



Etude de l'interaction des ondes sismiques guidées régionales avec les hétérogénéités de la croûte

Nikolai Shapiro

► To cite this version:

Nikolai Shapiro. Etude de l'interaction des ondes sismiques guidées régionales avec les hétérogénéités de la croûte. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1996. Français. NNT : . tel-00749699

HAL Id: tel-00749699

<https://theses.hal.science/tel-00749699>

Submitted on 8 Nov 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.



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
et
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

THÈSE

PRESENTÉE PAR

Nikolaï SHAPIRO

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

Spécialité : Géophysique

ETUDE DE L'INTERACTION DES ONDES SISMQUES GUIDEES
REGIONALES AVEC LES HETEROGENEITES DE LA CROUTE

Composition du jury :

M. M. TARDY
M. J.P. MONTAGNER
M. S.K. SINGH
M. M. CAMPILLO
Mme. A. PAUL
M. S. GREGERSEN

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : plalour@ujf-grenoble.fr

Président
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Directeur de thèse
Examineur

27 AOÛT 2003

Date de soutenance : le 30 septembre 1996

**THESE DE DOCTORAT de
l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER-GRENOBLE I**

Titre de l'ouvrage:

**ETUDE DE L'INTERACTION DES ONDES
SISMQUES GUIDEES REGIONALES AVEC LES
HETEROGENEITES DE LA CROUTE**

Nom de l'auteur:

Nikolaï SHAPIRO

Etablissement:

**Observatoire de Grenoble
Laboratoire de Géophysique Interne et
Tectonophysique**

RESUME

La propagation régionale de deux types d'ondes sismiques guidées, l'onde Lg et le mode fondamental de l'onde de Rayleigh, est étudiée expérimentalement.

Dans la première partie, nous traitons les données de l'expérience SISBALIG II pour étudier le phénomène de blocage des ondes Lg dans la Mer Ligure (sud-est de la France). En utilisant les diagrammes énergétiques, nous montrons que l'extinction de l'onde Lg se produit dans une zone d'une largeur d'environ 20 km près de la marge Provençale. En comparant les observations avec des simulations numériques, nous montrons que le facteur qui contribue le plus à ce blocage de l'onde Lg est la diffraction de l'énergie dans les sédiments océaniques.

Dans la deuxième partie, nous étudions la propagation de l'onde de Rayleigh et la structure de la croûte au Sud du Mexique. Nous utilisons une approche classique d'étude de structure lithosphérique à partir de l'inversion des courbes de dispersion. Pour la mesure des courbes de dispersion de la vitesse de groupe, nous développons une méthode de sommation logarithmique dans le domaine période-temps ou période-vitesse de groupe. Nous utilisons une méthode d'inversion de la courbe de dispersion composée de deux étapes : (1) l'inversion linéarisée et (2) l'inversion par Monte-Carlo. Après avoir mesuré les courbes de dispersion dans les différentes régions et les avoir inversées pour des modèles locaux 1D, nous construisons un modèle hétérogène de la croûte du Mexique. Ce modèle permet de simuler les caractéristiques majeures de la propagation des ondes émises par des séismes dans la zone de subduction Centraméricaine. Ainsi, nous montrons que l'amplification régionale aux périodes comprises entre 8 et 10 s dans la région de la Vallée de Mexico s'explique par la présence d'une couche superficielle à moindre vitesse sous la partie sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine.

MOTS CLES

Ondes guidées; Lg; Mer Ligure; diagrammes énergétiques; Mexique; analyse des ondes de surfaces; Chaîne Volcanique Transmexicaine; amplification; trajets multiples.

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
et
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

THÈSE

PRÉSENTÉE PAR

Nikolaï SHAPIRO

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

Spécialité : **Géophysique**

**ETUDE DE L'INTERACTION DES ONDES SISMQUES GUIDEES
REGIONALES AVEC LES HETEROGENEITES DE LA CROUTE**

Composition du jury :

M.	M.	TARDY	Président
M.	J.P.	MONTAGNER	Rapporteur
M.	S.K.	SINGH	Rapporteur
M.	M.	CAMPILLO	Directeur de thèse
Mme.	A.	PAUL	Directeur de thèse
M.	S.	GREGERSEN	Examineur

Date de soutenance : le 30 septembre 1996

10150523

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier les deux personnes qui ont dirigé mon travail en sismologie pendant les six derniers années et sans lesquelles cette thèse n'aurais jamais pu être réalisée.

