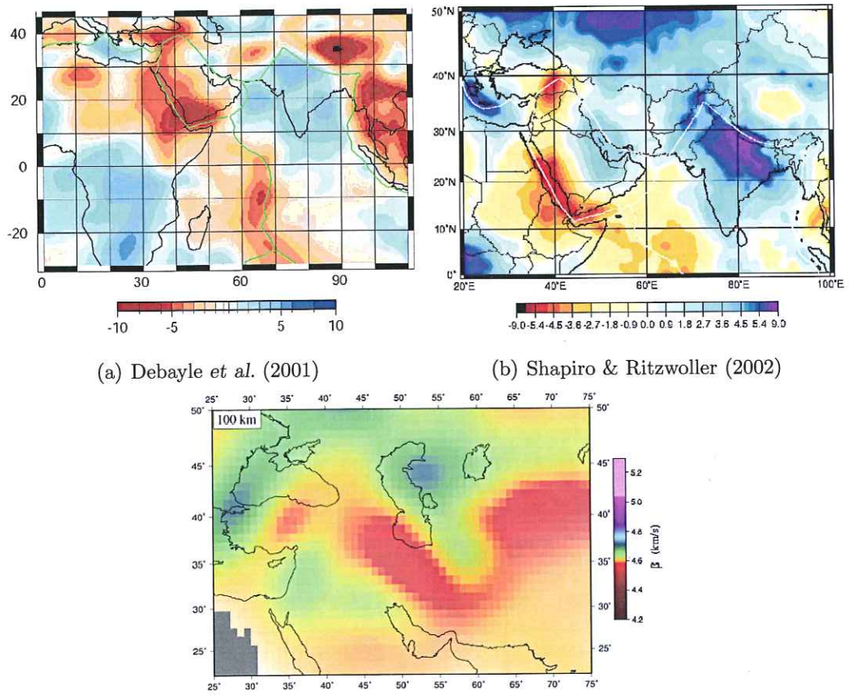


FIG. 5.6 – *Profondeurs du Moho obtenues par l'analyse des fonctions récepteurs sous le profil traversant le Zagros et l'Iran central (Kaviani, 2004). MZT : Main Zagros Thrust ; SS : zone métamorphique de Sanandaj-Sirjan ; UDMA : zone volcanique d'Uromieh-Dokhtar ;*

surface à l'échelle globale (Shapiro & Ritzwoller 2002) et régionale (Ritzwoller & Levshin 1998 ; Curtis at al. 1998 ; Debayle *et al.* 2001 ; Pasyanos *et al.* 2001 ; Maggi & Priestley 2004). La plupart des études tomographiques montrent une anomalie de vitesse lente sous l'Iran central. Par contre, les cartes tomographiques provenant de différentes méthodes divergent dans les détails. Par exemple, Debayle *et al.* (2001) et Maggi & Priestley (2004) trouvent des vitesses lentes sous l'Iran à 100 km de profondeur, tandis que Shapiro & Ritzwoller (2002) montrent un manteau plutôt rapide à cet endroit (figure 5.7). Vers 200 km, toutes les méthodes tomographiques donnent des vitesses rapides dans le manteau sous l'Iran.

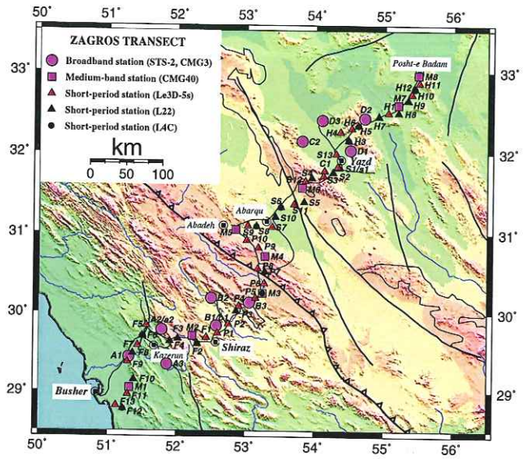
Kaviani (2004) a effectué une inversion tomographique en ondes P le long du profil qui traverse le Zagros (figure 5.8). Il montre un contraste fort en vitesse d'onde P de 3% entre le manteau supérieur rapide sous la plaque arabique et le manteau lent sous l'Iran (figure 5.8b). Ce résultat est confirmé par les observations des vitesses P_n et S_n dans la région. Les vitesses des ondes P_n sont de l'ordre de



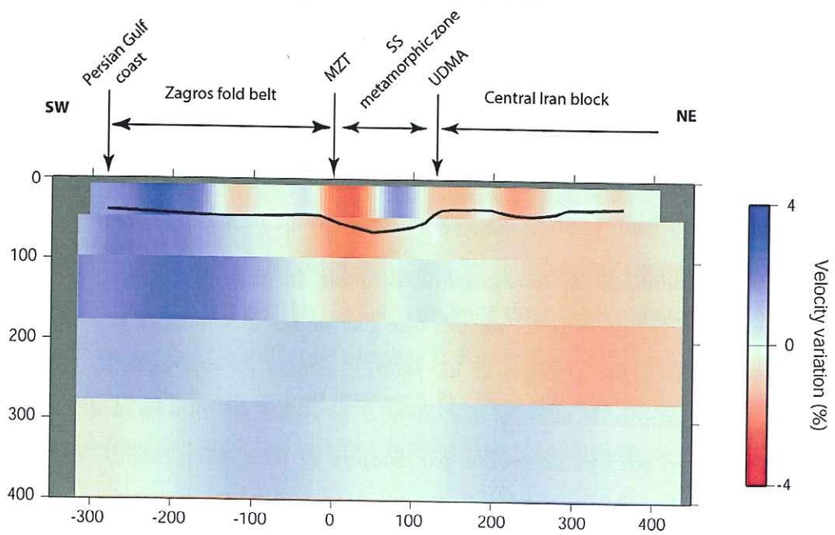
(a) Debayle *et al.* (2001) (b) Shapiro & Ritzwoller (2002)

(c) Maggi & Priestley (2004)

FIG. 5.7 – *Résultats de la tomographie régionale en ondes de surface à 100 km de profondeur. (a) Variations de vitesses des ondes S obtenues par inversion de formes d'ondes par Debayle et al. (2001), vitesse de référence V_{Sref}=4.413 km/s ; (b) Variations de vitesses des ondes S obtenues par inversion des courbes de dispersion en vitesses de groupe par Shapiro & Ritzwoller (2002), vitesse de référence V_{Sref}=4.483 km/s ; (c) Carte de vitesses absolues des ondes S obtenue par "partitioned waveform inversion" par Maggi & Priestley (2004).*



(a) distribution des stations



(b) résultat de la tomographie

FIG. 5.8 – *Résultat de la tomographie en ondes P par la méthode ACH (Aki et al. 1977) sous le profil traversant le Zagros et l'Iran central, effectuée par Kaviani (2004).*

7.9-8.0 km/s sous le plateau turco-iranien, plus lentes que les vitesses moyennes continentales (Kadinsky-Cade *et al.* 1981 ; Asudeh 1982 ; Hearn & Ni 1994 ; Al-Lazki *et al.* 2003). Les ondes S_n sont fortement atténuées ou même absentes sous l'Iran (Rodgers *et al.* 1997; Sandvol *et al.* 2001; Gök *et al.* 2003). Les faibles vitesses des ondes P_n et une forte atténuation des ondes S_n suggèrent un manteau supérieur chaud sous l'Iran et la présence éventuelle de fusion partielle dans le manteau.

5.2 Objectif de l'étude

Il existe deux explications possibles au contraste de vitesses observé entre le manteau supérieur sous la plaque arabique et celui sous l'Iran central. La première hypothèse explique le contraste de vitesses par une composition chimique différente du manteau entre les deux plaques lithosphériques. La deuxième explication suppose la présence de matériau asthénosphérique chaud et l'amincissement de la lithosphère sous l'Iran (Kaviani 2004). La tomographie télésismique en ondes P ne permet pas de distinguer entre ces deux hypothèses, parce qu'elle ne donne pas d'information sur les vitesses absolues. Ce type de tomographie se caractérise par une très bonne résolution latérale (de l'ordre de la dizaine de km) et une mauvaise résolution en profondeur (rais sub-verticaux). Par conséquent, les variations des vitesses obtenues par la tomographie télésismique peuvent être comparées à l'intérieur de chaque couche, mais nous ne pouvons pas comparer les résultats entre les différentes couches puisque le modèle de référence est inconnu.

Pour choisir entre les deux hypothèses proposées, nous avons effectué une inversion des courbes de dispersion locales du mode fondamental de l'onde de Rayleigh, mesurées sous le réseau sismique temporaire large-bande installé en Iran de novembre 2000 à avril 2001. L'inversion des courbes de dispersion permet d'obtenir la structure de la lithosphère en termes de vitesses des ondes S des deux côtés du Main Zagros Thrust. Cette étude locale présente deux avantages

sur les études précédentes. Premièrement, elle permet d'améliorer la résolution verticale de la tomographie en ondes P de Kaviani (2004). L'utilisation des ondes de surface nécessite des mesures entre stations espacées de plusieurs dizaines de km, ce qui introduit un lissage horizontal non négligeable, au profit d'une très bonne résolution verticale. Deuxièmement, dans la région de suture entre l'Arabie et l'Iran, notre étude donne des résultats plus précis que les images tomographiques obtenues par ondes de surface, qui n'existent actuellement qu'à l'échelle continentale ou même globale.

5.3 Courbes de dispersion

Les données ont été enregistrées sur un réseau sismique temporaire installé dans le Zagros pour une période de 4.5 mois en 2000-2001 dans le cadre de la collaboration franco-iranienne en Sciences de la Terre (Kaviani 2004). Ce réseau est composé de 65 stations situées le long du profil qui traverse le Zagros (figure 5.8a). Pour cette étude, nous n'avons utilisé que les données obtenues sur 10 stations large-bande (STS-2 et CMG3) de ce réseau, marquées par des cercles sur la figure 5.9.

La base de données initiale est constituée de 180 événements télésismiques, distribués entre 25° et 160°. Nous avons sélectionné des enregistrements d'une magnitude supérieure à 5.5 et d'un bon rapport signal/bruit. Tous les sismogrammes ont été corrigés de la réponse instrumentale. L'analyse et le filtrage temps-fréquence ont été appliqués à tous les enregistrements sismiques pour extraire le mode fondamental de l'onde de Rayleigh et diminuer le bruit. Les données pour lesquelles l'analyse temps-fréquence ne permettait pas de tracer une courbe de vitesse de groupe ont été rejetées. Après ce tri, nous avons sélectionné 70 séismes qui ont été utilisés pour les mesures de vitesse de phase. La distribution des séismes sélectionnés est montrée dans la figure 5.10. Des exemples de sismogrammes originaux et filtrés sont présentés dans l'annexe de ce chapitre (page

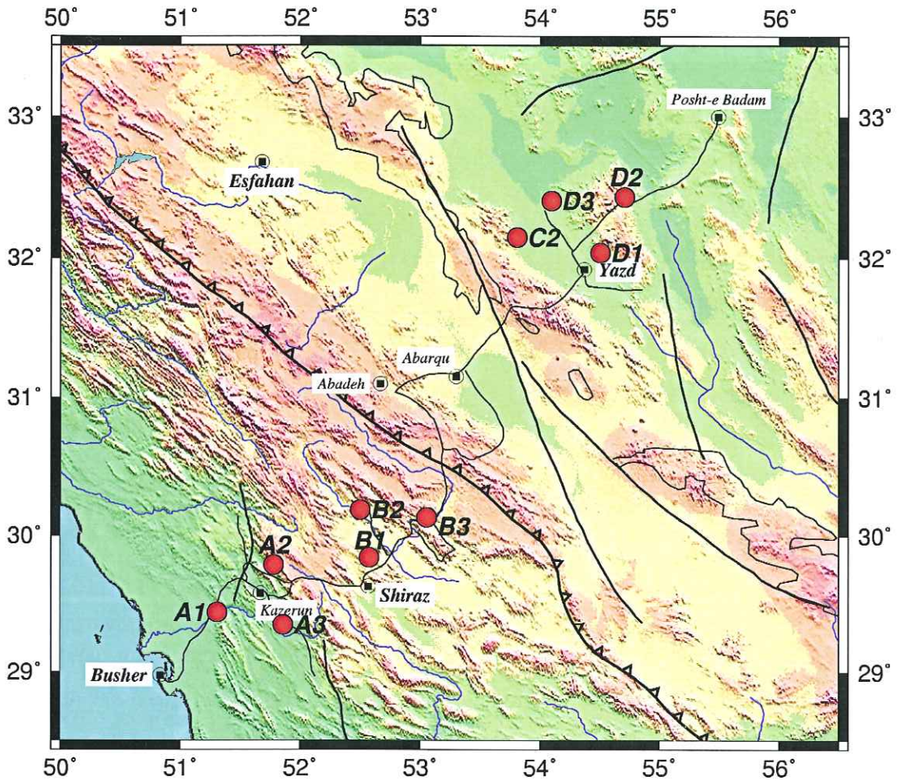


FIG. 5.9 – *Distribution des stations sismiques large-bande utilisées dans cette étude. Le trait dentelé montre la position du Main Zagros Thrust. Les stations A1, A2, A3, B1, B2 et B3 constituent le premier mini-réseau, appelé dans le texte mini-réseau A-B. La courbe de dispersion mesurée sur ce mini-réseau est attribuée à la plaque arabique. Le deuxième mini-réseau (appelé dans le texte mini-réseau B-C-D) est constitué des stations B1, B2, B3, C2, D1, D2 et D3. La courbe de dispersion mesurée sur ce mini-réseau est attribuée à l'Iran central qui constitue la majeure partie de la zone éclairée, bien que les stations B1, B2 et B3 soient situées au sud-ouest du Main Zagros Thrust.*

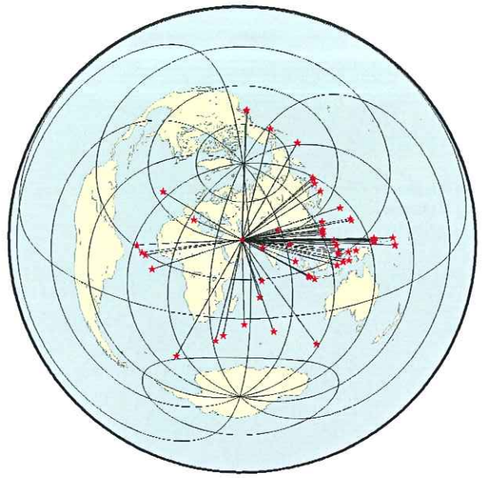


FIG. 5.10 – *Distribution des séismes sélectionnés pour les mesures de courbes de dispersion.*

189). Les vitesses de phase ont été mesurées entre les stations large-bande du réseau à l'aide du filtre de Wiener. Les mesures de vitesses de phase ont été ensuite corrigées en tenant compte de la déviation éventuelle des rais par rapport au grand-cercle. La déviation du rais pour chaque couple de stations a été calculée par une analyse de réseau[1].

Les mesures de courbes de dispersion de l'onde de Rayleigh sont présentées dans la figure 5.11. Pour chaque couple de stations, le nombre de mesures est donné entre parenthèses. Aux courtes périodes, les mesures des vitesses de phase sont souvent instables si le spectre du signal présente des trous. Dans les cas où les points erronés dus aux instabilités peuvent être séparés facilement de la courbe de dispersion, nous ne les prenons pas en compte (par exemple, profil A3-B2). Si la séparation n'est pas possible, tous les points de la courbe aux courtes périodes

1. Pour plus de détails sur la procédure de mesure des vitesses de phase, voir le chapitre 3.1, page 78.

sont rejetés. Généralement, nous pouvons mesurer les vitesses de phase à partir de 20 s.

Le but de notre étude est de comparer la structure lithosphérique de la plaque arabique avec celle de l'Iran central. Dans un premier temps, nous avons donc séparé toutes les stations large-bande en deux mini-réseaux. Le premier mini-réseau est constitué des stations A1, A2, A3, B1, B2 et B3, qui se trouvent sur la plaque arabique. Les stations C1, D1, D2 et D3 installées en Iran représentent le deuxième mini-réseau. Malheureusement, les mesures des vitesses de phase entre les stations du deuxième mini-réseau s'avèrent instables à cause de sa petite ouverture (40-90 km). Les courbes de dispersion entre ces stations présentent de trop larges barres d'erreur pour qu'on puisse en tirer des conclusions sur la structure profonde sous ce réseau (voir figure 5.11). Finalement, pour stabiliser les mesures, nous avons inclus les stations B1, B2 et B3 dans le deuxième mini-réseau.

Nous avons assemblé les mesures des vitesses de phase entre les stations des premier (A-B) et deuxième (B-C-D) mini-réseaux et avons calculé la courbe de dispersion moyenne pour chacun. Nous avons attribué la courbe de dispersion moyenne sous le mini-réseau A-B au Zagros, et donc à la plaque arabique. La courbe de dispersion moyenne sous le mini-réseau B-C-D est associé à l'Iran central. Les deux courbes de dispersion avec les barres d'erreur sont présentées dans la figure 5.12.

Le deuxième mini-réseau B-C-D, qu'on utilise pour estimer la structure lithosphérique sous l'Iran, dépasse de 80 km sur la plaque arabique, au-delà du Main Zagros Thrust. La longueur totale de ce mini-réseau est de 350 km. En supposant le contraste de vitesses de phase de 5% entre la partie arabe et iranienne du mini-réseau B-C-D, nous pouvons nous attendre à ce que la courbe de dispersion moyenne ait une erreur de l'ordre 1.1% par rapport à la vitesse de phase réelle sous la partie iranienne. Les vitesses de phase sont mesurées avec une erreur moyenne de $\pm 2\%$. On peut donc considérer que l'erreur induite par le fait que le

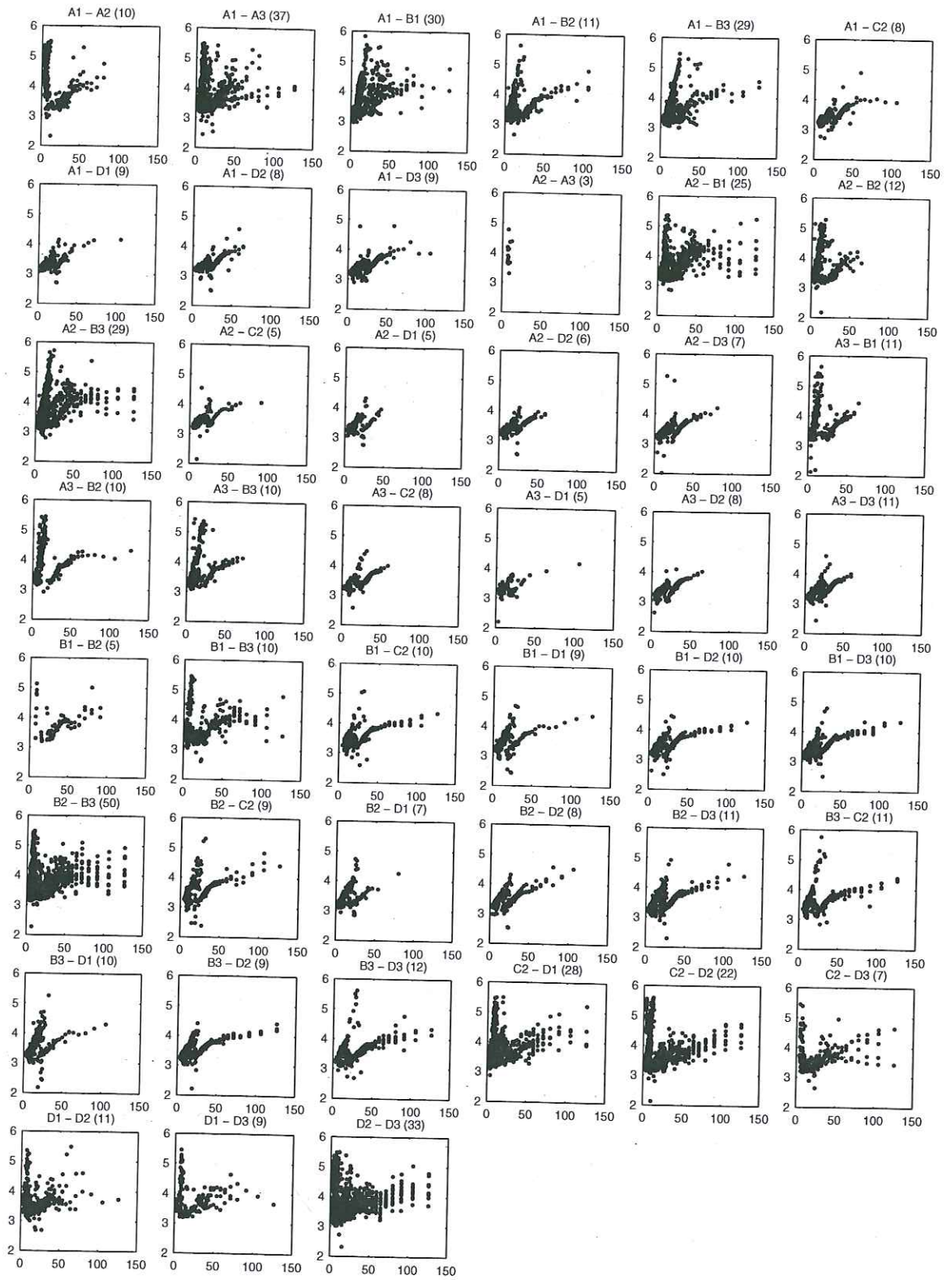


FIG. 5.11 – *Mesures des vitesses de phase entre les stations du réseau. Axe vertical : vitesse de phase (km/s), axe horizontal : période (s). Pour chaque couple de stations, le nombre de mesures est marqué entre parenthèses.*

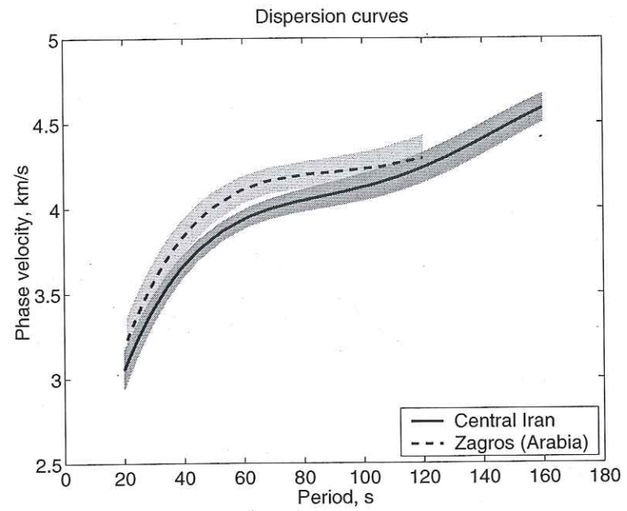


FIG. 5.12 – *Courbes de dispersion moyennes dans les parties de l'Iran central (trait continu) et du Zagros (trait pointillé) du réseau.*

mini-réseau B-C-D dépasse sur la partie arabe est inclue dans les barres d'erreur de nos mesures. Néanmoins, nous pouvons avoir un petit biais systématique dans les mesures de courbes de dispersion. Cela signifie que les différences de vitesse entre la plaque arabique et l'Iran central peuvent être sous-estimées.

Pour vérifier cela, nous avons rajouté les données enregistrées sur des stations de types CMG-40 du même réseau, qui permettent de mesurer des vitesses de phase jusqu'à 60 s de période. La distribution des stations de type CMG-40 est montré sur la figure 5.13a. Sur cette figure, le premier mini-réseau A-B est représenté par un trait rouge et le deuxième mini-réseau par un trait bleu. Nous avons mesuré les courbes de dispersion entre les stations large-bande (C2-D1-D2-D3) et CMG-40 (M4-M5-M6-M7-M8) qui se trouvent uniquement sur la plaque iranienne. Ces stations sont incluses dans l'ellipse noire sur la carte 5.13a. La courbe de dispersion mesurée avec ces stations est montrée dans la figure 5.13b en trait noir. On voit que la courbe de dispersion mesurée sur le deuxième mini-

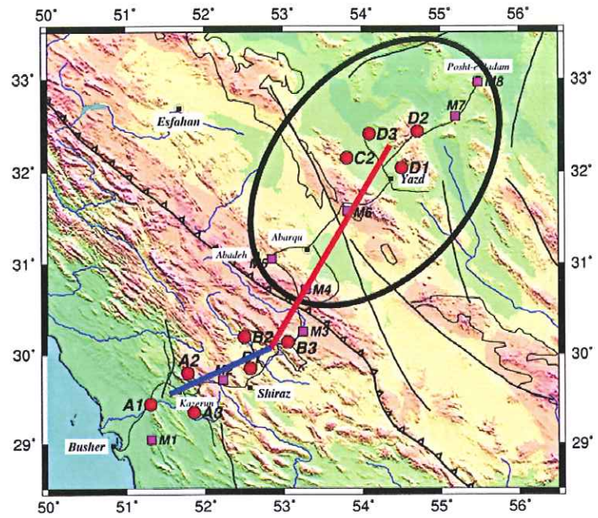
réseau (courbe rouge) est presque identique à celle mesurée entre les stations situées uniquement sur la plaque iranienne (courbe noire). La différence entre les deux courbes est comprise dans les barres d'erreur de nos mesures.

Les figures 5.12 et 5.13b montrent une différence significative entre les vitesses de phase attribuées aux plaques arabique et iranienne. Cette différence est de l'ordre de 4.5% entre 40 et 80 s de période. Notre résultat confirme donc les résultats des études tomographiques récentes qui trouvent un manteau plus lent sous l'Iran que sous l'Arabie (Debayle *et al.* 2001 ; Shapiro & Ritzwoller 2002 ; Maggi & Priestley 2004 ; Kaviani 2004).

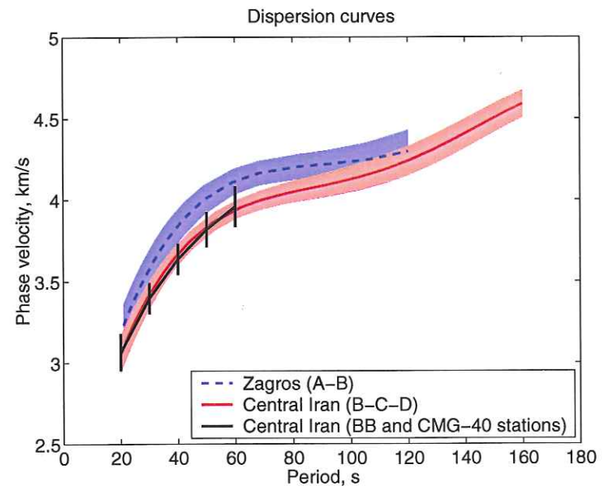
Dans la figure 5.14, nous avons comparé notre courbe de dispersion avec celles déduites du modèle global de Shapiro & Ritzwoller (2002) pour la région iranienne (source *http://ciei.colorado.edu/~nshapiro/MODEL/*), du modèle moyen de l'Iran obtenu par Maggi & Priestley (2004) et du modèle continental standard IASP91 (Kennett & Engdahl 1991). Les courbes de dispersion présentées dans la figure 5.14, correspondant à ces modèles régionaux, ont été calculées à l'aide du logiciel de Herrmann (1985).

La courbe de dispersion déduite du modèle de Shapiro & Ritzwoller (2002) est très proche de nos mesures, notamment entre 40 et 120 s de période. Les courbes de dispersion correspondant au modèles de Maggi & Priestley (2004) et IASP91 diffèrent de notre courbe de dispersion pour des périodes comprises entre 20 et 60 s, puis à partir de 120 s. Les vitesses de phase plus élevées à courtes périodes dans la courbe de dispersion de Maggi & Priestley (2004) et IASP91 correspondent à des vitesses des ondes S plus rapides dans la partie crustale de ces modèles. Dans notre étude, nous n'avons pas de bonnes contraintes sur les vitesses dans la croûte.

Puisque la suture entre l'Arabie et l'Iran se situe au Main Zagros Thrust, la chaîne du Zagros appartient entièrement à la plaque arabique. Par conséquent, nous nous attendons à ce que la structure lithosphérique sous le Zagros soit très proche de celle de la plate-forme arabique. Dans la figure 5.15, la courbe



(a) distribution des stations LB et CMG-40



(b) courbes de dispersion

FIG. 5.13 – *Vérification des mesures de courbes de dispersion. (a) Distribution de stations utilisées pour les mesures de vitesse de phase. Cercles rouges : stations large bande ; carrés roses : stations de type CMG-40. Le premier mini-réseau (A-B) est marqué par le trait bleu, le deuxième mini-réseau (B-C-D) est marqué par le trait rouge. L'ellipse noire regroupe les stations situées uniquement sur la plaque iranienne, qui sont utilisées pour la vérification des mesures de vitesse de phase sur le deuxième mini-réseau. (b) Courbes de dispersion mesurées sur le premier mini-réseau A-B (en bleu), le deuxième mini-réseau (en rouge) et sur les stations incluses dans l'ellipse noire (en noir).*

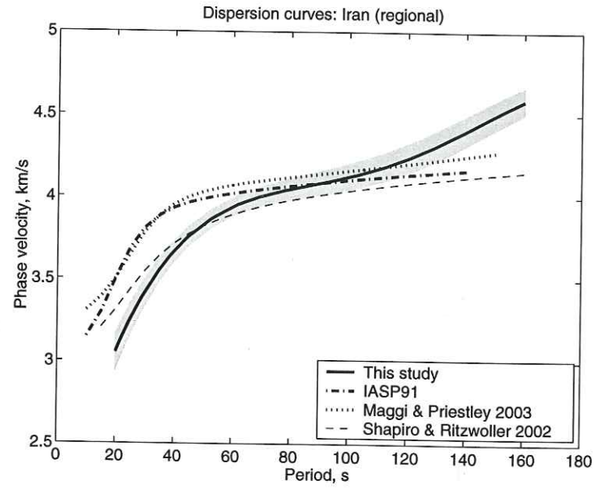


FIG. 5.14 – *Courbe de dispersion mesurée en Iran central et comparaison avec d'autres études régionales et le modèle continental IASP91.*

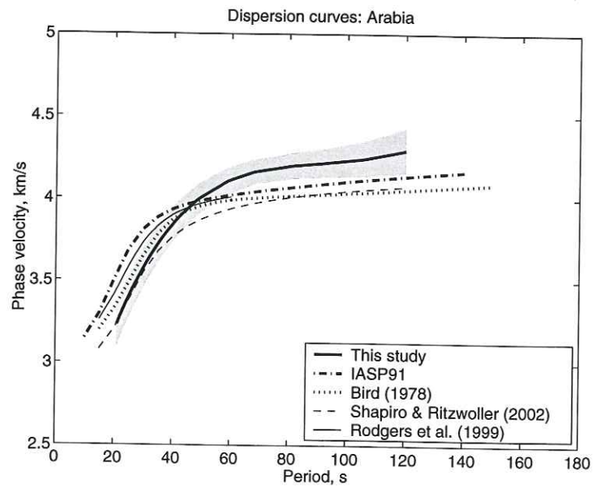


FIG. 5.15 – *Courbe de dispersion mesurée dans le Zagros (Arabie) et comparaison avec d'autres études régionales.*

de dispersion mesurée dans le Zagros est comparée aux courbes de dispersion déduites d'autres études dans la plate-forme arabique (Bird 1978 ; Rodgers *et al.* 1999), ainsi que des résultats de la tomographie globale de Shapiro & Ritzwoller (2002). Ces courbes de dispersion ne peuvent pas strictement être comparées à notre mesure locale, parce que elles sont moyennées sur une large partie de la plate-forme arabique. Pour des périodes plus grandes que 60 s, les vitesses de phase dans le Zagros sont plus rapides que les vitesses de phase moyennes pour la plate-forme arabique.

5.4 Modèles de vitesse des ondes S

Les courbes de dispersion obtenues dans l'Iran central et dans le Zagros ont été inversées en modèles de vitesse des ondes S. Nous avons utilisé la méthode d'inversion non-linéaire par gradients qui se déroule en deux étapes.

La première étape consiste à inverser la courbe de dispersion par une procédure linéarisée (Tarantola & Valette 1982), en minimisant la fonction coût (voir chapitre 3.3.1, page 96). Cette inversion a été effectuée à l'aide du logiciel de Herrmann (1987). Pour le modèle initial de l'inversion, nous avons utilisé le modèle moyen de l'Iran de Maggi & Priestley (2004). Ce modèle moyen est calculé pour le plateau turco-iranien. Il couvre donc entièrement la région de notre étude. La profondeur de Moho moyenne dans le modèle de Maggi & Priestley (2004) est de 43 km. Nous avons modifié les profondeurs de Moho dans notre modèle initial d'après les résultats d'inversion des fonctions récepteurs de Kaviani (2004) (figure 5.6). La profondeur moyenne de Moho dans le Zagros est de 45 km, en Iran central de 55 km.

A la deuxième étape de l'inversion, pour obtenir une variété des modèles possibles correspondant à nos courbes de dispersion, nous avons appliqué l'inversion non-linéaire de Monte-Carlo. Pour cette étape, le modèle obtenu par l'inversion linéarisée est utilisé comme modèle de départ pour l'inversion stochastique par

gradients. La deuxième étape de l'inversion est détaillée dans le chapitre 3.3.3 (page 100). A chaque itération de l'inversion stochastique, nous avons fixé les variations des vitesses à 1% et les variations des profondeurs à 5%. 5000 itérations ont été effectuées pour chaque courbe de dispersion, avec 50 départs différents et 100 itérations pour chaque départ.

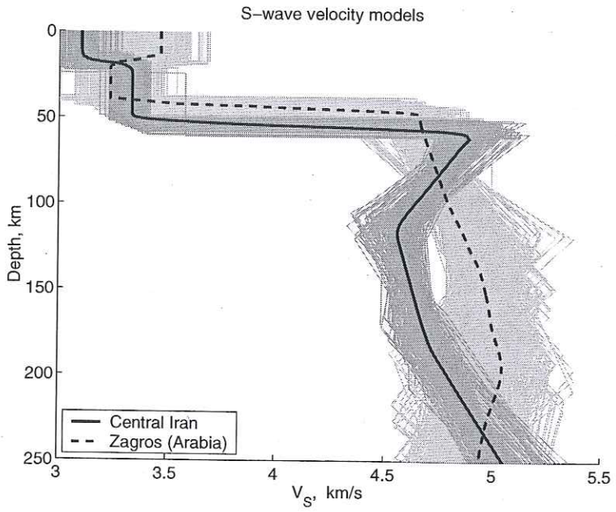


FIG. 5.16 – *Résultat de l'inversion stochastique des courbes de dispersion de l'Iran central et du Zagros (Arabie). Tous les modèles acceptés par l'inversion sont tracés en gris foncé pour l'Iran central et en gris clair pour le Zagros. Les modèles moyens sont marqués par des traits continu pour l'Iran central et pointillé pour le Zagros. La différence de vitesses entre les deux modèles est de l'ordre de 7% entre 100 et 200 km de profondeur.*

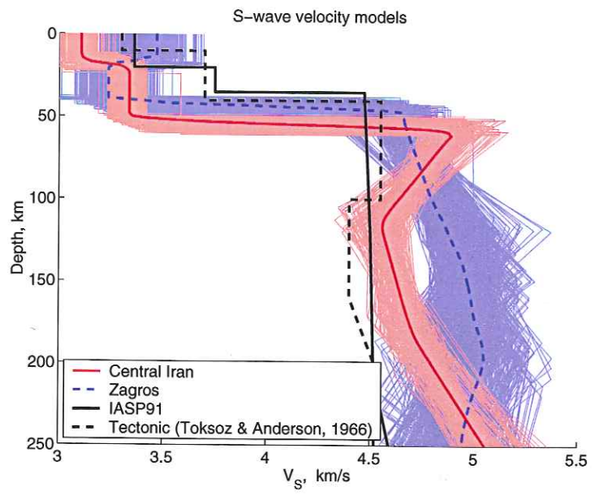
Les résultats de l'inversion stochastique pour le Zagros (Arabie) et l'Iran central sont présentés dans la figure 5.16. Tous les modèles acceptés par l'inversion sont tracés en gris foncé pour l'Iran central et en gris clair pour le Zagros. Les modèles moyens calculés à partir de l'ensemble de modèles acceptés par l'inversion sont présentés par les traits continu pour l'Iran central et pointillé pour le

Zagros.

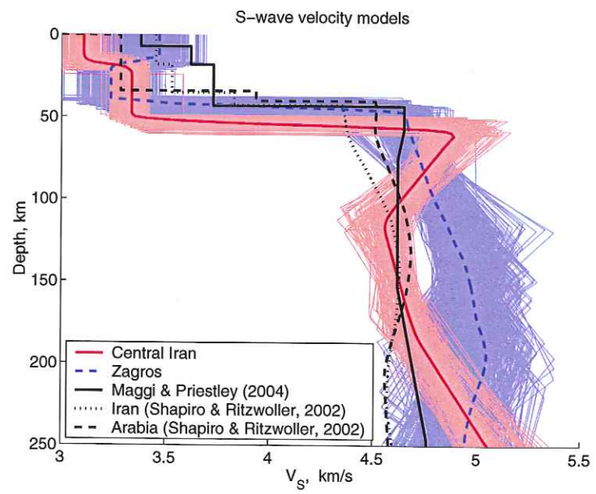
Dans notre étude, nous avons mesuré les courbes de dispersion à partir de 20 s de période, ce qui correspond approximativement à 25-35 km de profondeur. Pour cette raison, les détails dans la croûte ne peuvent pas être résolus. Par contre, nous avons de bonnes contraintes sur la profondeur de Moho. La longueur d'onde maximale pour la courbe de dispersion de l'Iran est 730 km. La structure en profondeur peut donc être résolue jusqu'à 250-350 km. Pour le Zagros, la longueur d'onde maximale est 516 km. Nous pouvons résoudre la structure lithosphérique sous cette zone jusqu'à 170-250 km.

Le résultat le plus spectaculaire de l'inversion est une anomalie de vitesse lente sous l'Iran central par rapport au modèle du Zagros entre 100 et 200 km de profondeur. La différence entre le modèle de vitesse en Iran central et celui du Zagros atteint 7% à cette profondeur. Le modèle de l'Iran central montre un gradient de vitesse extrêmement fort immédiatement sous le Moho. Ce gradient de vitesse n'est pas compatible avec une lithosphère chimiquement homogène. Nous pouvons expliquer ce modèle en supposant une remontée de l'asthénosphère sous l'Iran central. Nos résultats permettent d'estimer que la base de la lithosphère sous l'Iran central se situe autour de 120 km, ce qui est sensiblement moins que l'épaisseur de la lithosphère sous les boucliers, considérée généralement de plus de 250 km (Sacks *et al.* 1979 ; Calcagnile 1991 ; VanDecar *et al.* 1995 ; Ritsema & van Heijst 2000 ; James *et al.* 2001 ; Sandoval *et al.* 2003).

Un autre résultat intéressant est que sous le Zagros, on ne voit pas de zone de faible vitesse associée à la base de la lithosphère. En effet, la définition de la lithosphère sous les continents est beaucoup plus compliquée que pour des régions océaniques. Les définitions chimique et physique sont souvent incompatibles et donnent des épaisseurs de lithosphère différentes (Kukkonen & Peltonen 1999). La zone de faible vitesse n'est pas toujours présente sous les continents (Bruneton 2003). Des études de xénolites d'origine mantellique confirment ce résultat (Kukkonen & Peltonen 1999 ; Kukkonen *et al.* 2003).



(a) comparaison avec des modèles moyens



(b) comparaison avec des études régionales

FIG. 5.17 – *Comparaison de nos modèles en vitesses des ondes S calculés en Iran central (en rouge) et dans le Zagros (en bleu) avec (a) des modèles moyens et (b) des modèles issus des études régionales.*

Nous avons comparé nos modèles avec des modèles moyens de la Terre et des études régionales. La figure 5.17a montre une comparaison de nos modèle de l'Iran central et du Zagros avec le modèle standard IASP91 (Kennett & Engdahl 1991) et le modèle moyen des zones tectoniques actives (Toksoz & Anderson 1966). Dans notre zone d'étude on observe des vitesses moyennes des ondes S sensiblement plus rapides que dans les modèles moyens, notamment sous le Zagros.

La figure 5.17b montre une comparaison avec des modèles obtenus dans des études régionales, correspondant aux courbes de dispersion de la figure 5.14a. Ces modèles sont issus de la tomographie en onde de surface à l'échelle régionale et globale (Shapiro & Ritzwoller 2002 ; Maggi & Priestley 2004) et donc moyennés sur de larges régions. Dans ce cas, les variations de vitesse locales sont largement sous-estimées. Notre étude représente au contraire une mesure de vitesse locale. Pour cette raison, notre résultat ne peut pas être comparé directement avec ces modèles. Par contre, les études régionales montrent également des vitesses plutôt élevées dans notre zone d'étude, ce qui est en accord avec notre résultat.

5.5 Discussion et conclusion

Le but de cette étude, défini dans la section 5.2 de ce chapitre, est de choisir entre deux hypothèses qui peuvent expliquer les observations des vitesses lentes sous l'Iran central par rapport au Zagros. Rappelons que la première hypothèse possible explique cette différence de vitesses par la différence chimique entre les deux lithosphères. La deuxième hypothèse propose la présence d'un manteau chaud sous l'Iran et d'une lithosphère amincie par l'érosion thermique, qui sont à l'origine des vitesses faibles dans cette région.

L'inversion des courbes de dispersion locales dans l'Iran central et le Zagros nous a permis d'obtenir la structure en vitesses des ondes S de deux côtés de la zone de convergence. Les résultats de l'inversion montrent des vitesses lentes sous l'Iran central entre 100 et 200 km de profondeur par rapport au modèle

du Zagros. Ce résultat est en accord avec des études tomographiques dans cette région (Ritzwoller & Levshin 1998 ; Curtis at al. 1998 ; Pasyanos *et al.* 2001 ; Debayle *et al.* 2001 ; Shapiro & Ritzwoller 2002 ; Maggi & Priestley 2004 ; Kaviani 2004).