Par ordre chronologique, ce fut Sasha Lander qui a dirigé mes premiers pas à Moscou. A part l'initiation en sismologie des ondes de surface, il m'a appris beaucoup de choses qui m'ont servies après: le traitement de signale, l'informatique, même un peu de géologie, et surtout l'enthousiasme et la rigueur de travail.

Ensuite, Michel Campillo a dirigé cette thèse. Beaucoup de choses ont été faites grâce à ses conseils et son intuition physique. Je le remercie pour m'avoir proposé des sujets intéressants et sa disponibilité pendant ces trois années de coopération.

Beaucoup d'autre personnes ont contribué dans mon travail de thèse. Je tiens à remercier Anne Paule pour ses conseils et ses nombreuses corrections de mes manuscrits en français et en anglais, Nicole Bétoux qui m'a gentiment accueilli à Nice et m'a appris beaucoup de choses sur la Mer Ligure, Shri Krishna Singh pour ses idées sur la sismologie du Mexique et la coopération que j'espère pouvoir continuer.

Mes remerciements à Marc Tardy pour ses informations sur la géologie du Mexique et aussi pour avoir présidé le jury de ma thèse. Je remercie également Jean-Paul Montagner et Soren Gregersen pour avoir accepté de faire part de ce jury.

Je dois, bien sur, remercier tous les gens (que malheureusement, pour la plupart je ne connais même pas) qui ont participé dans le travail d'organisation des manips et d'acquisition des données que j'ai utilisées dans ma thèse.

Je remercie Helle Pedersen et Olivier Coutant pour leur programmes de simulation numérique.

Mes remerciements à Catherine Pequegnat et les informaticiens de l'Observatoire de Grenoble. La perfection et la puissance du réseau informatique ont été absolument indispensables pendant mon travail.

Je remercie également toutes les personnes qui se sont occupées de problèmes administratifs et techniques: Liliane, Josette, Martine, France, Yves, Sara et Mme. Ricciardella pour leur disponibilité et bonne humeur.

Enfin, mes remerciements au LGIT, le laboratoire où j'ai pu mener ma recherche, et à son directeur Georges Poupinet pour m'avoir invité en France.

Je n'oublie pas les étudiants et les jeunes chercheurs du LGIT. C'est grâce à eux que j'ai maintenant beaucoup d'amis en France et dans le Monde entier et c'est surtout grâce à eux que je me suis senti presque comme chez moi pendant ces 3 années en France.

Et finalement, merci à la France, ce pays qui a eu la générosité de financer une étude d'un chercheur russe sur le sujet de sismologie au Mexique. Merci aux nombreux français qui ont été gentils et accueillants et qui aussi m'ont aidé beaucoup pendant mon séjour.

RESUME

La propagation régionale de deux types d'ondes sismiques guidées, l'onde Lg et le mode fondamental de l'onde de Rayleigh, est étudiée expérimentalement.

Dans la première partie, nous traitons les données de l'expérience SISBALIG II pour étudier le phénomène de blocage des ondes Lg dans la Mer Ligure (sud-est de la France). En utilisant les diagrammes énergétiques, nous montrons que l'extinction de l'onde Lg se produit dans une zone d'une largeur d'environ 20 km près de la marge Provençale. En comparant les observations avec des simulations numériques, nous montrons que le facteur qui contribue le plus à ce blocage de l'onde Lg est la diffraction de l'énergie dans les sédiments océaniques.

Dans la deuxième partie, nous étudions la propagation de l'onde de Rayleigh et la structure de la croûte au Sud du Mexique. Nous utilisons une approche classique d'étude de structure lithosphérique à partir de l'inversion des courbes de dispersion. Pour la mesure des courbes de dispersion de la vitesse de groupe, nous développons une méthode de sommation logarithmique dans le domaine période-temps ou période-vitesse de groupe. Nous utilisons une méthode d'inversion de la courbe de dispersion composée de deux étapes : (1) l'inversion linéarisée et (2) l'inversion de Monte-Carlo. Après avoir mesuré les courbes de dispersion dans les différentes régions et les avoir inversées pour des modèles locaux 1D, nous construisons un modèle hétérogène de la croûte du Mexique. Ce modèle permet de simuler les caractéristiques majeures de la propagation des ondes émises par des séismes dans la zone de subduction Centraméricaine. Ainsi, nous montrons que l'amplification régionale aux périodes comprises entre 8 et 10 s dans la région de la Vallée de Mexico s'explique par la présence d'une couche superficielle à moindre vitesse sous la partie sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine.