L'amplitude de l'anomalie lente sous l'Iran est de l'ordre de 7% avec un gradient de vitesse extrêmement fort immédiatement sous le Moho. Elle ne peut pas donc être expliquée seulement par des variations chimiques entre les lithosphères arabe et iranienne. Le résultat de l'inversion des courbes de dispersion confirme plutôt l'hypothèse d'un manteau chaud sous l'Iran. D'autre part, nous avons constaté une lithosphère amincie de 120 km, qui peut être expliquée par une remontée de l'asthénosphère et l'érosion thermique de la lithosphère dans cette région. Une forte atténuation des ondes S_n (Sandvol *et al.* 2001; Gök et al. 2003) et l'existence du volcanisme récent en Iran (Berberian & King 1981) confirment l'hypothèse d'un manteau chaud. Une remontée de l'asthénosphère peut expliquer également l'altitude moyenne anormalement haute des plateaux de l'Iran central qui n'est pas compensée par une croûte épaisse.

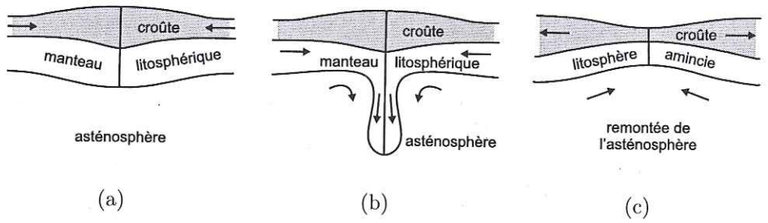


FIG. 5.18 – *Modèle de délamination partielle de la lithosphère. (a) épaississement de la lithosphère dans une zone de collision ; (b) création d'une instabilité gravitationnelle de type Rayleigh-Taylor ; (c) détachement d'une partie dense de la lithosphère et amincissement de la lithosphère attachée.*

Pour expliquer la présence de l'asthénosphère à faible profondeur sous l'Iran central, Maggi & Priestley (2004) proposent le mécanisme de délamination partielle de la lithosphère iranienne (figure 5.18). Dans ce modèle, l'épaississement de la lithosphère dans la zone de collision peut entraîner une instabilité gravitationnelle de type Rayleigh-Taylor et le détachement d'une partie dense de la lithosphère (Houseman & Molnar 1997 ; Molnar *et al.* 1998 ; Conrad & Hager 1999). La partie détachée est ensuite remplacée par l'asthénosphère. La lithosphère initiale est donc amincie, suite à la délamination et à l'érosion thermique.

Une autre explication possible est liée au détachement de la lithosphère océanique téthysienne au moment de la collision entre les lithosphères continentales d'Arabie et d'Iran (figure 5.19). Sengör et al. (2003) proposent initialement ce mécanisme pour le haut plateau d'Anatolie Est (Turquie) afin d'expliquer les résultats obtenus sur les profondeurs de Moho et les caractéristiques de propagation des ondes P_n et S_n, qui sont similaires à ceux obtenus en Iran. En fait, les conséquences de la délamination sont similaires à celles du détachement du slab. Le flux asthénosphérique monte dans la rupture et entraîne l'érosion thermique de la lithosphère. Comme dans le cas précédent, ce processus se traduit par une lithosphère amincie.

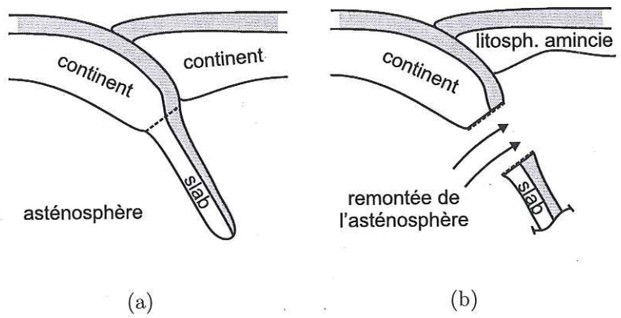


FIG. 5.19 – *Modèle de détachement du slab océanique au moment de la collision continentale. (a) début de la collision continentale ; (b) détachement du slab océanique et amincissement de la lithosphère, suite à une remontée de l'asthénosphère dans la zone de rupture.*

Ces deux mécanismes ont été également évoqués dans le cas du Tibet (Johnson 2002) pour expliquer une zone de faible vitesse observée dans la lithosphère sous le plateau tibétain (Bourjot & Romanowicz 1992 ; Griot *et al.* 1998). Van der Voo *et al.* (1999) mettent en évidence la présence de reliques du slab téthysien détachées et flottant dans l'asthénosphère. Notons que actuellement aucune trace du slab téthysien (détaché ou non) n'a été imagée par les études tomographiques en Iran. Ceci est peut-être dû à la résolution relativement faible de la tomographie par onde de surface, alors que le contraste entre le slab et le manteau avoisinant peut être seulement de 1%. L'inversion des courbes de dispersion locales effectuée dans cette étude ne permet pas de choisir entre les deux mécanismes proposés, responsables de l'anomalie de vitesse lente sous l'Iran.

Le modèle de vitesses des ondes S obtenu sous le Zagros montre des vitesses absolues très rapides. L'origine des vitesses rapides dans cette zone est difficile à expliquer. Elle peut avoir plusieurs causes. Dans notre étude nous n'avons pas observé de zone de faible vitesse sous le Zagros qui pourrait être associée à la base de la lithosphère et ce jusqu'à 250 km de profondeur. Cette zone se trouve probablement plus profondément, ce qui pourrait expliquer des vitesses rapides associées à une lithosphère anormalement épaisse. L'origine des vitesses rapides sous le Zagros peut être liée également à un flux de chaleur faible. Malheureusement, il n'existe actuellement pas de données sur le flux de chaleur mesuré en Arabie. La dernière hypothèse est liée à la composition chimique de la lithosphère arabique. Si la lithosphère arabique est composée de roches appauvries, cela pourrait également expliquer les vitesses rapides observées. Une étude des xénolithes en Arabie serait nécessaire pour confirmer (ou non) cette hypothèse.

Bibliographie

Agard, P., Omrani, J., Jolivet, L. & Mouthereau, F., 2003. De la marge passive à la marge active : évolution tectono-métamorphique de la "crush zone" et de la zone de

Sanandaj-Sirjan (NW Zagros). *Journées de l'Iran*, Grenoble.

Aki, K., Christoffersson, A. & Husebye, E.S., 1977. Determination of the three-dimensional seismic structure of the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, **82**, 2, 277–296.

Alavi, M., 1994. Tectonics of the Zagros orogenic belt of Iran: new data and interpretations. *Tectonophysics*, **229**, 211–238.

Al-Lazki, A., Sandvol, E., Seber, D., Barazangi, M. & Türkelli, N., 2003. P_n tomographic imaging of mantle lid velocity and anisotropy at the junction of the Arabian, Eurasian and African plates. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 24, doi: 10.1029/2003GL017391.

Asudeh, I., 1982. P_n velocities beneath Iran. *Earth planet. Sci. Lett.*, **61**, 136–142.

Bayer, R., Shabanian, E., Regard, V., Yamini Fard, F., Vernant, P., Nilforoushan, F., Abbassi, M., Chéry, J., Tatar, M., Doerflinger, E., Peyret, M., Daignères, M. Bellier, O., Hatzfeld, D. & Mokhtari, M., 2002. Active deformation in the Zagros-Makran Transition zone inferred from GPS, tectonic and seismological measurements. *EOS Trans. AGU*, **83**, Fall Meet Suppl., abstract S62B-1188.

Berberian, M. & King, G.C.P., 1981. Towards a paleogeography and tectonic evolution of Iran. *Can. J. Earth. Sci.*, **18**, 210–265.

Berberian, M. & Yeats, R.S., 1999. Patterns of historical earthquake rupture in the Iranian plateau. *Bull. seism. Soc. Am.*, **89**, 120–139.

Bird, P. 1978. Finite element modelling of lithosphere deformation: the Zagros collision orogeny. *Tectonophysics*, **50**, 307–336.

Bird, P., Toksöz, M. & Sleep, N., 1975. Thermal and mechanical models of continent-continent convergence zones. *J. Geophys. Res.*, **80**, 4405–4416.

Boulin, J., 1991. Structures in Southwest Asia and evolution of the eastern Tethys. *Tectonophysics*, **196**, 211–268.

Bourjot, L. & Romanowicz, B., 1992. Crust and upper mantle tomography in Tibet using surface waves. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 9, 881–884.

Brune, J. & Dorman, J., 1963. Seismic waves and Earth structure in the Canadian Shield. *Bull. seism. Soc. Am.*, **53**, 167–210.

Bruneton, M., 2003. Etude de la structure lithosphérique 3D du Bouclier Balte par l'analyse des ondes de Rayleigh. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Calcagnile, G., 1991. Deep structure of Fennoscandia from fundamental and higher mode dispersion of Rayleigh waves. *Tectonophysics*, **195**, 139–149.

Conrad, C.P. & Hager, B.H., 1999. The growth of Rayleigh -Taylor type intabilities in the lithosphere for various rheological and density structures. *Geophys. J. Int.*, **129**, 95–112.

Curtis, A., Trampert, J., Snieder, R. & Dost, B., 1998. Eurasian fundamental mode surface wave phase velocities and their relationship with tectonic structures. *J. Geophys. Res.*, **103**, 26919–26947.

Davoudzadeh, M., Lammerer, B. & Weber-Diefenbach, K., 1997. Paleogeography, stratigraphy, and tectonics of the Tertiary of Iran. *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.*, **205**, 33–67.

Debayle,E., Lévêque, J.-J. & Cara, M., 2001. Seismic evidence for a plume in the upper mantle beneath the northeastern Afro/Arabian continent. *Earth planet. Sci. Lett.*, **193**, 423–436.

Dehghani, G. & Makris, J., 1984. The gravity field and crustal structure of Iran. *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.*, **168**, 215–229.

DeMetz, C., Gordon, R.G., Argus, D.F. & Stein, S., 1990. Current plate motion. *Geophys. J. Int.*, **101**, 425–478.

DeMetz, C., Gordon, R.G., Argus, D.F. & Stein, S., 1994. Effect of recent revision to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motion. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2191–2194.

Falcon, N.L., 1974. Southern Iran: Zagros mountains. *Geol. Soc. of London Spec. Publ.*, **4**, 199–211.

Giese, P., Makris, J., Akashe, B., Rower, P., Letz, H. & Mostaanpour, M., 1983. Seismic crustal studies in southern Iran between the Lut block and the Zagros belt. *Geol. Surv. Iran. Rep.*, **51**, 71–84..

Gök, R., Sandvol, E., Türkelli, N., Seber, D. & Barazangi, M., 2003. S_n attenuation in the Anatolian and Iranian plateau and surrounding regions. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 24, doi: 10.1029/2003GL018020.

Griot, D.-A., Montagner, J.-P. & Tapponier, P., 1998. Phase velocity structure from Rayleigh and Love waves in Tibet and its neighbouring regions. *J. Geophys. Res.*, **103**, 21215–21232.

Gumper, F. & Pomeroy, P.W., 1970. Seismic wave velocities and Earth structure on the African continent. *Bull. seism. Soc. Am.*, **60**, 2, 651–668.

Hatzfeld, D., Tatar, M.K.P. & Ashtiani, M., 2003. The crustal velocity structure beneath the Zagros mountain belt (Iran). *Geophys. J. Int.*, in press.

Hearn, T. & Ni, J., 1994. P_n velocities beneath continental collision zones: The Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.*, **117**, 273–283.

Hempton, M., 1987. Constraints on Arabian plate motion and extensional history of the Red Sea. *Tectonics*, **6**, 697–705.

Herrmann, R.B., 1985. Computer programs in seismology, Volume III : Surface waves in plane layers, Saint Louis University, Missouri.

Houseman, G.A. & Molnar, P., 1997. Gravitational (Rayleigh-Taylor) instability of a layer with non-linear viscosity and convective thinning of continental lithosphere. *Geophys. J. Int.*, **128**, 125–150.

James, D.E., Fouch, M.J. & VanDecar, J.C., 2001. Tectonic structure beneath southern Africa. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2485–2488.

Johnson, M.R.W., 2002. Shortening budgets and the role of continental subduction during the India-Asia collision. *Earth Sci. Rev.*, **59**, 101–123.

Kadinsky-Cade, K., Barazangi, M., Oliver, J. & Isacks, B., 1981. Lateral variations in high-frequency seismic wave propagational regional distances across the Turkish and Iranian plateaus. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9377–9396.

Kaviani, A., 2004. La chaîne de collision du Zagros (Iran) : structure lithosphérique par analyse de données sismologiques. Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier - Grenoble, en préparation.

Kennett, B.L.N. & Engdahl, E.R., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase indefication. *Geophys. J. Int.*, **105**, 429–465.

Kukkonen, I.T., Kinnunen, K. & Peltonen, P., 2003. Mantle xenolith and thick lithosphere in the Fennoscandian Shield. *Physics and Chemistry of the Earth*, **28**, 349–360.

Kukkonen, I.T. & Peltonen, P., 1999. Xenolith-controlled geotherm for the central Fennoscandian Shield: implications for lithosphere-asthenosphere relations. *Tectonophysics*, **304**, 301–315.

Maggi, A. & Priestley, K., 2004. Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.*, submitted.

Marcoux, J., Baud, A., Ricou, L.E., Gaetani, M., Krystyn, L., Bellion, Y., Guiraud, R., Moreau, C., Besse, J., Gallet, Y., Jaillard, E. & Theveniaut, H., 1993. Late Anisian palaeoevnvironments (237 to 234 Ma). In: *Atlas Tethys Palaeoenvironmental Maps.* Maps, Decourt J., Ricou, L.E. & Vrielynck, B. (eds.). Rueil-Malmaison: BEICIP-FRANLAB.

McKenzie, D., 1978. Active tectonics of the Alpine-Himalayan belt: the Aegean Sea and surrounding regions. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **55**, 217–254.

Molnar, P., Houseman, G.A. & Conrad, C.P., 1998. Rayleigh-Taylor instability and convective thinning of mecanically thichened lithosphere: effects of non-linear viscosity decreasing exponentionally with depth and of horizontal shortening of the layer. *Geophys. J. Int.*, **133**, 568–584.

Pasyanos, M., Walter, W. & Hazler, S., 2001. A surface wave dispersion study of the Middle East and North Africa for monitoring the comprehensive nuclear-test-ban treaty. *Pure appl. Geophys.*, **158**, 1445–1474.

Regard, V., 2003. Variations temporelle et spatiale de la transition subduction-collision : Tectonique de la transition Zagros-Makran (Iran) et modélisation analogique. *Thèse de doctorat*, Université d'Aix-Marseille III.

Ricou, L.E., Braud, J. & Brunn, J.H., 1977. Le Zagros. *Mém. h. sér. Soc. Géol. France,* **8**, 33–52.

Ritsema, J. & van Heijst, 2000. New seismic model of the upper mantle beneath Africa. *Geology,* **28**, 63–66.

Ritzwoller, M. & Levshin, A., 1998. Eurasian surface wave tomography: group velocities. *J. Geophys. Res.,* **103**, 4839–4878.

Rodgers, A.J. *et al.*, 1997. Propagation characteristics of short-period S_n and L_g in the Middle East. *Bull. seism. Soc. Am.,* **87**, 2, 396–413.

Rodgers, A.J., Walter, W.R., Mellors, R.J., Al-Amri, A.M.S. & Zhang, Y.-S., 1999. Lithospheric structure of the Arabian Shield and Platform from complete regional waveform modelling and surface wave group velocities. *Geophys. J. Int.,* **138**, 871–878.

Sacks, I.S., Snoke, J.A. & Husebye, E.S., 1979. Lithosphere thickness beneath the Baltic Shield. *Tectonophysics,* **56**, 101–110.

Sandoval, S., Kissling, E., Ansorge, J. & the Svekalapko Seismic Tomography Working Group, 2003. High resolution body wave tomography beneath the Svekalapko array: II. anomalous upper mantle structure beneath central Baltic Shield. *Geophys. J. Int.,* submitted.

Sandvol, E., Al-Damegh, Calvert, A., Seber, D., Barazangi, M., Mohammad, R., Gök, R., Türkelli, N. & Gürbüz, C., 2001. Tomographic imaging of L_g and S_n propagation in the Middle East. *Pure appl. Geophys.,* **158**, 1121–1163.

Sella, G.F., Dixon, T.H. & Mao, A., 2002. REVEL: A model for recent plate velocities from space geodesy. *J. Geophys. Res.,* **107**, doi: 10.1029/2000JB000033.

Sengör, A.M.C, Ozeren, S., Genc, T. & Zor, E., 2003. East Anatolian high plateau as a mantle-supported, north-south shortened domal structure. *Geophys. Res. Lett.,* **30**, 24.

Shapiro, N.M. & Ritzwoller, M.H., 2002. Monte-Carlo inversion for a global shear-velocity model of the crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.,* **151**, 88–105.

Snoke, J.A. Sambridge, M., 2002. Constraints in the S wave velocity structure in a continental shield from surface wave data: Comparing linearized least squares inversion and the direct search neighbourhood algorithm. *J. Geophys. Res.,* **107**, B5, doi: 10.1029/2001JB000498.

Snyder, D. & Barazangi, M., 1986. Deep crustal structure and flexure of the Arabian plate beneath the Zagros collisional mountain belt as inferred from gravity observations. *Tectonics,* **5**, 361–373.

Stöklin, J., 1977. Structural corellation of the Alpine range between Iran and Central Asia. *Mém. h. sér. Soc. Géol. France,* **8**, 333–353.

Talebian, M. & Jackson, J., 2002. offset on the Main Recent Fault of NW Iran and implications for the late Cenozoic tectonics of the Arabia-Eurasia collision zone. *Geophys. J. Int.,* **150**, 422–439.

Tarantola, A. & Valette, B., 1982. Generalized non-linear inverse problems solved using the least square criterion. *Rev. Geophys. Space Phys.,* **20**, 219–232.

Tatar, M., Hatzfeld, D., Martinod, J., Walpersdorf, A., Ghafori-Ashtiany, M. & Chery, J., 2002. The present day deformation of the central Zagros from GPS measurements. *Geophys. Res. Lett.,* **29**, doi: 10.1029/2002GL015427.

Toksöz, M. & Anderson, D. L., 1966. Phase velocities of long-period surface waves and structure of the upper mantle, 1. Great circle Love and Rayleigh wave data. *J. Geophys. Res.,* **71**, 1649–1658.

VanDecar, J.C., James, D.E. & Assumpcão, M., 1995. Seismic evidence for a fossil mantle plume beneath South America and implications for plate driving forces. *Nature,* **378**, 25–31.

Van der Voo, R., Spakman, W. & Bijwaard, H., 1999. Tethyan subducted slabs under India. *Earth planet. Sci. Lett.,* **171**, 7–20.

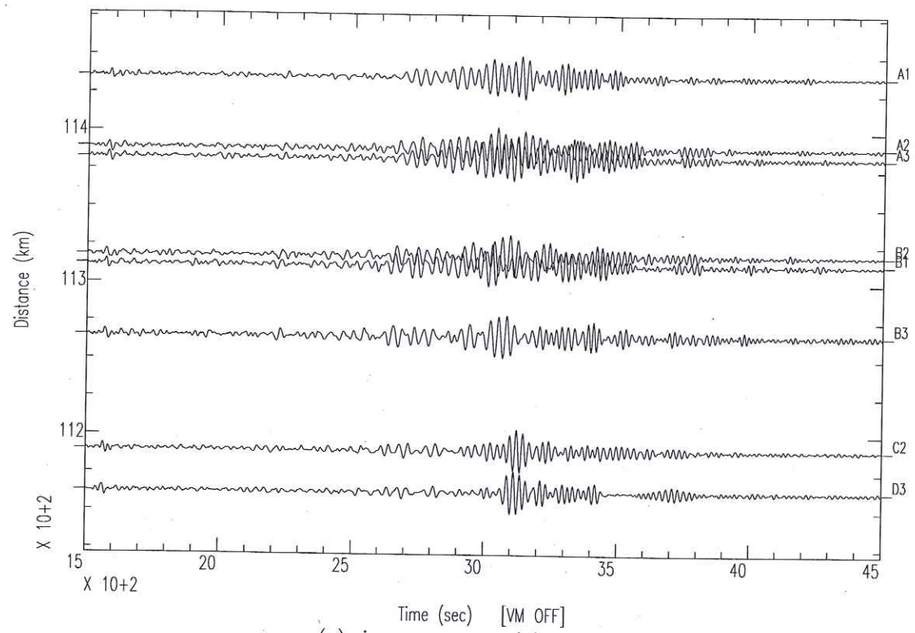
Vernant, P., Nilforoushah, F., Hatzfeld, D., Abbassi, M., Vigny, C., Masson, F., Nankali, H., Martinod, J., Ashtiani, M., Bayer, R., Tavakoli, F. & Chéry, J., 2003. Contemporary crustal deformation and plate kinematics in Middle East consrained by GPS measurements in Iran and Northern Oman. *Geophys. J. Int.,* submitted.

Vernant, P., Nilforoushah, F., Masson, F., Hatzfeld, D., Abbassi, M., Vigny, C., Tavakoli, F., Bayer, R., Martinod, J., Ashtiani, M. & Chéry, J., 2002. Implications of GPS measurements in Iran on the contemporary crustal deformation and plate kinematics in Middle East. *EOS Trans. AGU,* **83**, 47, Fall Meet. Suppl., abstract S62B–1183.

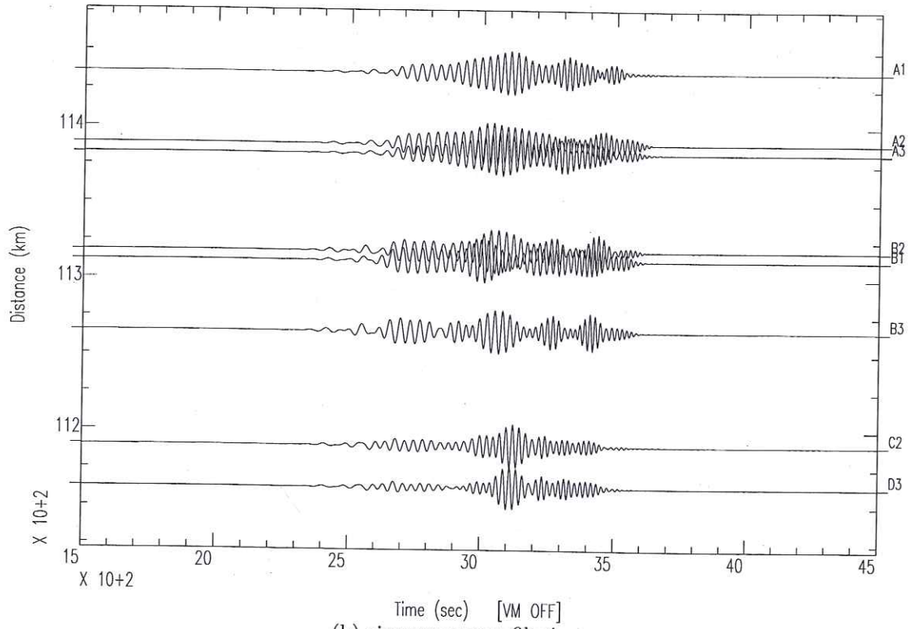
Walker, R. & Jackson, J., 2002. Offset and evolution of the Gowk fault, SE Iran: a major intra-continental strike-slip system. *J. Struct. Geol.,* **24**, 1677–1698.

Annexe : exemples de sismogrammes

Nous présentons dans cette annexe des exemples de sismogrammes utilisés dans notre étude. Les figures suivantes représentent les composantes verticales des enregistrements sismiques obtenus sur les stations large-bande du réseau installé en Iran. La figure du haut, marquée par la lettre (a), montre des sismogrammes originaux à chaque station. La figure du bas, marquée par la lettre (b), montre les sismogrammes filtrés, après l'analyse temps-fréquence. La date et la magnitude des séismes correspondants sont indiquées dans la légende de chaque figure.

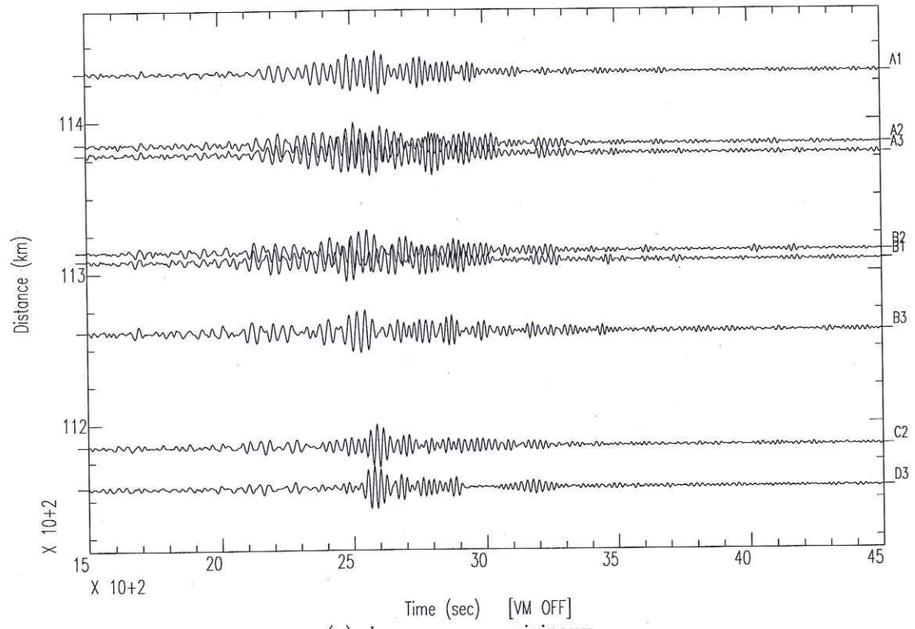


(a) sismogrammes originaux

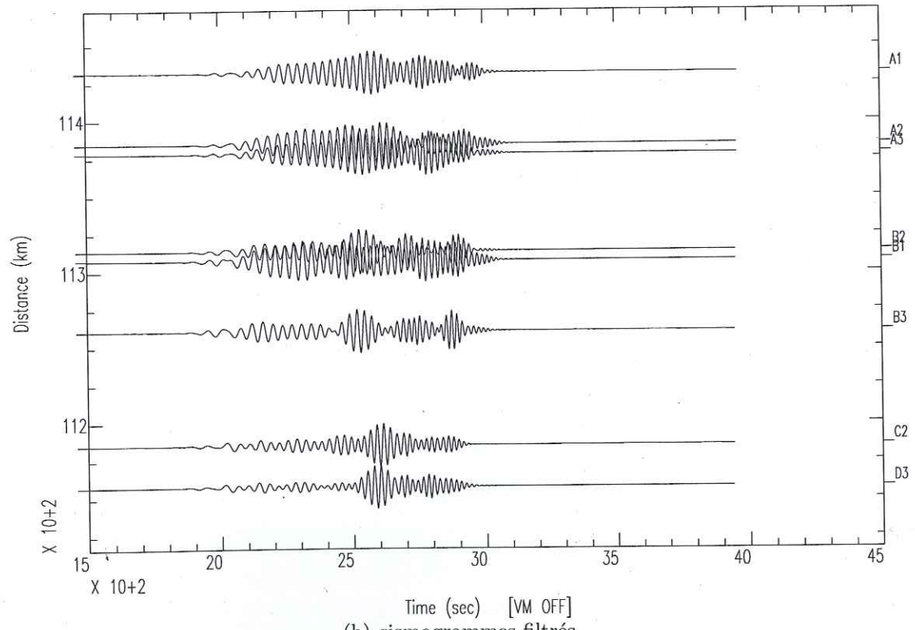


(b) sismogrammes filtrés

FIG. 5.20 – *Séisme du 16 novembre 2000 à 7h36 (magnitude Mw=5.5).*

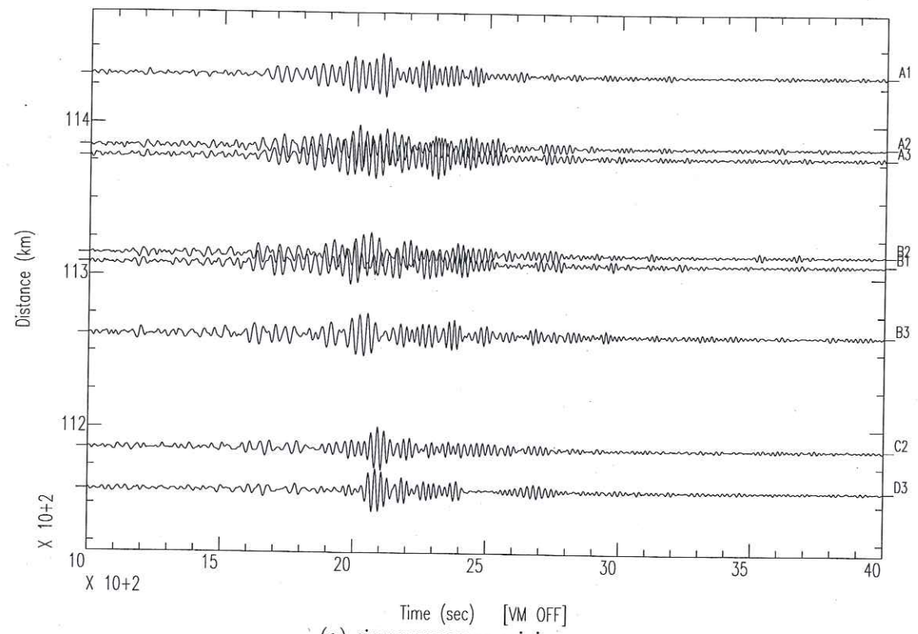


(a) sismogrammes originaux

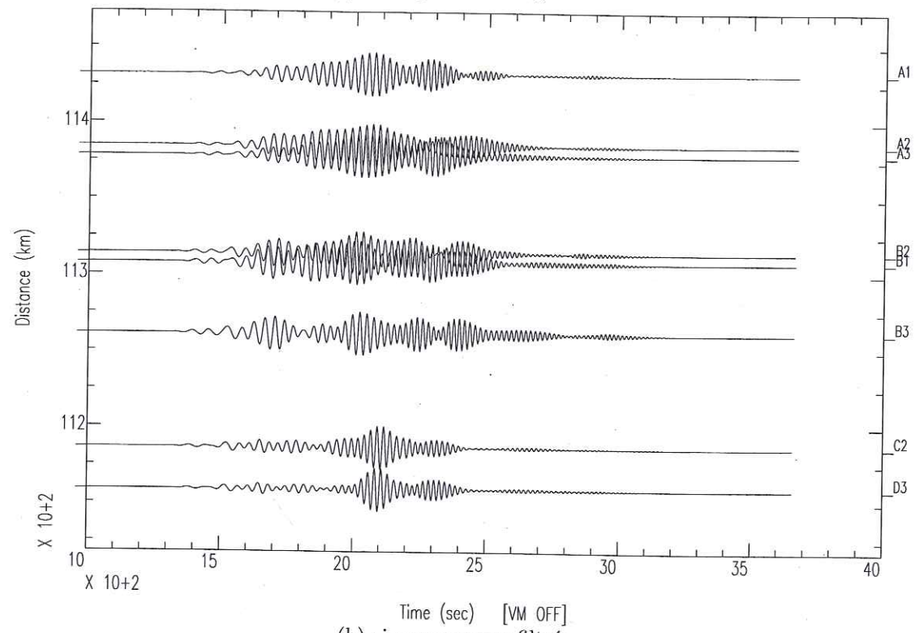


(b) sismogrammes filtrés

FIG. 5.21 – *Séisme du 16 novembre 2000 à 7h45 (magnitude Mw=6.5).*

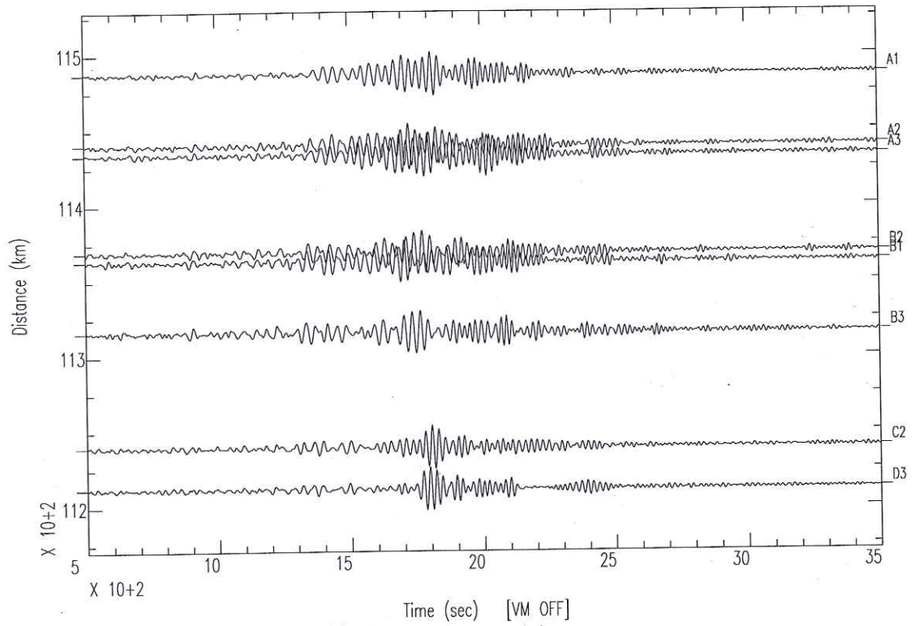


(a) sismogrammes originaux

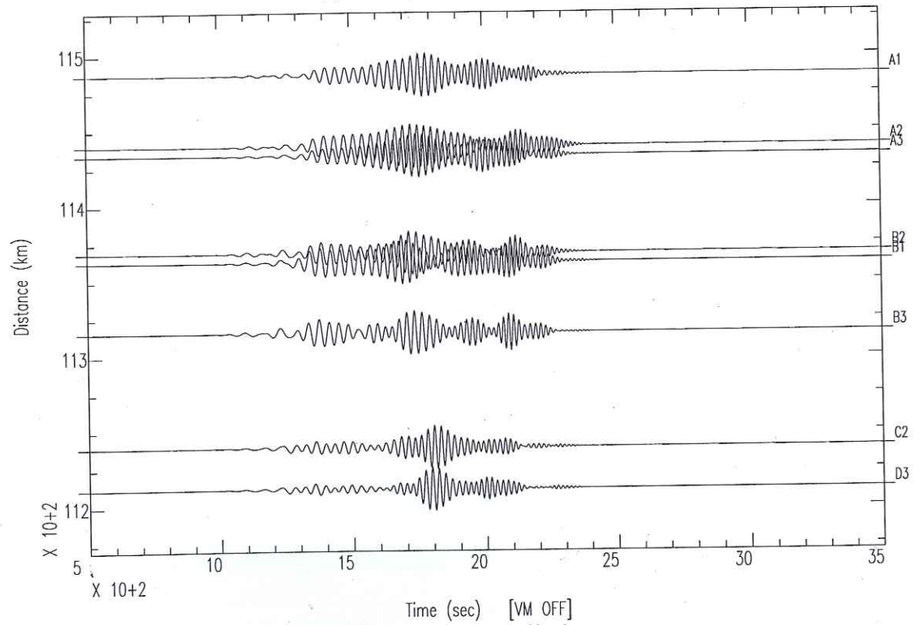


(b) sismogrammes filtrés

FIG. 5.22 – *Séisme du 16 novembre 2000 à 7h53 (magnitude Mw=5.5).*

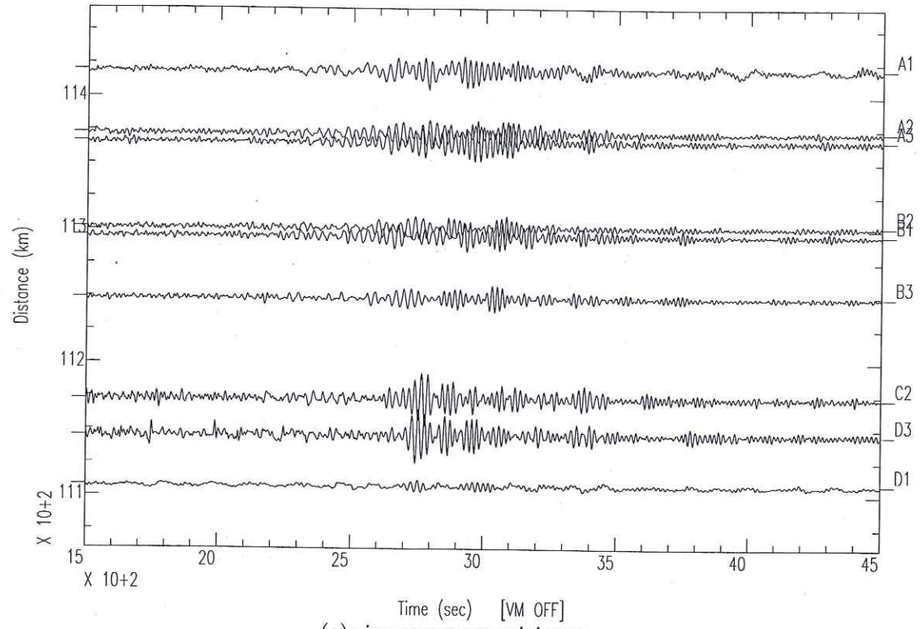


(a) sismogrammes originaux

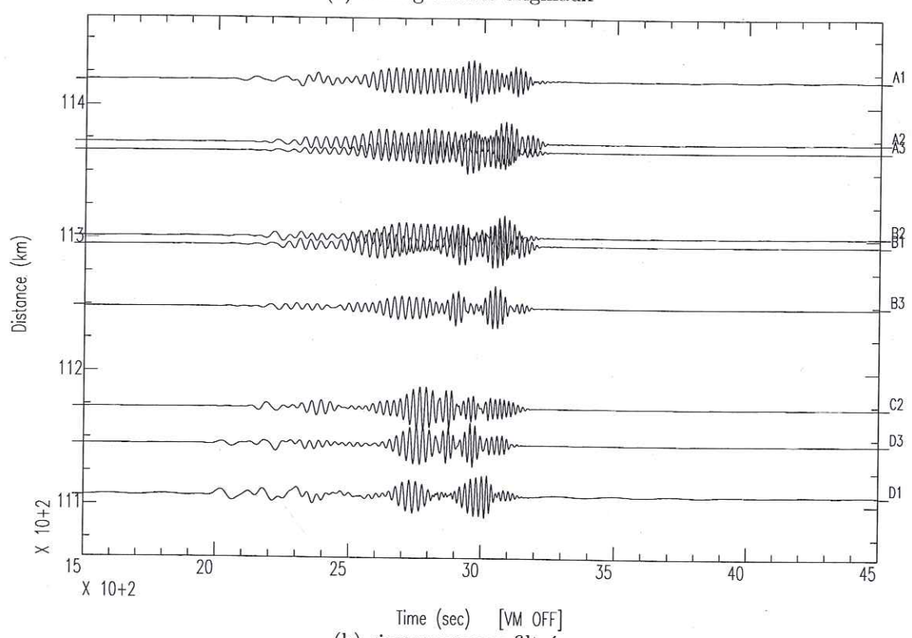


(b) sismogrammes filtrés

FIG. 5.23 – *Séisme du 16 novembre 2000 à 7h58 (magnitude Mw=5.7).*

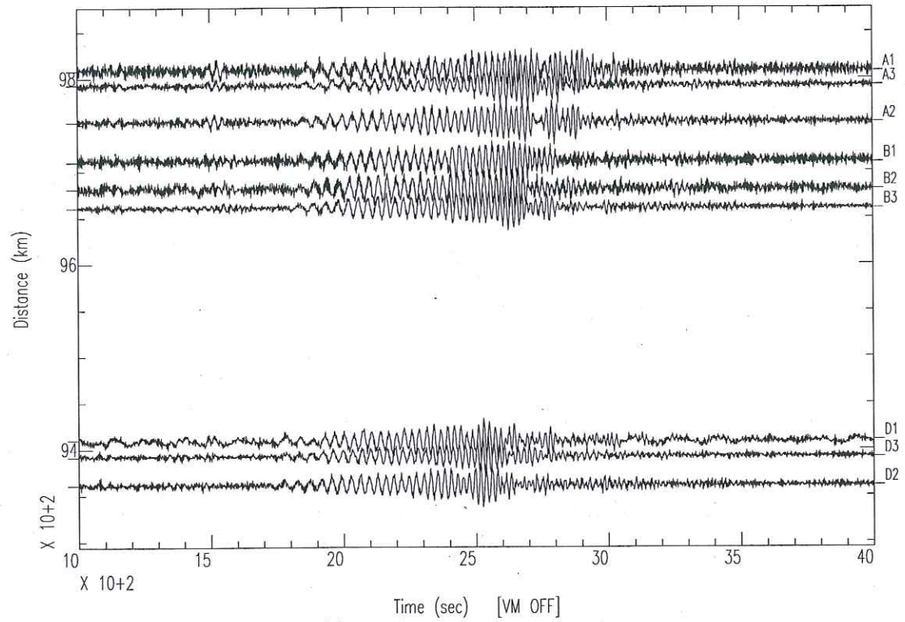


(a) sismogrammes originaux

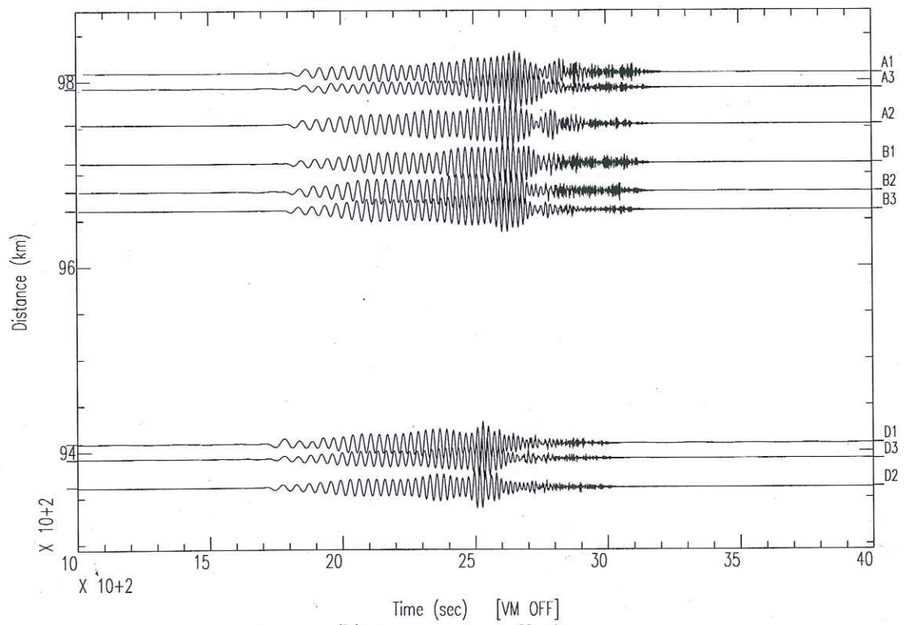


(b) sismogrammes filtrés

FIG. 5.24 – *Séisme du 19 novembre 2000 à 16h22 (magnitude Mw=5.9).*



(a) sismogrammes originaux



(b) sismogrammes filtrés

FIG. 5.25 – *Séisme du 3 décembre 2000 à 12h55 (magnitude Mw=5.7).*

Conclusions et perspectives

Nous avons étudié la structure lithosphérique profonde dans deux zones de convergence différentes : la zone de subduction de la mer Egée et la zone de collision en Iran. Pour obtenir des contraintes sur la structure lithosphérique en termes de vitesse des ondes S, nous avons analysé des ondes de surface enregistrées sur des réseaux temporaires large-bande installés dans ces zones.

Pour réaliser cette étude, il a tout d'abord été nécessaire d'obtenir des mesures fiables de vitesse de phase entre les stations du réseau. Pour cela, nous avons combiné différentes méthodes de traitement du signal, notamment le filtrage temps-fréquence et l'analyse de réseau, pour améliorer la mesure de vitesse de phase interstation classique. Grâce à ces techniques, il est possible :

- d'extraire uniquement le signal qui nous intéresse à partir du sismogramme complet ;
- de réduire considérablement l'influence du bruit sur les mesures de vitesse de phase ;
- de prendre en compte les déviations éventuelles des rais par rapport au grand cercle, dues aux hétérogénéités latérales du milieu en dehors du réseau sismique.

Cette méthode est très performante pour les mesures de vitesse de phase, mais elle nécessite une étape de traitement manuel, coûteuse en temps et dépendante de l'opérateur.

Nous nous sommes intéressés tout d'abord à l'étude de la structure lithosphé-

rique 3D dans la mer Egée. La première étape de cette étude consiste à obtenir des cartes de vitesse de phase 2D à différentes fréquences. Dans cette optique, nous avons appliqué la méthode tomographique 2D de Yanovskaya & Ditmar (Ditmar & Yanovskaya 1987 ; Yanovskaya & Ditmar 1990). Cette méthode est particulièrement adaptée à la base de données disponible dans la région de la mer Egée, caractérisée par une couverture spatiale et temporelle limitée. Elle s'est révélée stable pour nos mesures de courbes de dispersion. Notre étude constitue, en outre, la première application de la méthode de Yanovskaya & Ditmar à des mesures de vitesse de phase.

Pour permettre le passage vers un modèle lithosphérique 3D en vitesse des ondes S, nous avons utilisé la méthode d'inversion non-linéaire de Monte-Carlo proposée par Shapiro *et al.* (1997). Rappelons que cette méthode, qui permet d'obtenir un ensemble de modèles stochastiques approchant au mieux les données, comporte un certain nombre de défauts (voir sections 3.3.2 et 3.3.3).

L'application de ces techniques nous a permis d'obtenir une image tridimensionnelle de la lithosphère sous le domaine égéen jusqu'à 200 km de profondeur. L'analyse de la résolution montre que de larges anomalies (100-200 km) seulement peuvent être résolues par notre base de données. Rappelons qu'on observe une meilleure résolution dans la direction N-S, les profils de mesures de vitesse de phase étant orientés E-O, dans la plupart des cas.

Les quatre coupes de vitesse des ondes S obtenues dans la région montrent une anomalie de vitesse rapide associée au slab subductant sous la mer Egée. Le contraste de vitesse des ondes S entre le slab et le manteau avoisinant est de 6-8%. Nos résultats sont compatibles avec les résultats de la tomographie en vitesse des ondes de volume obtenus par Papazachos & Nolet (1997) et Tiberi *et al.* (2000).

La partie nord de la mer Egée n'a jusqu'alors pas fait l'objet d'études tomographiques à une profondeur supérieure à 100 km. Dans cette zone, nous avons observé une anomalie de vitesse lente de -4%, à 500 km de la fosse hellénique et à

100-150 km de profondeur. La taille de l'anomalie est approximativement 200 km. La résolution dans cette région ne permet par contre pas de déterminer sa forme exacte. La position de cette anomalie lente correspond à une zone de déformation rapide en surface. Ce résultat semble confirmer l'hypothèse que la déformation interne rapide, observée dans la mer Egée, peut être liée à des processus profonds dans le manteau.

L'inversion indépendante des courbes de dispersion de l'onde de Rayleigh et de l'onde de Love correspondant aux mêmes profils a montré une anisotropie verticale significative dans le domaine égéen central. La différence entre les modèles de vitesse obtenus par l'analyse des ondes de Rayleigh et des ondes de Love est de l'ordre de 10% dans cette zone. Par contre, dans les parties nord et sud de la mer Egée, l'anisotropie verticale est faible. La position d'une forte anisotropie verticale observée dans notre étude correspond à la zone de forte anisotropie azimutale obtenue par la méthode SKS (Hatzfeld *et al.* 2001).

En Iran, notre deuxième zone d'étude, la couverture spatiale du réseau ne permettait pas d'obtenir une image tridimensionnelle de la lithosphère. Nous avons donc utilisé deux mini-réseaux de stations large-bande pour obtenir des courbes de dispersion correspondant à deux structures tectoniques différentes : l'Iran central et le Zagros, des deux côtés de la zone de suture entre l'Arabie et l'Iran.

Pour inverser ces deux courbes de dispersion en modèles de vitesse des ondes S, nous avons amélioré la technique d'inversion de Shapiro *et al.* (1997). Nous avons développé une nouvelle méthode stochastique par gradients qui permet de prendre en compte la continuité des variations de vitesse dans le manteau. La nouvelle méthode mise au point présente les avantages suivants :

- Le résultat de l'inversion par gradients ne donne que des modèles de vitesse physiquement acceptables : les variations de vitesse dans le manteau sont

modélisées de façon continue.

- Cette méthode permet de réduire considérablement les barres d'erreur dans le modèle de vitesse obtenu par rapport au résultat d'inversion de Shapiro *et al.* (1997).

L'inversion des courbes de dispersion locales dans l'Iran central et dans le Zagros (Arabie) nous a permis d'obtenir la structure en vitesse de ondes S des deux côtés de la zone de collision, jusqu'à 250 km de profondeur. Les résultats obtenus dans cette zone d'étude sont les suivants :

- Nous avons constaté une anomalie de vitesse lente sous l'Iran central entre 100 et 200 km. Cette anomalie atteint -7% par rapport au modèle de vitesse obtenu sous le Zagros.
- La base de la lithosphère sous l'Iran central est située à 120 km de profondeur, ce qui donne une épaisseur de la lithosphère sensiblement plus faible que dans d'autres régions de boucliers.
- Sous le Zagros, nous n'avons pas observé de zone de faible vitesse associée à la base de la lithosphère.
- Les vitesses dans le manteau sous l'Iran central et sous le Zagros sont généralement plus élevées par rapport aux vitesses dans les modèles continentaux standards, comme IASP91.

La présence d'une anomalie lente sous l'Iran central confirme les résultats de la tomographie régionale et globale en ondes de surface obtenus pour cette région (Debayle *et al.* 2001 ; Shapiro & Ritzwoller 2002 ; Maggi & Priestley 2004), ainsi que les résultats de la tomographie locale en ondes P (Kaviani 2004). L'amplitude de l'anomalie observée est trop importante pour être expliquée seulement par des variations chimiques entre les lithosphères arabe et iranienne. Nos résultats confirment plutôt l'hypothèse d'un manteau anormalement chaud sous l'Iran central.

Le fait que la lithosphère soit amincie sous l'Iran central peut être expliqué

par une remontée de l'asthénosphère et l'érosion thermique de la lithosphère dans cette région. Une remontée de l'asthénosphère peut expliquer également la forte atténuation des ondes S_n (Sandvol *et al.* 2001; Gök et al. 2003), l'existence du volcanisme récent en Iran (Berberian & King 1981) et l'altitude moyenne anormalement haute des plateaux de l'Iran central, non-compensée par un épaississement crustal (Kaviani 2004).

Deux mécanismes possibles sont évoqués dans la littérature pour expliquer la présence de l'asthénosphère à faible profondeur sous l'Iran. La première explication suppose une délamination partielle de la lithosphère (Maggi & Priestley 2004). Le deuxième mécanisme est relié au détachement de la lithosphère océanique téthysienne au moment de la collision continentale entre l'Arabie et l'Iran (e.g. Sengör et al. 2003). Les conséquences de ces deux types de mécanisme donnent des résultats similaires en termes de modèles de vitesse des ondes S. Notre étude locale ne permet donc pas de distinguer entre ces deux mécanismes. Il s'agit d'un problème compliqué qui peut être abordé en combinant à la fois des approches tomographiques et des modélisations analogiques et numériques.

Concernant l'approche tomographique, une première étape consisterait à obtenir une image de la structure de manteau sous l'intégralité d'une zone de collision continentale à une très bonne résolution. De plus, la structure profonde devrait être résolue en termes de vitesses absolues des ondes S, permettant ainsi d'apporter des conclusions sur les variations de température dans le manteau. Cette image peut être obtenue par une tomographie régionale en ondes de surface sur un réseau relativement dense de stations sismologiques large-bande. Pour augmenter la résolution latérale, les distances entre stations d'un tel réseau doivent être relativement petites (entre 50 et 150 km) afin de pouvoir étudier les hétérogénéités de petite longueur d'onde.

Si l'acquisition d'un réseau dense de stations large-bande ne semble pas réaliste pour l'étude de la mer Egée du fait des contraintes géographiques, l'éventualité d'un tel réseau paraît beaucoup plus concrète en Iran. Un projet dans le cadre de

le collaboration franco-iranienne en Science de la Terre est actuellement en train de voir le jour. Il devrait apporter des éléments de réponse à un certain nombre de questions fondamentales telles que :

- le rôle du manteau dans la formation et le soutien des hauts plateaux et des chaînes de montagnes ;
- les processus liés à l'évolution temporelle d'une collision continentale jeune (devenir du slab océanique, éventuelle initiation d'une subduction continentale, épaississement et/ou délamination du manteau lithosphérique).

Notons que l'utilisation des réseaux denses nécessite de prendre en compte les effets de distorsion des fronts d'onde et de diffraction sur les petites structures à l'intérieur du réseau. Pour aborder ce problème, deux méthodes tomographiques semblent aujourd'hui particulièrement prometteuses :

- La tomographie basée sur le tracé des rais, qui prend en compte la courbure des fronts d'onde incidents sur la zone d'étude (Bruneton *et al.* 2002).
- La tomographie de diffraction (Snieder & Nolet 1987 ; Friederich *et al.* 1993 ; Alsina *et al.* 1996 ; Friederich 2003).

La première de ces méthodes, couplée à la technique d'inversion de courbes de dispersion par gradients mise au point dans cette thèse, permettrait d'améliorer la qualité des modèles en vitesse des ondes S obtenus. D'autre part, la tomographie de diffraction présente l'avantage d'utiliser, dans certains cas, les modes supérieurs des ondes de surface, ce qui permet d'augmenter la profondeur maximale de résolution.

Ces deux méthodes tomographiques, appliquées aux données d'un réseau dense de stations large-bande, offrent d'intéressantes perspectives pour l'étude de l'évolution du système lithosphère-asthénosphère. Ce projet devrait permettre de voir avec une meilleure résolution les structures mantelliques associées à la collision et de mieux comprendre le scénario de la formation d'une telle zone.

Bibliographie

Alsina, D., Woodward, R.L. & Snieder, R.K., 1996. Shear-wave velocity structure in North America from large-scale waveform inversions of surface waves. *J. Geophys. Res.*, **101**, 15969–15986.

Berberian, M. & King, G.C.P., 1981. Towards a paleogeography and tectonic evolution of Iran. *Can. J. Earth. Sci.*, **18**, 210–265.

Bruneton, M., Farra, V., Pedersen, H.A. & the Svekalapko seismic tomography working group, 2002. Non-linear surface wave phase velocity inversion based on ray theory. *Geophys. J. Int.*, **151**, 583–596.

Debayle,E., Lévêque, J.-J. & Cara, M., 2001. Seismic evidence for a plume in the upper mantle beneath the northeastern Afro/Arabian continent. *Earth planet. Sci. Lett.*, **193**, 423–436.

Ditmar, P. G. & Yanovskaya, T. B., 1987. Generalization of Backus-Gilbert method for estimation of lateral variations of surface wave velocities. *Izvestiya Acad. Sci. USSR, Physics of the Solid Earth*, **23**, 6, 470–477.

Friederich, W., 2003. The S-velocity structure of the East Asian mantle from inversion of shear and surface waveforms. *Geophys. J. Int.*, **153**, 88–102.

Friederich, W., Wielandt, E. & Stange, S., 1993. Multiple forward scattering of surface waves: comparison with an exact solution and Born single-scattering methods. *Geophys. J. Int.*, **112**, 264–275.

Gök, R., Sandvol, E., Türkelli, N., Seber, D. & Barazangi, M., 2003. S_n attenuation in the Anatolian and Iranian plateau and surrounding regions. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 24, doi: 10.1029/2003GL018020.

Hatzfeld, D., Karagianni, E., Kassaras, I., Kiratzi, A., Louvari, E., Lyon-Caen, H., Markopoulos, K., Papadimitrou, P., Bock, G. & Priestley, K., 2001. Shear-wave anisotropy in the upper mantle beneath the Aegean related to internal deformation. *J. Geophys. Res.*, **106**, 12, 30737–30753.

Kaviani, A., 2004. La chaîne de collision du Zagros (Iran) : structure lithosphérique par analyse de données sismologiques. Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier - Grenoble, en préparation.

Maggi, A. & Priestley, K., 2004. Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.*, submitted.

Papazachos, C. & Nolet, G., 1997. P ans S deep velocity structure of the Hellenic area obtained by robust nonlinear inversion of travel times. *J. Geophys. Res.*, **102**, B4, 8349–8367.

Sandvol, E., Al-Damegh, Calvert, A., Seber, D., Barazangi, M., Mohammad, R., Gök,

R., Türkelli, N. & Gürbüz, C., 2001. Tomographic imaging of L_g and S_n propagation in the Middle East. *Pure appl. Geophys.,* **158**, 1121–1163.

Sengör, A.M.C, Ozeren, S., Genc, T. & Zor, E., 2003. East Anatolian high plateau as a mantle-supported, north-south shortened domal structure. *Geophys. Res. Lett.,* **30**, 24.

Shapiro, N., Campillo, M., Paul, A., Singh, S.K, Jongmans, D. & Sanchez-Sesma, F.J., 1997. On the origin of long period seismic-wave amplification in the Valley of Mexico. *Geophys. J. Int.,* **128**, 151–166.

Shapiro, N.M. & Ritzwoller, M.H., 2002. Monte-Carlo inversion for a global shear-velocity model of the crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.,* **151**, 88–105.

Snieder, R. & Nolet, G., 1987. Linearized scattering of surface waves on a spherical Earth. *J. Geophys.,* **61**, 55–63.

Tiberi, C., Lyon-Caen, H., Hatzfeld, D., Achauer, U., Karagianni, E., Kiratzi, A., Louvari, E., Panagiotopoulos, D., Kassaras, I., Kaviris, G., Makropoulos, K. & Papadimitrou, P., 2000. Crustal and upper mantle structure beneath the Corinth rift (Greece) from a teleseismic tomography study. *J. Geophys. Res.,* **105**, B12, 28159–28171.

Yanovskaya T. B. & Ditmar, P. G., 1990. Smoothness criteria in surface wave tomography. *Geophys. J. Int.,* **102**, 63-72.

Bibliographie générale

Agard, P., Omrani, J., Jolivet, L. & Mouthereau, F., 2003. De la marge passive à la marge active : évolution tectono-métamorphique de la "crush zone" et de la zone de Sanandaj-Sirjan (NW Zagros). *Journées de l'Iran*, Grenoble.

Aki, K., Christoffersson, A. & Husebye, E.S., 1977. Determination of the three-dimensional seismic structure of the lithosphere. *J. Geophys. Res.,* **82**, 2, 277–296.

Aki, K. & Richards, P.G., 1980. Quantitative seismology. Volume I, Eds Freeman and Co., San Francisco.

Alavi, M., 1994. Tectonics of the Zagros orogenic belt of Iran: new data and interpretations. *Tectonophysics,* **229**, 211–238.

Al-Lazki, A., Sandvol, E., Seber, D., Barazangi, M. & Türkelli, N., 2003. P_n tomographic imaging of mantle lid velocity and anisotropy at the junction of the Arabian, Eurasian and African plates. *Geophys. Res. Lett.,* **30**, 24, doi: 10.1029/2003GL017391.

Alsina, D., Woodward, R.L. & Snieder, R.K., 1996. Shear-wave velocity structure in North America from large-scale waveform inversions of surface waves. *J. Geophys. Res.,* **101**, 15969–15986.

Angelier, J., 1978. Tectonic evolution of the Hellenic arc since the late Miocene. *Tectonophysics,* **49**, 23–36.

Asudeh, I., 1982. P_n velocities beneath Iran. *Earth planet. Sci. Lett.,* **61**, 136–142.

Aubouin, J., 1973. Des tectoniques superposées et de leur signification par rapport aux modèles géophysiques. L'exemple des Dinarides. *Bull. Soc. Géol. Fr.,* **7**, XV, 426–460.

Armijo, R., Meyer, B., King, G. C. P., Rigo A. & Papanastassiou, D., 1996. Quaternary evolution of the Corinth Rift and its implications for the late Cenozoic evolution of the Aegean. *Geophys. J. Int.,* **126**, 11–53.

Armijo, R., Meyer, B., King, G. C. P., Rigo A. & Papanastassiou, D., 1999. Westward propagation of the North Anatolian fault into the Northern Aegean: timing and kinematics. *Geology,* **27**, 267–270.

Backus, G. & Gilbert, F., 1968. The resolving power of gross Earth data. *Geophys. J. R. astr. Soc.,* **16**, 169–205.

Barmin, M.P., Ritzwoller, M.H. & Levshin, A.L., 2001. A fast and reliable method for surface wave tomography. *Pure appl. Geophys.,* **158**, 1351–1375

Baumont, D., 1999. Caractérisation sismilogique de la structure lithospérique des Andes Centrales (17°-20°). Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Baumont, D., Paul, A., Beck, S., Zandt, G. & Pedersen, H., 2002. Lithospheric structure of the central Andes based on surface wave dispersion. *Geophys. J. Int.,* **107**, B12, 103–115.

Bayer, R., Shabanian, E., Regard, V., Yamini Fard, F., Vernant, P., Nilforoushan, F., Abbassi, M., Chéry, J., Tatar, M., Doerflinger, E., Peyret, M., Daignères, M. Bellier, O., Hatzfeld, D. & Mokhtari, M., 2002. Active deformation in the Zagros-Makran Transition zone inferred from GPS, tectonic and seismological measurements. *EOS Trans. AGU,* **83**, Fall Meet Suppl., abstract S62B-1188.

Beaumont, C., J.A. Munoz, J. Hamilton, and P. Fullsack, 2000. Factors controlling the Alpine evolution of the central Pyrenees inferred from a comparison of observations and geodynamical models. *J. Geophys. Res.,* **105**, 8121–8145.

Bevis, M., 1986. The curvature of Wadati-Beniof zones and the torsional rigidity of subducting plates. *Nature,* **323**, 52–53.

Berberian, M. & King, G.C.P., 1981. Towards a paleogeography and tectonic evolution of Iran. *Can. J. Earth. Sci.,* **18**, 210–265.

Bina, C.R., Stein, S., Marton, F. & van Ark, E.M., 2001. Implications of slab mineralogy for subduction dynamics. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **127**, 51–66.

Bird, P. 1978. Finite element modelling of lithosphere deformation: the Zagros collision orogeny. *Tectonophysics,* **50**, 307–336.

Bird, P., Toksöz, M. & Sleep, N., 1975. Thermal and mechanical models of continent-continent convergence zones. *J. Geophys. Res.,* **80**, 4405–4416.

Bokelmann, G. H. R., 2002. Which forces drive North America? *Geology,* **30**, 11, 1027–1030.

Bonneau, M., 1982. Evolution géodynamique de l'arc égéen depuis le Jurassique supérieur jusqu'au Miocène. *Bull. Soc. Géol. Fr.,* **7**, 24, 229–242.

Boulin, J., 1991. Structures in Southwest Asia and evolution of the eastern Tethys. *Tectonophysics,* **196**, 211–268.

Bourjot, L. & Romanowicz, B., 1992. Crust and upper mantle tomography in Tibet using surface waves. *Geophys. Res. Lett.,* **19**, 9, 881–884.

Bourne, S. J., Arnadottir, T., Beavan, J., Darby, D. J., England, P. C., Parson, B., Walcott, R. I. & Wood, P. R., 1998. Crustal deformation of the Marlborough fault zone in the South Island of New Zeland: Geodetic constraints over the interval 1982-1994. *J. Geophys. Res.,* **103**, B12, 30147–30165.

Bousquet, R., Goffé, B., Henry, P. Chopin, C., 1997. Kinematic, thermal and petrological model of the Central Alps: Lepontine metamorphism in the upper crust and eclogitisation of the lower crust. *Tectonophysics,* **273**, 105–127.

Brisbourne, A., Stuart, G. & Kendall, J.-M., 1999. Anisotropic structure of the Hikurangi subduction zone, New Zeland - integrated interpretation of surface-wave and body-wave observations. *Geophys. J. Int.,* **137**, 214–230.

Brooks, D.A., Carlson, R.L., Harry, D.L., Melia, P.J., Moore, R.P., Rayhorn, J.E. & Tubb, S.G., 1984. Characteristics of back-arc regions. *Tectonophysics,* **102**, 1–16.

Brune, J. & Dorman, J., 1963. Seismic waves and Earth structure in the Canadian Shield. *Bull. seism. Soc. Am.,* **53**, 167–210.

Bruneton, M., 2003. Etude de la structure lithosphérique 3D du Bouclier Balte par l'analyse des ondes de Rayleigh. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Bruneton, M., Farra, V., Pedersen, H.A. & the Svekalapko seismic tomography working group, 2002. Non-linear surface wave phase velocity inversion based on ray theory. *Geophys. J. Int.,* **151**, 583–596.

Bruneton, M., Pedersen, H.A., Farra, V., Arndt, N.T., Vacher, P. & the Svekalapko seismic tomography working group, 2003. Complex lithospheric structure under the central Baltic Shield from surface wave tomography. *J. Geophys. Res.,* submitted.

Calcagnile, G., 1991. Deep structure of Fennoscandia from fundamental and higher mode dispersion of Rayleigh waves. *Tectonophysics,* **195**, 139–149.

Cara, M., 1989. Géophysique. Eds Dunod, Paris.

Cara, M. & Lévêque, J.J., 1987. Waveform inversion using secondary observables. *Geophys. Res. Lett.,* , **14**, 1046–1049.

Carlson, R.L. & Mortera-Gutiérrez, C.A., 1990. Subduction hinge migration along the Izu-Bonin-Mariana Arc. In: M. Kono & B.C. Burchfiel (Eds.), Tectonics of eastern Asia and western Pacific continental margin. *Tectonophysics,* **181**, 331–344.

Carminati, E., Wortel, M.J.R., Spakman, W. & Sabadini, R., 1998. The role of slab detachment processes in the opening of the western-central Mediterranean basins: some geological and geophysical evidence. *Earth planet. Sci. Lett.,* **160**, 651.

Charvis, P. & Pelletier, B., 1989. The northern New Hebrides back-arc troughs: history and relation with the North Fiji basin. *Tectonophysics,* **170**, 259–277.

Chatelain, J.-L., Molnar, P., Prévot, R. & Isacks, B., 1992. Detachment of part of the downgoing slab and uplift of the New Hebrides (Vanuatu) Islands. *Geophys. Res. Lett.,* **19**, 1507–1510.

Chemenda, A.I., 1993. Subduction of the lithosphere and back-arc dynamics: insights from physical modelling. *J. Geophys. Res.,* **98**, 167–185.

Chemenda, A. I., Burg, J.-P. & Mattauer, M., 2000. Evolutionary model of the Himalaya-Tibet system: geopoem based on new modelling, geological and geophysical data. *Earth planet. Sci. Lett.,* **174**, 397–409.

Chemenda, A.I., Mattauer, M. & Bokun, A.N., 1996. Continental subduction and a mechanism for exhumation of high pressure metemorphic rocks: new modelling and field data from Oman. *Earth planet. Sci. Lett.,* **143**, 173–182.

Chemenda, A.I., Mattauer, M., Malavieille, J. & Bokun, A.N., 1995. A mechanism for syn-collisional deep rock exhumation and associated normal faulting: results from physical modelling. *Earth planet. Sci. Lett.,* **132**, 225–232.

Chopin, C., 1984. Coesite and pure pyrope in high-grade blueschists of the Western Alps, a first record and some consequences. *Contrib. Mineral. Petrol.,* **86**, 107–118.

Chou, C.W. & Booker, J.R., 1979. A Backus-Gilbert approarch to the inversion of travel time data for three dimensional velocity structure. *Geophys. J. R. astr. Soc.,* **59**, 325–344.

Christensen, U.R., 1996. The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle. *Earth planet. Sci. Lett.,* **140**, 27–39.

Collins, W.J., 2003. Slab pull, mantle convection, and Pangean assembly and dispersal. *Earth planet. Sci. Lett.,* **205**, 225–237.

Conrad, C.P. & Hager, B.H., 1999. The growth of Rayleigh -Taylor type intabilities in the lithosphere for various rheological and density structures. *Geophys. J. Int.,* **129**, 95–112.

Cotte, N., 2000. Détermination des variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface enregistrées par des réseaux régionaux. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I.

Cotte, N., Pedersen, H. A., Campillo, M., Farra, V. & Cansi, Y., 2000. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.,* **142**, 825–840.

Curtis, A., Trampert, J., Snieder, R. & Dost, B., 1998. Eurasian fundamental mode surface wave phase velocities and their relationship with tectonic structures. *J. Geophys. Res.,* **103**, 26919–26947.

Dahlen, F.A., J. Suppe, and D. Davis,1984. Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges : cohesive Coulomb theory, *J. Geophys. Res.,* **89**, 10087–10101.

Das, T. & Nolet, G., 1998. Crustal thickness map of the western United States by partitioned waveform inversion. *J. Geophys. Res.,* **103**, 30021–30038.

Davies, G.F., 1995. Penetration of plates and plumes through the mantle transition zone. *Earth planet. Sci. Lett.,* **133**, 507–516.

Davies, J.H. & von Blankenburg, F., 1995. Slab break-off: a model of lithosphere detachment and its test in the magmatism and deformation of collisional orogens. *Earth planet. Sci. Lett.,* **129**, 85–105

Davis, J.H. & Stevenson, D.J., 1992. Physical model of source region of subduction zone volcanics. *J. Geophys. Res.,* **97**, B2, 2037–2070.

Davoudzadeh, M., Lammerer, B. & Weber-Diefenbach, K., 1997. Paleogeography, stratigraphy, and tectonics of the Tertiary of Iran. *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.,* **205**, 33–67.

Debayle, E., 1999. SV-wave azimuthal anisotropy in the Australian upper-mantle: preliminary results from automated Rayleigh waveform inversion. *Geophys. J. Int.,* **137**, 747–754.

Debayle, E. & Kennett, B.L.N., 2000. The Australian continental upper mantle: structure and deformation inferred from surface waves. *J. Geophys. Res.,* **105**, 25423–25450.

Debayle, E. & Lévêque, J.J., 1997. Upper mantle heterogeneities in the Indian Ocean from waveform inversion. *Geophys. Res. Lett.,* **24**, 245–248.

Debayle,E., Lévêque, J.-J. & Cara, M., 2001. Seismic evidence for a plume in the upper mantle beneath the northeastern Afro/Arabian continent. *Earth planet. Sci. Lett.,* **193**, 423–436.

Debremaeker, J.C., 1977. Oceanic litosphere elastic or viscous. *J. Geophys. Res.,* **82**, 2001–2004.

Dehghani, G. & Makris, J., 1984. The gravity field and crustal structure of Iran. *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.,* **168**, 215–229.

DeMetz, C., Gordon, R.G., Argus, D.F. & Stein, S., 1990. Current plate motion. *Geophys. J. Int.,* **101**, 425–478.

DeMetz, C., Gordon, R.G., Argus, D.F. & Stein, S., 1994. Effect of recent revision to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motion. *Geophys. Res. Lett.,* **21**, 2191–2194.

de Sigoyer, J., Chavagnac, V., Blichert-Toft, J., Villa, I.M., Luais, B., Guillot, S., Cosca, M. & Mascle, G., 2000. Dating the Indian continental subduction and collisional thickening in the north-west Himalaya: Multichronology of the Tso Morari eclogites. *Geology,* **28**, 487–490.

de Sigoyer, J., Chavagnac, V., Blichert-Toft, J., Villa, I.M., Luais, B., Guillot, S., Cosca, M. & Mascle, G., 2001. Reply to the comment from M.P.Searle on: Dating the Indian continental subduction and collisional thickening in the north-west Himalaya:

Multichronology of the Tso Morari eclogites by de Sigoyer *et al. Geology,* **29**, 192.1.

Dercourt, J., Zonenshain, L.P., Ricou, L.E., Kazmin, V.G., Le Pichon, X., Knipper, A.L., Grand-Jaquet, C., Sbortshikov, I.M., Geyssant, J., Lepvrier, C., Pechersky, D.H., Boulin, J., Sibuet, J.C., Savostin, L.A., Sorokhton, O., Westphal, M., Bazhenov, M.L., Lauer, J.P. & Biju-Duval, B., 1986. Geological evolution of the Tethys belt from the Atlantic to the Pamir since the Lias. *Tectonophysics,* **123**, 241–315.

Dewey, J.F., 1980. Episodicity, sequence, and style at convergente plate boundaries. In: The continental crust and its mineral deposits, D.W. Strangway (Eds.), *Geol. Ass. of Canada Special Paper*, **20**, 553–573.

Dewey, J., and J. Bird, 1970. Mountain belts and the new Global Tectonics. *J. Geophys. Res.,* **75**, 2625–2647.

Ditmar, P. G. & Yanovskaya, T. B., 1987. Generalization of Backus-Gilbert method for estimation of lateral variations of surface wave velocities. *Izvestiya Acad. Sci. USSR, Physics of the Solid Earth*, **23**, 6, 470–477.

Doglioni, C., 1995. Geological remarks on the relationships between extension and convergent geodynamic settings. *Tectonophysics,* **252**, 253–267.

Doglioni, C., Agostini, S., Crespi, M., Innocenti, F., Manetti, P., Riguzzi, F. & Savaçin, Y., 2002. On the extension in western Anatolia and the Aegean sea. *Journal of the Virtual Explorer,* **7**, 167–181.

Dunbar, J.A. & Sawyer, D.S., 1989. How preexisting weaknesses control the style of continental breakup. *J. Geophys. Res.,* **94**, 7297–7292.

Dziewonsky, A.M. & Andreson, D.L., 1981. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **25**, 297–356.

Dziewonski, A., Bloch, S. & Landisman, N., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bull. seism. Soc. Am.,* **59**, 427–444.

Ekström, G., Tromp, J. & Larson, E.W.F., 1997. Measurements and global models of surface-wave propagation. *J. Geophys. Res.,* **102**, 8147–8158.

Ellis, S., and C. Beaumont, 1999. Models of convergent boundary tectonics : implications for the interpretation of Lithoprobe data. *Can. J. Earth Sci.,* **36**, 1711–1745.

Elsasser, W.M., 1969. Convection and stress propagation in the upper mantle. In : The application of modern physics to the Earth and planetary interiors, Runcorn, S.K. (ed.), Wiley-Interscience, London, New York, Sydney and Toronto, 223–246.

Elsasser, W.M., 1971. Sea-floor spreading as thermal convection. *J. Geophys. Res.,* **76**, 1101–1112.

England, P. & Jackson, J., 1989. Active deformation of the continents. *Ann. Rev. Earth planet Sci.,* **17**, 197–226.

Faccenna, C., Davy, P., Brun, J.P., Funiciello, R., Giardini, D., Mattei, M. & Nalpas, T., 1996. The dynamics of back-arc extension: an experimental approach to the opening of the Tyrrhenian Sea. *Geophys. J. Int.,* **126**, 781–795.

Faccenna, C., Giardini,D., Davy, P. & Argentieri, A., 1999. Initiation of subduction at Atlantic-type margins: insights from laboratory experiments. *J. Geophys. Res.,* **104**, B2, 2749–2766.

Fadai, K. & Ranalli, G., 1990. Rheology of the lithosphere in the East African rift system. *Geophys. J. Int.,* **102**, 445–453.

Falcon, N.L., 1974. Southern Iran: Zagros mountains. *Geol. Soc. of London Spec. Publ.,* **4**, 199–211.

Flotté, N., 2002. Caractérisation structurale et cinématique d'un rift sur détachement : le reft de Corinthe-Patras, Grèce. Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay.

Flower, M.F.J., Russo, R.M., Tamaki, K. & Hoang, N., 2001. Mantle contamination and the Izu-Bonin-Mariana (IBM) "high tide mark": evidence of mantle extrusion caused by Tethyan closure. *Tectonophysics,* **333**, 9–34.

Forsyth, D.W. & Uyeda, S., 1975. On the relative importance of the driving forces of plate motion. *Geophys. J. R. astr. Soc.,* **43**, 163–200.

Franklin, J.N., 1970. Well-posed stochastic extensions of ill-posed linear problems. *J math. Analysis Applic.,* **31**, 682–716.

Friederich, W., 1999. Propagation of seismic shear and surface waves in a laterally heterogeneous mantle by multiple forward scattering. *Geophys. J. Int.,* **136**, 180–204.

Friederich, W., 2003. The S-velocity structure of the East Asian mantle from inversion of shear and surface waveforms. *Geophys. J. Int.,* **153**, 88–102.

Friederich, W., Wielandt, E. & Stange, S., 1993. Multiple forward scattering of surface waves: comparison with an exact solution and Born single-scattering methods. *Geophys. J. Int.,* **112**, 264–275.

Friederiksen, A.W., Bostock, M.G. & Cassidi, J.F., 2001. S-wave velocity structure of the Canadian upper mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **124**, 175–191.

Funiciello, F., 2002. Reconstruction of subduction processes in the Mediterranean by laboratory and numerical experiments. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich and Università degli Studi di Roma "La Sapienza", Italy.

Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D. & Regenauer-Lieb, K., 2003. Dynamics of retreating slabs: Insights from three-dimensional laboratory experiments. *J. Geophys. Res.,* **108**, 2207.

Gautier, P. & Brun J.P., 1994. Crustal-scale geometry and kinematics of late-orogenic extension in the central Aegean (Cyclades and Evvia Island). *Tectonophysics,* **238**,

399–424.

Gautier, P., Brun, J.P., Moriceau, R., Sokoutis, D., Martinod, J. & Jolivet, L., 1999. Timing, kinematics and cause of Aegean extension : a scenario based on a comparision with simple analogue experiments. *Tectonophysics,* **315**, 31–72.

Giardini, D. & Velonà, M., 1991. The deep seismicity of the Tyrrhenian sea. *Terra Nova,* **3**, 57–64.

Giardini, D. & Woodhouse, J.H., 1986. Horizontal shear flow in the mantle beneath the Tonga arc. *Nature,* **319**, 551–555.

Giese, P., Makris, J., Akashe, B., Rower, P., Letz, H. & Mostaanpour, M., 1983. Seismic crustal studies in southern Iran between the Lut block and the Zagros belt. *Geol. Surv. Iran. Rep.,* **51**, 71–84..

Godey, S., 2003. Structure of the uppermost mantle beneath North America: Regional surface wave tomography and termo-chemical interpretation. PhD thesis, Utrecht University.

Godey, S., Snieder, R., Villaseñor, A. & Benz, H.M., 2003. Surface wave tomography of North America and the Carribean using global and regional broad-band network: phase velocity maps ans limitations of ray theory. *Geophys. J. Int.,* **152**, 620–632.

Goes, S., Govers, R. & Vacher, P., 2000. Shallow mantle temperature under Europe from P ans S wave tomography. *J. Geophys. Res.,* **105**, B5, 11153–11169.

Gök, R., Sandvol, E., Türkelli, N., Seber, D. & Barazangi, M., 2003. S_n attenuation in the Anatolian and Iranian plateau and surrounding regions. *Geophys. Res. Lett.,* **30**, 24, doi: 10.1029/2003GL018020.

Gorbatov, A., Domingez, J., Suarez, G., Kostoglodov, V., Zhao, D. & Gordeev. E., 1999. Tomographic imaging of the P-wave velocity structure beneath the Kamchatka peninsula. *Geophys. J. Int.,* **137**, 269–279.

Griot, D.-A., Montagner, J.-P. & Tapponier, P., 1998. Phase velocity structure from Rayleigh and Love waves in Tibet and its neighbouring regions. *J. Geophys. Res.,* **103**, 21215–21232.

Guillou-Frottier, Buttles & Olson, 1995. Laboratory experiments on the structure of subducted lithosphere. *Earth planet. Sci. Lett.,* **133**, 19–34.

Gumper, F. & Pomeroy, P.W., 1970. Seismic wave velocities and Earth structure on the African continent. *Bull. seism. Soc. Am.,* **60**, 2, 651–668.

Hager, B.H. & O'Connell, 1978. Subduction zone dip and flow driven by plate motions. *Tectonophysics,* **50**, 111–133.

Haschke, M.R., Scheuber, E., Günter, A. & Reutter, J.K., 2002. Evolutionary cycles during the Andean Orogeny: repeated slab break-off and flat subduction? *Terra Nova,* **14**, 1, 49–55.

Haskell, N.A., 1953. The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bull. seism. Soc. Am.,* **43**, 17–34.

Hatzfeld, D., 1994. On the shape of the subducing slab beneath the Peloponnese, Greece. *Geophys. Res. Lett.,* **21**, 3, 173–176.

Hatzfeld, D. & Martin, C., 1992. Intermediate depth seismicity in the Aegean defined by teleseismic data. *Earth planet. Sci. Lett.,* **113**, 267–275.

Hatzfeld, D., Karagianni, E., Kassaras, I., Kiratzi, A., Louvari, E., Lyon-Caen, H., Markopoulos, K., Papadimitrou, P., Bock, G. & Priestley, K., 2001. Shear-wave anisotropy in the upper mantle beneath the Aegean related to internal deformation. *J. Geophys. Res.,* **106**, 12, 30737–30753.

Hatzfeld, D., Tatar, M.K.P. & Ashtiani, M., 2003. The crustal velocity structure beneath the Zagros mountain belt (Iran). *Geophys. J. Int.,* in press.

Hearn, T. & Ni, J., 1994. P_n velocities beneath continental collision zones: The Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.,* **117**, 273–283.

Hempton, M., 1987. Constraints on Arabian plate motion and extensional history of the Red Sea. *Tectonics,* **6**, 697–705.

Herrin, E. & Goforth,T., 1977. Phase-matched filters: application to the study of Rayleigh waves. *Bull. seism. Soc. Am.,* **67**, 1259–1275.

Herrmann, R.B., 1985. Computer programs in seismology, Volume III: Surface waves in plane layers, Saint Louis University, Missouri.

Herrmann, R. B., 1987. Computer programs in seismology, Volume IV: Surface waves inversion. Saint Louis University, Missouri.

Holliger, K., and E. Kissling, 1992. Gravity interpretation of a unified 2D acoustic image of the central Alpine collision zone, *Geophys. J. Int.,* **111**, 213–225.

Horsan G., Gülen, L., Pinar, A., Kalafat, D., Özel, N., Kuleli, H. S. & Işikara, A. M., 2002. Lithospheric structure of the Marmara and Aegean regions, western Turkey. *Bull. seism. Soc. Am.,* **92**, 1, 322–329.

Houseman, G.A. & Gubbins, D., 1997. Deformation of subducted oceanic lithosphere. *Geophys. J. Int.,* **131**, 535–551.

Houseman, G.A. & Molnar, P., 1997. Gravitational (Rayleigh-Taylor) instability of a layer with non-linear viscosity and convective thinning of continental lithosphere. *Geophys. J. Int.,* **128**, 125–150.

Humphreys, E. & Clayton, R.W., 1988. Adaptation of back-projection tomography to seismic travel time problems. *J. Geophys. Res.,* **93**, 1073–1085.

Isacks, B. & Barazangi, M., 1977. Geometry of benioff zones: lateral segmentations and downward bending of subducted lithosphere. In: Island arcs, deep sea trenches ans back-arc basins, Talwani, M. & Pitman, W.C. (ed), Washington, 99–114.

Isacks, B., Oliver, J. & Sykes, L.R., 1968. Seismology and the new global tectonics. *J. Geophys. Res.*, **73**, 5855–5899.

Jackson, D.D. 1979. The use of a priori data to resolve non-uniqueness in linear inversion. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**, 137–157.

Jackson, J., 1994. Active tectonics of the Aegean region. *Ann. Rev. Earth planet Sci.*, **22**, 239–271.

Jackson, J.A., & McKenzie, D.P., 1988. The relationship between plate motions and seismic moment tensors, and the rates of active deformation in the Mediterranean and Middle East. *Geophys. J.*, **93**, 45–73.

James, D.E., Fouch, M.J. & VanDecar, J.C., 2001. Tectonic structure beneath southern Africa. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2485–2488.

Jaupart, C. & Parsons, B., 1985. Convective instabilities in a variable viscosity fluid cooled from above. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **39**, 1432.

Jobert, N. & Jobert, J., 1983. An application of the ray theory to the propagation of waves along a laterally heterogeneous spherical surface. *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 1148–1151.

Jolivet, L., 2001. A comparision of geodetic and finite strain pattern in the Aegean, geodynamic implications. *Earth planet. Sci. Lett.*, **187**, 95–104.

Jolivet, L. & Faccenna, C., 2000. Mediterranean extension and the Africa-Eurasia collision. *Tectonics*, **19**, 6, 1095–1106.

Jolivet, L. & Nataf, H.-C., 1998. Géodynamique. Dunod, Paris.

Johnson, M.R.W., 2002. Shortening budgets and the role of continental subduction during the India-Asia collision. *Earth Sci. Rev.*, **59**, 101–123.

Jurdy, D.M. & Srefanick, M., 1983. Flow models for back-arc spreading. *Tectonophysics*, **99**, 191–206.

Jurkevics, A., 1988. Polarisation analysis of three component array data. *Bull. seism. Soc. Am.*, **78**, 5, 1725–1743.

Kadinsky-Cade, K., Barazangi, M., Oliver, J. & Isacks, B., 1981. Lateral variations in high-frequency seismic wave propagational regional distances across the Turkish and Iranian plateaus. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9377–9396.

Kalogeras, I. S. & Burton, P. W., 1996. Shear-wave velocity model from Rayleigh wave dispersion in the broader Aegean area. *Geophys. J. Int.*, **125**, 679–695.

Karagianni, E. E., Panagiotopoulos, D. G., Panza, G. F., Suhadolc, P., Papazachos, C. B., Papazachos, B. C., Kiratzi, A., Hatzfeld, D., Makropoulos, K., Priestley, K. & Vuan, A., 2002. Rayleigh wave group velocity tomography in the Aegean area. *Tectonophysics*,**358**, 187–209.

Karig, D.E., 1971. Origin and development of marginal basins in the western Pacific. *J. Geophys. Res.*, **76**, 2542–2561.

Katayama, I., Parkinson, C.D., Okamoto, K., Nakajima, Y. & Maruyama, S., 2000. Super-silisic clinopyroxene and silica exsolution in UHPM eclogite and peltic gneiss from the Kokchetav massif, Kazakhstan. *Am Mineralogist*, **371**, 301–305.

Kaviani, A., 2004. La chaîne de collision du Zagros (Iran) : structure lithosphérique par analyse de données sismologiques. Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier - Grenoble, en préparation.

Kawakatsu, H., 1986. Double seismic zones : kinematics. *J. Geophys. Res.*, **91**, 4811-4825.

Kawasaki, I. & Koketsu, K., 1990. Rayleigh-Love wave coupling in an azimutally anisotropic medium. *J. Phys. Earth*, **38**, 361–390.

Kearey, P. & Vine, F.J., 1992. Global Tectonics. Blackwell scientific Publications, Oxford.

Keilis-Borok, V.I. (ed.), 1989. Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Kennett, B.L.N. & Engdahl, E.R., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase indefication. *Geophys. J. Int.*, **105**, 429–465.

Kennett, B.L.N., Engdahl, E.R. & Buland, R., 1995. Constraints on seismic velocities in the Earth from travel-times. *Geophys. J. Int.*, **122**, 108–124.

Kikwood, S.C. & Crampin, S., 1981. Surface-wave propagation in an ocean basin with an anisotropic upper mantle: observations of polarization anomalies. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **64**, 487–497.

Kukkonen, I.T., Kinnunen, K. & Peltonen, P., 2003. Mantle xenolith and thick lithosphere in the Fennoscandian Shield. *Physics and Chemistry of the Earth*, **28**, 349–360.

Kukkonen, I.T. & Peltonen, P., 1999. Xenolith-controlled geotherm for the central Fennoscandian Shield: implications for lithosphere-asthenosphere relations. *Tectonophysics*, **304**, 301–315.

Lallemand, S.E., Font, Y., Bijwaard, H. & Kao, H, 2001. New insights on 3-D plates interaction near Taiwan from tomography and tectonic implications. *Tectonophysics*, **335**, 229–253.

Lander, A.V. & Levshin, A.L., 1989. Recording, identification and measurement of surface wave parameters, in *Seismic surface waves in laterally inhomogeneous Earth*, V.I. Keilis-Borok (ed.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Laske, G. & Masters, G., 1996. Constraints on global phase velocity maps from long-period polarization data. *J. Geophys. Res.*, **101**, 16059–16075.

Lebedev, S. & Nolet, G., 1997. The upper mantle beneath the Philippine Sea reion from waveform inversions. *Geophys. Res. Lett.,* **24**, 1851–1854.

Le Pichon, X., 1968. Sea-floor spreading and continental drift. *J. Geophys. Res.,* **73**, 3661–3697.

Le Pichon, X., La subduction, Cours du Collège de France, 1991.

Le Pichon, X. & Angelier, J., 1979. The Hellenic arc and trench system: a key to the evolution of the Eastern Mediterranean area. *Tectonophysics,* **60**, 1–42.

Le Pichon, X., J. Angelier, and J.C. Sibuet, 1982. Plate boundaries and extensional tectonics. *Tectonophysics,* **81**, 239–256.

Le Pichon, X., Chamot-Rooke, N., Lallemant, S., Noomen, R. & Veis G., 1995. Geodetic determination of the kinematics of central Greece with respect to Europe: Implications for eastern Mediterranean tectonics. *J. Geophys. Res.,* **100**, 12675–12690.

Lévêque, J.-J., Cara, M. & Rouland, D., 1991. Waveform inversion of surface wave data: test of a new tool for systematic investigation of upper mantle structure. *Geophys. J. Int.,* **104**, 565–581.

Lévêque, J.-J., Debayle, E. & Maupin, V., 1998. Anisotropy in the Indian Ocean upper mantle from Rayleigh and Love waveform inversion. *Geophys. J. Int.,* **133**, 529–540.

Levin, D. & Park, J., 1998. Quasi-Love waves between Tonga and Hawaii: observations, simulations and explanations. *J. Geophys. Res.,* **103**, 24321–24331.

Levin, V., Shapiro, N., Park, J. & Ritzwoller, M., 2002. Seismic evidence for catastrophic slab loss beneath Kamchatka. *Nature,* **418**, 763–767.

Levshin, A.L. Surface and guided seismic waves. Institute of the Earth Physics: Science, Moscow (in Russian).

Levshin, A.L., 1989. Surface waves in media with weak lateral inhomogeneity, in *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth*, V.I. Keilis-Borok (ed.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 35–69.

Levshin, A.L. & Ritzwoller, M.H., 2001. Automated detection, extraction, and measurement of regional surface waves. *Pure appl. Geophys.,* **158**, 1531–1545.

Levshin, A.L., Ritzwoller, M.H., Barmin, M.P. & Vollaseñor, A., 2001. New constraints on the Arctic crust and uppermost mantle: Surface wave group velocities, P_n, and S_n. *Phys. Earth Planet. Inter.,* **123**, 185–204.

Levshin, A.L., Ritzwoller, M.H. & Ratnikova, L.I., 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia. *Geophys. J. Int.,* **117**, 577–590.

Li, L. & Liao, X., 2002. Slab break-off depth: A slowdown subduction model. *Geophys. Res. Lett.,* **23**, 3, 11-1–11-3.

Ligdas, C.N., Main, I.G. & Adams, R.D., 1990. 3-D structure of the lithophere in the Aegean region. *Geophys. J. Int.,* **102**, 219–229.

Lomax, A. & Snieder, R., 1995. The contrast in upper mantle shear-wave velocity between the East European platform and tectonic Europe obtained with genetic algorithm inversion of Rayleigh wave group dispersion. *Geophys. J. Int.,* **123**, 169–182.

Makris, J., 1978. The crust and upper mantle of the Aegean region from deep seismic soundings. *Tectonophysics,***46**, 269–284.

Makris, J. & Stobbe, C., 1984. Physical properties and state of the crust and upper mantle of the eastern Mediterranean Sea deduced from geophysical data. *Marine Geol.,* **55**, 347–363.

Maliverno, A. & Ryan, W.B.F., 1986. Extension in the Tyrrhenian sea ans shortening in the Apennines as result of arc migration driven by sinjing of the lithosphere. *Tectonics,* **5**, 227–245.

Mantovani, E., Albarello, D., Tamburelli, C. & B. Babucci, 1996. *J. Geodyn.,* **21**, 35.

Mantovani, E., Albarello, D., Tamburelli, C., Babucci, D. & Viti, M., 1997. Plate convergence, crustal delamination, extrusion tectonics and minimization of shortening work as main controlling factors of the recent Mediterranean deformation pattern. *Annali di Geofisica,* **40**, 611–643.

Mantovani, E., Viti, M., Albarello, D., Tamburelli, C., Babbucci, D. & Cenni, N., 2000. Role of kinematically induced horizontal forces in Mediterranean tectonics: insights from numerical modelling. *J. Geodyn.,* **30**, 287–320.

Mantovani, E., Cenni, N., Albarello, D., Viti, M., Babbucci, D., Tamburelli, C. & D'Onza, F., 2001a. Numerical simulation of the observed strain field in the central-eastern Meditarranean region. *J. Geodyn.,* **31**, 519–556.

Mantovani, E., Viti, M., Babbucci, D., Tamburelli, C. & Albarello, D., 2001b. Back arc extension: which driving forces. *Journal of the Virtual Explorer,* **3**, 17–45.

Maggi, A. & Priestley, K., 2004. Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.,* submitted.

Marcoux, J., Baud, A., Ricou, L.E., Gaetani, M., Krystyn, L., Bellion, Y., Guiraud, R., Moreau, C., Besse, J., Gallet, Y., Jaillard, E. & Theveniaut, H., 1993. Late Anisian palaeoevnvironments (237 to 234 Ma). In: *Atlas Tethys Palaeoenvironmental Maps.* Maps, Decourt J., Ricou, L.E. & Vrielynck, B. (eds.). Rueil-Malmaison: BEICIP-FRANLAB.

Mari, J.-L., Glangeaud, F. & Coppens, F. 1997. Traitement du signal pour géologues et géophysiciens, Eds Technip, Paris.

Markopoulos, K. & Burton, P. W., 1981. A catalog of seismicity in Greece and adjacent areas. *J. Geophys. Res.*,as **65**, 741–762.

Marquering, H. & Snieder, R., 1995. Surface-wave mode coupling for efficient forward modelling and inversion of body-wave phases. *Geophys. J. Int.*, **120**, 186–208.

Marquering, H., Snieder, R. & Nolet, G., 1996. Waveform inversion and the significance of surface-wave mode coupling. *Geophys. J. Int.*, **124**, 258–278.

Martinod, J., Hatzfeld, D., Brun, J.P., Davy, P. & Gautier, P., 2000. Continental collision, gravity spreading, and kinematics of Aegean and Anatolia. *Tectonics*, **19**, 2, 290–299.

Marton, F., Bina, C.R., Stein, S. & Rubie, D.C., 1999. Effects of slab mineralogy on subduction rates. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 119–122.

Matte, P. & Chemenda, A., 1996. A mechanism for exhumation of high pressure metamorphic rocks during continental subduction in southern Urals. *C. R. Acad. Sci. Paris*, **323**, 6, 525–530.

Matte, P., Mattauer, M., Olivet, J.M. & Griot, D.A., 1997. Continental subductions beneath Tibet and the Himalayan orogeny: a review. *Terra Nova*, **9**, 264–270.

Maupin, V., 2002. The amplitude of the Love-Rayleigh discrepancy created by small-scale heterogeneities. *Geophys. J. Int.*, **150**, 58–64.

Maupin, V., 2003. Surface-waves in an heterogeneous anisotropic continental lithosphere. *AGU-EGS-EUG Joint Assembly*, April 6–11, Nice, France.

Maupin, V. & Cara, M., 1992. Love-Rayleigh wave incompatibility and possible deep upper mantle anisotropy in Iberian Peninsula. *Pure appl. Geophys.*, **138**, 429–444.

McCabe, R.E., 1984. Implications of paleomagnetic data on the collision related bending of islands arcs. *Tectonophysics*, **3**, 409–428.

McClusky, S., Balassanian, S., Barka, A., Demir, C., Ergintav, S., Georgiev, I., Gurkan, O., Hamburger, M., Hurst, K., Kahle, H., Kastens, K., Kekelidze, G., King, R., Kotzev, V., Lenk, O., Mahmoud, S., Mishin, A., Nadariya, M., Ouzounis, A., Paradissis, D., Peter, Y., Prilepin, M., Reilinger, R., Sanli, I., Seeger, H., Tealeb, A., Toksoz, M. N. & Veis, G., 2000. *J. Geophys. Res.*, **105**, B3, 5695–5719.

McKenzie, D.P., 1969. Speculations on the consequences and causes of plate motions. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **18**, 1–32.

McKenzie, D., 1978. Active tectonics of the Alpine-Himalayan belt: the Aegean Sea and surrounding regions. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **55**, 217–254.

Meijer, P. T. & Wortel, M.J.R., 1997. Present-day dynamics of the Aegean region: A model analysis of the horizontal pattern of stress and deformation. *Tectonics*, **16**, 879–895.

Menke, W., 1989. Geophysical data analyses: Discrete inverse theory. Academic Press, New York.

Mercier, J.L., Carey, E., Philip, H. & Sorel, D., 1976. La néotectonique plio-quartenaire de l'arc égéen externe et de la mer Egée et ses relations avec la sismicité. *Bull. Soc. Géol. Fr.*, **18**, 159–176.

Mercier, J.L., Sorel, D. & Simeakis, K., 1987. Changes in the state of stress in the overriding plate of a subduction zone: the Aegean arc from the Pliocene to the present, *Annales Tectonicae*, **1**, 20–39.

Mercier, J.L., Sorel, D., Vergely, P. & Simeakis, K., 1989. Extensional tectonic regimes in the Aegean basins during the Cenozoic. *Basin Res.*, **2**, 49–71.

Mercier, J.L., Vergely, P., & Bebien, J., 1975. Les ophiolites helléniques "obductées" du Jurassique supérieur sont-elle les vestiges d'un océan téthysien ou d'une mer marginale périeuropéenne? *C. r. Som. Soc. Géol. Fr.*, **4**, 108–112.

Meier, T., Lebedev, S., Nolet, G. & Dahlen, F.A., 1997. Diffraction tomography using miltimode surface waves. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8255–8267.

Melosh, H.J. & Raefsky, A., 1980. The dynamic origin of topography. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **60**, 333–354.

Molnar, P. & Atwater, T., 1978. Interarc-spreading and Cordilleran tectonics as alternatives relates to the age of the subducted oceanic lithosphere. *Earth planet. Sci. Lett.*, **41**, 330–340.

Molnar, P. & Gray, 1979. Subduction of continental lithosphere: some constraints and uncertainties. *Geology*, **7**, 1, 58–62.

Molnar, P., Houseman, G.A. & Conrad, C.P., 1998. Rayleigh-Taylor instability and convective thinning of mecanically thichened lithosphere: effects of non-linear viscosity decreasing exponentionally with depth and of horizontal shortening of the layer. *Geophys. J. Int.*, **133**, 568–584.

Montagner, J.P., 1986. Regional three-dimensional structures using long-period surface waves. *Ann. Geophys.*, **4**, 283–294.

Montagner, J.P. & Tanimoto, T., 1991. Global upper mantle tomography of seismic velocities and anisotropies. *J. Geophys. Res.*, **96**, 20337–20351.

Mueller, S., Choy, G.L. & Spence, W., 1996. Inelastic models of lithospheric stress – I. Theory and application to outer-rise plate deformation. *Geophys. J. Int.*, **125**, 39–53.

Myers, S. C., Beck, S., Zandt, G. & Wallace, T., 1998. Lithospheric-scale structure across the Bolivian Andes from tomographic images of velocity and attenuation for P and S waves. *J. Geophys. Res.*, **103**, B9, 21233–21252.

Nakajima, J., Matsuzawa, T. & Hasegawa, A., 2001. Three-dimensional structure of V_p, V_s, and V_p/V_s beneath northeastern Japan: Implications for arc magmatism and fluids. *J. Geophys. Res.,* **106**, B10, 21843–21857.

Nakanishi, I. & Anderson, D.L., 1982. World-wide distribution of group velocities of mantle Rayleigh waves as determined by spherical harmonic inversion. *Bull. seism. Soc. Am.,* **72**, 1185–1194.

Neunhöfer, H. & Malischewsky, P., 1981. Anomalous polarization of Love waves indicating anisotropy along paths in Eurasia. Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 90, 2, 179–186.

Nielsen, C., 2003. Etude des zones de subduction en convergence hyper-oblique : ride méditerranéenne, marge indo-birmane. Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay.

Nolet, G., 1990. Partitioned waveform inversion and twodimensional structure under the network of anomalousely recording seismographs. *J. Geophys. Res.,* **95**, 8499–8512.

Nolet, G. & Zielhuis, A., 1994. Low S velocities under the Torniquist-Teisseyre zone: Evidence for water injection into the transition zone by subduction. *J. Geophys. Res.,* **99**, B8, 15813–15820.

Nur, A., Ron, H. & Scotti, O., 1986. Fault mecanics and the kinematics of block rotation. *Geology,* **14**, 746–749.

Okaya, N., Cloetingh, S. & Mueller, S., 1996. A lithospheric cross-section through the Swiss Alps – II. Constraints on the mechanical structure of a continent-continent collision zone. *Geophys. J. Int.,* **127**, 399–414.

Oliver, J., 1962. A summary of observed seismic surface wave dispersion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **52**, 81–86.

Orowan, E., 1995. Convection in a non-Newtonian mantle, continental drift, and mountain building. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.,* **258A**, 284–313.

Pacheco, J.F., Sykes, L.R. & Scholz, C.H., 1993. Nature of seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type. *J. Geophys. Res.,* **98**, 14133–14159.

Papazachos, B. C., 1969. Phase velocities of Rayleigh waves in southeastern Europe and eastern Mediterranean Sea. *Pure appl. Geophys.,* **75**, 47–55.

Papazachos, C. B. & Kiratzi, A. A., 1996. A detailed study of the active crustal deformation in the Aegean and surrounding area. *Tectonophysics,***253**, 129–153.

Papazachos, C. & Nolet, G., 1997. P ans S deep velocity structure of the Hellenic area obtained by robust nonlinear inversion of travel times. *J. Geophys. Res.,* **102**, B4, 8349–8367.

Papazachos, C. B., Hatzidimitriou, P. M., Panagiotopoulos, D. G. & Tsokas, G. N., 1995. Tomography of the crust and upper mantle in the southeast Europe. *J. Geophys. Res.,* **100**, B7, 12405–12422.

Papazachos, B.C., Karakostas, V.G., Papazachos, C.B. & Scordilis, E.M., 2000. The geometry of the Wadati-Benioff zone and lithospheric kinematics in the Hellenic arc. *Tectonophysics,* **319**, 275–300.

Parker, R.L., 1994. Geophysical inverse theory. Princeton University Press, Princeton, NJ.

Parsons, B. & Sclater, J.G., 1977. An analysis of the variation of the ocean floor bathymetry and heat flow with age. *J. Geophys. Res.,* **32**, 803–827.

Pasyanos, M., Walter, W. & Hazler, S., 2001. A surface wave dispersion study of the Middle East and North Africa for monitoring the comprehensive nuclear-test-ban treaty. *Pure appl. Geophys.,* **158**, 1445–1474.

Patriat, P. & Achache, J., 1984. India Eurasia collision chronology has implications for crustal shortening and driving mechanism of plates. *Nature,* **311**, 615–621.

Pecanovsky, K.M., Davis, D.M., Richardson, R.M. & Coblenz, D.D., 1999. Intraplate stresses and plate-driving forces in the Philippines Sea plate. *J. Geophys. Res.,* **104**, 1095–1110.

Pedersen, H.A., Coutant, O., Deschamps, A., Soulage, M. & Cotte, N., 2003. Measuring surface wave phase velocities beneath small broad-band arrays: tests of an improved algorithm and application to the French Alps. *Geophys. J. Int.,* **154**, 903–912.

Pelletier, B., Calmant, S. & Pillet, R., 1998. Current tectonics of the Tonga - New Hebrides region. *Earth planet. Sci. Lett.,* **164**, 263–276.

Peltzer, G. & Tapponnier, P., 1988. Formation and evolution of strike-slip faults, rifts and basins during the India-Asia collision: an experimental approach. *J. Geophys. Res.,* **93**, 10233–15117.

Peterson, E.T. & Seno, 1984. Factors affecting seismic moment release rates in subduction zones. *J. Geophys. Res.,* **89**, 10233–10248.

Pettersen, Ø. & Maupin, V., 2002. Lithospheric anisotropy on the kenguelen hotspot track inferred from Rayleigh wave polarization anomalies. *Geophys. J. Int.,* **149**, 225–246.

Piromallo, C. & Morelli, A., 2003. P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area. *J. Geophys. Res.,* **108**, B2, 2065–2088.

Pysklywec, R.N., Baumont, C. & Fullsack, P., 2000. Modeling the behavior of the continental mantle lithosphere durong plate convergence. *Geology,* **28**, 7, 655–658.

Ratschbacher, L., Merle, O., Davy, P. & Cobbold, P., 1991. Lateral extrusion in the eastern Alps, part I: boundary condictions and experiments scaled for gravity. *Tectonics,* **10**, 245–256.

Regard, V., 2003. Variations temporelle et spatiale de la transition subduction-collision : Tectonique de la transition Zagros-Makran (Iran) et modélisation analogique. *Thèse de doctorat*, Université d'Aix-Marseille III.

Regard, V., Faccenna, C., Martinod, J., Bellier, O. & Thomas, J.-C., 2003. From subduction to collision: control of deep processes on the tectonics of a convergent plate boundary. *J. Geophys. Res.*, , **108**, B4.

Ricou, L.E., Braud, J. & Brunn, J.H., 1977. Le Zagros. *Mém. h. sér. Soc. Géol. France*, **8**, 33–52.

Ritsema, J. & van Heijst, 2000. New seismic model of the upper mantle beneath Africa. *Geology*, **28**, 63–66.

Ritzwoller, M.H., Levshin, A.L., Ratnikova, L.I. & Egorkin, A.A., 1998. Intermediate-period group-velocity maps across Central Asia, western China and parts of Middle East. *Geophys. J. Int.*, **134**, 315–328.

Ritzwoller, M.H. & Levshin, A.L., 1998. Eurasian surface wave tomography: group velocities. *J. Geophys. Res.*, **103**, B3, 4839–4878.

Ritzwoller, M.H., Shapiro, N.M., Levshin, A.L. & Leahy, G.M., 2001. The structure of the crust and upper mantle beneath Antarctica and the surrounding oceans. *J. Geophys. Res.*, **106**, 30645–30670.

Roberts, R.G. & Christofferson, A., 1990. Decomposition of complex single-station three component seismograms. *Geophys. J. Int.*, **103**, 55–74.

Rodgers, A.J. *et al.*, 1997. Propagation characteristics of short-period S_n and L_g in the Middle East. *Bull. seism. Soc. Am.*, **87**, 2, 396–413.

Rodgers, A.J., Walter, W.R., Mellors, R.J., Al-Amri, A.M.S. & Zhang, Y.-S., 1999. Lithospheric structure of the Arabian Shield and Platform from complete regional waveform modelling and surface wave group velocities. *Geophys. J. Int.*, **138**, 871–878.

Rodkin, M.V. & Rodnikov, A.G., 1996. Origin and structure of back-arc basins: new data and model discussion. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **93**, 123–131.

Royden , L.H., 1993a. The tectonic expression of slab pull at continental boundaries. *Tectonics*, **12**, 303–325.

Royden , L.H., 1993b. Evolution of retreating subduction boundaries formed during continental collision. *Tectonics*, **12**, 629–638.

Rubie, D.C. & Van der Hilst, R.D., 2001. Processes and consequences of deep subduction. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **127**, 1–7.

Russell, D.W., Herrmann, R.B. & Hwang, H., 1988.Application of frequency-variable filters to surface-wave amplitude analysis. *Bull. seism. Soc. Am.*, **78**, 339–354.

Sacks, I.S., 1983. The subduction of young lithosphere. *J. Geophys. Res.*, **88**, 3355–3366.

Sacks, I.S., Snoke, J.A. & Husebye, E.S., 1979. Lithosphere thickness beneath the Baltic Shield. *Tectonophysics*, **56**, 101–110.

Sambridge, M., 1999a. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm I. Searching a parameter space. *Geophys. J. Int.*, **138**, 479–494.

Sambridge, M., 1999b. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm II. Appraising the ensemble. *Geophys. J. Int.*, **138**, 727–746.

Samowitz, I.R. & Forsyth, D.W., 1981. Double seismic zone beneath the Mariana Island arc. *J. Geophys. Res.*, **86**, 7013–7021.

Sandoval, S., Kissling, E., Ansorge, J. & the Svekalapko Seismic Tomography Working Group, 2003. High resolution body wave tomography beneath the Svekalapko array: II. anomalous upper mantle structure beneath central Baltic Shield. *Geophys. J. Int.*, submitted.

Sandvol, E., Al-Damegh, Calvert, A., Seber, D., Barazangi, M., Mohammad, R., Gök, R., Türkelli, N. & Gürbüz, C., 2001. Tomographic imaging of L_g and S_n propagation in the Middle East. *Pure appl. Geophys.*, **158**, 1121–1163.

Sato, H., Muro, K. & Hasewaga, A., 1998. Three-dimensional mapping of magma source and transport regions from seismic data: The mantle wedge beneath Notheastern Japan. *Pure appl. Geophys.*, **153**, 377–398.

Searle, M.P., 2001. Comment on: Dating the Indian continental subduction and collisional thickenning in the north-west Himalaya: Multichronology of the Tso Morari eclogites by de Sigoyer *et al. Geology*, **29**, 191.1.

Sella, G.F., Dixon, T.H. & Mao, A., 2002. REVEL: A model for recent plate velocities from space geodesy. *J. Geophys. Res.*, **107**, doi: 10.1029/2000JB000033.

Sengör, A.M.C., 1979. The North Anatolian transform fault: its age, offset and tectonic significance. **136**, 269–282.

Sengör, A.M.C, Ozeren, S., Genc, T. & Zor, E., 2003. East Anatolian high plateau as a mantle-supported, north-south shortened domal structure. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 24.

Seyitoglu, G. & Scott, B.C., 1996. The cause of N-S extensional tectonics in western Turkey: tectonic escape vs back-arc spreading vs orogenic collapse. *J. Geophys.*, **22**, 145–153.

Scholz, C.H. & Campos, J., 1995. On the mechanism of seismic decoupling and back arc spreading at subduction zones. *J. Geophys. Res.*, **100**, 22103–22115.

Shapiro, N., 1996. Etude de l'interaction des ondes sismiques guidées régionales avec les hétérogénéités de la croûte. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Shapiro, N., Campillo, M., Paul, A., Singh, S.K, Jongmans, D. & Sanchez-Sesma, F.J., 1997. On the origin of long period seismic-wave amplification in the Valley of Mexico. *Geophys. J. Int.*, **128**, 151–166.

Shapiro, N.M. & Ritzwoller, M.H., 2002. Monte-Carlo inversion for a global shear-velocity model of the crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.*, **151**, 88–105.

Shearer, P.M., 1993. Global mapping of upper mantle reflectors from long-period S waves. *Geophys. J. Int.*, **115**, 878–904.

Snieder, R., 1986. 3D-linearized scattering of surface waves and a formalism for surface wave holography. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **84**, 226–241.

Snieder, R. & Nolet, G., 1987. Linearized scattering of surface waves on a spherical Earth. *J. Geophys.*, **61**, 55–63.

Snieder, R. & Romanowicz, B., 1988. A new formalism for the effect of lateral heterogeneity on normal modes and surface waves–I. isotropic perturbations, perturbations of interfaces and gravitational perturbations. *J. Geophys.*, **92**, 207–222.

Snoke, J.A. Sambridge, M., 2002. Constraints in the S wave velocity structure in a continental shield from surface wave data: Comparing linearized least squares inversion and the direct search neighbourhood algorithm. *J. Geophys. Res.*, **107**, B5, doi: 10.1029/2001JB000498.

Snyder, D. & Barazangi, M., 1986. Deep crustal structure and flexure of the Arabian plate beneath the Zagros collisional mountain belt as inferred from gravity observations. *Tectonics*, **5**, 361–373.

Spakman, W., 1990. Tomographic images of the upper mantle below central Europe and the Mediterranean. *Terra Nova*, **2**, 545–553.

Spakman, W. & Bijwaard, H., 2001. Irregular cell parametrization of tomographic problems. *Pure appl. Geophys.*, **158**, 1401–1423.

Spakman, W., Stein, S. & van der Hilst, R.D., 1989. Resolution experiments for NW Pacific subduction zone tomography. *Geophys. Res. Lett.*, , **16**, 1097–1100.

Spakman, W., van der Lee, S. & van der Hilst, R., 1993. Travel-time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **79**, 3–74.

Spakman W., Wortel, M.J.R. & Vlaar, N.S., 1988. The Hellenic subduction zone: a tomographic image and its geodynamical implications. *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 1, 60–63.

Stöklin, J., 1977. Structural corellation of the Alpine range between Iran and Central Asia. *Mém. h. sér. Soc. Géol. France*, **8**, 333–353.

Talebian, M. & Jackson, J., 2002. offset on the Main Recent Fault of NW Iran and implications for the late Cenozoic tectonics of the Arabia-Eurasia collision zone. *Geophys. J. Int.*, **150**, 422–439.

Tao, W.C. & O'Connel, R.J.O., 1993. Deformation of a weak subducted slab and variation of seismicity at depth. *Nature*, **361**, 626–628.

Tapponnier, P., 1977. Evolution tectonique du système alpin en Méditerranée: poinçement et écrasement rigide-plastique. *Bull. Soc. Géol. Fr.*, **XIX**, 437–460.

Tapponnier, P., Peltzer, G. & Armijo, R., 1986. On the mechanics of the collision between India and Asia. In: Collision Tectonics, M.P. Coward & A.C. Ries (Eds.), *Geol. Soc. Spc. Publ.*, **19**, 115–157.

Tarantola, A., 1987. Inverse problems theory, methods for data fitting and model parameter estimation. Elsevier, Amsterdam.

Tarantola, A. & Nersessian, A., 1984. Three-dimensional inversion without blocks. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **76**, 299–306.

Tarantola, A. & Valette, B., 1982. Generalized non-linear inverse problems solved using the least square criterion. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 219–232.

Tatar, M., Hatzfeld, D., Martinod, J., Walpersdorf, A., Ghafori-Ashtiany, M. & Chery, J., 2002. The present day deformation of the central Zagros from GPS measurements. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi: 10.1029/2002GL015427.

Taylor, B. & Karner, G.D., 1983. On the evolution of marginal basins. *Rev. Geophys.*, **21**, 1727–1741.

Taylor, S.R. & Toksöz, M.N., 1982. Measurement of interstation phase and group velocities and Q using Wiener filtering. *Bull. seism. Soc. Am.*, **72**, 73–91.

Tchatcher, W., 1995. Microplate versus continuum descriptions of active tectonic deformation. *J. Geophys. Res.*, **100**, B3, 3885–3894.

Tiberi, C., Lyon-Caen, H., Hatzfeld, D., Achauer, U., Karagianni, E., Kiratzi, A., Louvari, E., Panagiotopoulos, D., Kassaras, I., Kaviris, G., Makropoulos, K. & Papadimitrou, P., 2000. Crustal and upper mantle structure beneath the Corinth rift (Greece) from a teleseismic tomography study. *J. Geophys. Res.*, **105**, B12, 28159–28171.

Toksöz, M. & Anderson, D. L., 1966. Phase velocities of long-period surface waves and structure of the upper mantle, 1. Great circle Love and Rayleigh wave data. *J. Geophys. Res.*, **71**, 1649–1658.

Toksöz, M.N. & Hsui, A.T., 1978. Numerical studies of back-arc convection and the formation of marginal basins. *Tectonophysics*, **50**, 177–196.

Trampert, J., 1998. Global seismic tomography: the inverse problem and beyond. *Inverse problems*, **14**, 371–385.

Trampert, J. & Woodhouse, J., 1995. Global phase velocity maps of Love and Rayleigh waves between 40 and 150 seconds. *Geophys. J. Int.*, **122**, 675–690.

Trampert, J. & Woodhouse, J., 1996. High resolution global phase velocity distributions. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 21–24.

Tsokaz, G. N. & Hansen R. O., 1997. Study of the crustal thickness and the subducting lithosphere in Greece from gravity data. *J. Geophys. Res.*, **102**, B9, 20585–20597.

Tsumura, N., Matsumoto, S., Horiuchi, S. & Hasewaga, A., 2000. Three-dimensional attenuation structure beneath the northeastern Japan arc estimated from spectra of small earthquakes. *Tectonophysics*, **319**, 241–260.

Turcotte, D.L., W.F. Haxby, and J.R. Ockendow, 1977. Lithospheric instabilities, in Island arcs and deep sea trenches and back-arc basins, edited by M. Talwani, and W.C. Pitman, pp. 63–69, Am. Geophys. Un., Washington, D.C.

Turcotte, D., McAdoo, D. & Caldwell, J., 1978. An elastic perfectly plastic analysis of the bending of the lithosphere et a trench. *Tectonophysics*, **47**, 193–205.

Uyeda, S. & Kanamori, H., 1979. Backarc openning and te mode of subduction. *J. Geophys. Res.*, **84**, 1049–1060.

VanDecar, J.C., James, D.E. & Assumpcão, M., 1995. Seismic evidence for a fossil mantle plume beneath South America and implications for plate driving forces. *Nature*, **378**, 25–31.

Van der Beukel, J., 1992. Some thermo-mechanical aspects of the subduction of continental lithosphere. *Tectonics*, **11**, 316–329.

Van der Lee, S. & Nolet, G., 1997. Upper mantle S-velocity structure of North America. *J. Geophys. Res.*, **102**, 22815–22838.

Van der Voo, R., Spakman, W. & Bijwaard, H., 1999. Tethyan subducted slabs under India. *Earth planet. Sci. Lett.*, **171**, 7–20.

Vdovin, O.Y., Rial, J.A., Levshin, A. & Ritwoller, M.H., 1999. Group-velocity tomography of South America and the surrounding oceans. *Geophys. J. Int.*, **136**, 324–330.

Vernant, P., Nilforoushah, F., Hatzfeld, D., Abbassi, M., Vigny, C., Masson, F., Nankali, H., Martinod, J., Ashtiani, M., Bayer, R., Tavakoli, F. & Chéry, J., 2003. Contemporary crustal deformation and plate kinematics in Middle East consrained by GPS measurements in Iran and Northern Oman. *Geophys. J. Int.*, submitted.

Vernant, P., Nilforoushah, F., Masson, F., Hatzfeld, D., Abbassi, M., Vigny, C., Tavakoli, F., Bayer, R., Martinod, J., Ashtiani, M. & Chéry, J., 2002. Implications of GPS measurements in Iran on the contemporary crustal deformation and plate kinematics in Middle East. *EOS Trans. AGU*, **83**, 47, Fall Meet. Suppl., abstract S62B–1183.

Villaseñor, A., Ritzwoller, M.H., Levshin, A.L., Barmin, M.P., Engdahl, E.R., Spakman, W. & Trampert, J., 2001. Shear velocity structure of central Eurasia from inversion of surface wave velocities. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **123**, 169–184.

Wain, A., 1997. New evidence for coesite in ecologites and gneiss: defining an ultrahigh-pressure province in the western gneiss region of Norway. *Geology*, **25**, 927–930.

Walker, R. & Jackson, J., 2002. Offset and evolution of the Gowk fault, SE Iran: a major intra-continental strike-slip system. *J. Struct. Geol.*, **24**, 1677–1698.

Watts, A.B., Bodine, J.H. & Steckler, M.S., 1980. Observations of flexure and stress in the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.*, **85**, 6369–6376.

Wiener, N., 1949. Time series. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts.

Willet, S.D. & Beaumont, C., 1994. Subduction of Asian lithospheric mantle beneath Tibet inferred from models of continental collision. *Nature*, **369**, 642–645.

Wong A Ton, S.Y.M. & Wortel, M.J.R., 1997. Slab detachment in continental collision zones: an analysis of controlling parameters. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 16, 2095–2098.

Wortel, M.J.R. & Spakman, W., 2000. Subduction and slab detachement in the Mediterranean-Carpathian region. *Science*, **290**, 1910–1917.

Wu, F.T. & Levshin, A.L., 1994. Surface wave group velocity tomography of East Asia. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **84**, 59–77.

Wu, F.T., Levshin, A.L. & Kozhevnikov, V.M., 1997. Rayleigh wave group velocity tomography of Siberia, China and vicinity. *Pure appl. Geophys.*, **49**, 447–473.

Yanovskaya, T.B., 1982. Distribution of surface wave group velocities in the North Atlantic. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, **2**, 3–11 (in Russian).

Yanovskaya, T.B., 1997a. Problems of seismic tomography, in *Problems of geotomography*, Institute of the Earth Physics: Science, Moscow, 86–98 (in Russian).

Yanovskaya, T.B., 1997b. Resolution estimation in the problems of seismic ray tomography. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, **33**, 9, 762–765.

Yanovskaya, T.B., Antonova, L.M. & Kozhevnikov, V.M., 2000. Lateral variations of the upper mantle structure in Eurasia from group velocities of surface waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **122**, 19–32.

Yanovskaya T. B. & Ditmar, P. G., 1990. Smoothness criteria in surface wave tomography. *Geophys. J. Int.*, **102**, 63-72.

Yanovskaya, Kizima, E.S. & Antonova, L.M., 1998. Structure of the crust in the Black Sea and adjoining regions from surface wave data. *J. Seism.*, **2**, 303–316.

Yoshioka, S. & Wortel, M.J.R., 1995. Three dimensional numerical modeling of detachement of subducted lithosphere. *J. Geophys. Res.*, **100**, 20223–20244.

Yoshizawa, K. & Kennett, B.L.N., 2002. Non-linear waveform inversion for surface waves with a neighbourhood algorithm - application to multimode dispersion measurements. *Geophys. J. Int.*, **149**, 118–133.

Yu, Y. & Park, J., 1994. Hunting for azimuthal anisotropy benath the Pacific ocean region. *J. Geophys. Res.*, **99**, B8, 15399–15421.

Yu, Y., Park, J. & Wu, F., 1995. Mantle anisotropy beneath th Tibetan plateau - evidence from long period surface waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **87**, 231–246.

Zhang, J., Hager, B.H. & Raefsky, A., 1985. A critical assessment of viscous models of trench topography and corner flow. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **83**, 451–475.

Zhang, Y.-S. & Lay, T., 1996. Global surface-wave phase velocity variations. *J. Geophys. Res.*, **101**, 8415–8436.

Zhao, D, Asamori, K. & Iwamori, H., 2000. Seismic structure and magmatism of the young Kyushu subduction zone. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 14, 2057–2060.

Zhao, D., Hasegawa, A. & Horiuchi, S., 1992. Tomographic imaging of P and S wave velocity structure beneath northern Japan. *J. Geophys. Res.*, **97**, 19909–19928.

Zhao, W., K.D. Nelson, and P.I. team, 1993. Deep seismic reflection evidence for continental underthrusting beneath southern Tibet. *Nature*, **366**, 557–559.

Zhong, S. & Gurnis, M., 1995. Mantle convection with plates and mobil faulted plate margins. *Science*, **267**, 838–843.

Zielhuis, A. & Nolet, G., 1994. Shear wave velocity variations in the upper mantle under central Europe. *Geophys. J. Int.*, **117**, 695–715.

BIBLIOTHEQUE SCIENCES GRENOBLE UNIVERSITAIRE

Thèse de doctorat de l'Université
Joseph Fourier - Grenoble I

Titre de l'ouvrage :

Etude de la structure lithosphérique par l'analyse d'ondes de surface dans deux zones de convergence : la mer Egée et l'Iran

Auteur :

Ekaterina BOUROVA

Établissement :

Observatoire de Grenoble
Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique

Résumé :
La structure lithosphérique profonde a été étudiée dans deux zones de convergence : la zone de subduction de la mer Egée et la zone de collision en Iran. Pour obtenir des contraintes sur la structure lithosphérique, nous avons analysé des ondes de surface enregistrées sur des réseaux temporaires large-bande installés dans ces zones.
Dans la mer Egée, les quatre coupes de vitesse des ondes S obtenues montrent une anomalie de vitesse rapide associée au slab subductant. Une anomalie de vitesse lente de 4% est observée dans la partie nord de la région, à 100-150 km de profondeur. La position de cette anomalie correspond à une zone de déformation rapide en surface, qui semble être liée à des processus profonds dans le manteau.
Dans la deuxième zone d'étude, nous avons constaté des vitesses lentes et une lithosphère amincie sous l'Iran central. Ces résultats peuvent être expliqués par une remontée de l'asthénosphère et l'érosion thermique de la lithosphère dans cette région.

Abstract :
The deep structure of the lithosphere is investigated in two convergent zones: the Aegean subduction zone and the collision zone in Iran. To obtain constraints on the lithospheric structure, the surface waves recorded by temporary broadband stations located in theses regions are analysed.
In the Aegean Sea, four S-wave velocity cross-sections show a high velocity anomaly associated to the subducting slab. In the northern part of the region a large low velocity anomaly is observed at a depth of 100-150 km. Its size, combined with its location immediately below the area of intense surface deformation, support a model of a distributed deformation of the upper mantle in this particular area. In the second region of study, we observed low velocities and a thinned lithosphere beneath central Iran. These results can be explained by an asteno-spheric flow and a thermal erosion of the lithosphere.

Mots clés :
Ondes de surface, courbe de dispersion, vitesse de phase, tomographie, inversion, structure profonde, mer Egée, Iran, Zagros.