Mots-clés: ondes guidées; Lg; Mer Ligure; diagrammes énergétiques; Mexique; analyse des ondes de surfaces; Chaîne Volcanique Transmexicaine; amplification; trajets multiples.

Study of the interaction of regional seismic guided waves with the crustal heterogeneities.

The regional propagation of two types of guided waves, the Lg wave and the fundamental mode of the Rayleigh wave, is studied experimentally.

In the first part we process the data of the SISBALIG II experiment to study the Lg wave blockage in the Ligurian Sea (south-east of France). Using energy diagrams we find that the Lg wave extinction occurs in the zone of about 20 km width in the vicinity of the Provence Margin. Comparing the observations with numerical simulations we show that the diffraction of the energy into oceanic sediments is the most important factor adding into this extinction.

In the second part we study the Rayleigh wave propagation and the crustal structure in southern Mexico. We use a classical approach consisting of the inversion of dispersion curves for the velocity structure. To measure group velocity dispersion curves we develop a logarithmic stacking technique in the period-time or period-group velocity domain. We use a two-step inversion procedure: (1) linear inversion et (2) Monte-Carlo inversion. After measuring dispersion curves in different regions we invert them for local 1D velocity models. Finally, we construct a composed heterogeneous model of the crust of the southern Mexico. It allows us to simulate the major features of the propagation of the waves emitted during earthquakes in the Middle America subduction zone. This way, we show that the regional amplification at periods of 8-10 s in the region of the Valley of Mexico is due to the presence of a shallow low-velocity layer in the southern part of the Mexican Volcanic Belt.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	3
Pourquoi les ondes guidées?	4
Ondes guidées dans un milieu 1D	5
Ondes guidées dans des milieux non tabulaires	7
Ondes guidées à distance régionale: caractéristiques des signaux	10
Hétérogénéité dans la Terre	11
Etude des hétérogénéités majeures de la croûte à partir des ondes guidées régionales: schéma de travail	12
Objectifs et présentation	11
 PARTIE 1: PROPAGATION DES PHASES SISMIQUES REGIONALES DANS LE BASSIN	
LIGURE	16
CHAPITRE 1.1 INTRODUCTION AU PROBLEME DU BLOCAGE D'ONDE LG PAR LA CROUTE OCEANIQUE	17
CHAPITRE 1.2 PHASES SISMIQUES REGIONALES A TRAVERS LA MER LIGURE: LE BLOCAGE DE LG ET LA PROPAGATION OCEANIQUE	32
CHAPITRE 1.3 CONCLUSIONS	46
 PARTIE 2: ETUDE DE LA PROPAGATION DES ONDES DE SURFACE ET DE LA	
STRUCTURE DE LA CROUTE AU MEXIQUE DU SUD	49
CHAPITRE 2.1 INTRODUCTION	50
CHAPITRE 2.2 STRUCTURE DE LA CROUTE ENTRE LA COTE DE GUERRERO-MICHOACAN ET LA CHAINE VOLCANIQUE TRANSMEXICAINE BASEE SUR L'INVERSION DE LA VITESSE DE GROUPE	53

27 AOÛT 2003

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél.: 04 76 63 54 27 - Fax: 04 76 51 40 58
 Mail: ptalour@ujf-grenoble.fr

CHAPITRE 2.3 METHODE D'INVERSION DE LA COURBE DE DISPERSION	73
CHAPITRE 2.4 AMPLIFICATION DES ONDES SISMIQUES LARGE-BANDE PAR LA CHAÎNE VOLCANIQUE TRANSMEXICAINE.	87
Dispersion de l'onde de Rayleigh et structure de la croûte dans la région au sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine.....	120
CHAPITRE 2.5 ANOMALIE DE LA POLARISATION DE L'ONDE DE RAYLEIGH.....	128
CHAPITRE 2.6 PROPAGATION DES ONDES DE SURFACE LE LONG DE LA ZONE DE SUBDUCTION AU SUD DU MEXIQUE.....	138
A. Introduction.....	138
B. Deux types d'onde.....	140
C. Dispersion de l'onde de Rayleigh dans la région de Oaxaca sud.....	144
D. Dispersion de l'onde se propageant près de la zone de subduction.....	148
E. Dispersion de l'onde de Rayleigh dans la plaque de Cocos	148
F. Inversion de la courbes de dispersion mesurée dans la région de Oaxaca sud.....	154
G. Inversion de la courbe de dispersion dans l'océan	159
H. Inversion de courbe de dispersion mesurée près de la zone de subduction	159
I. Conclusions.....	163
CHAPITRE 2.7 CONCLUSIONS	169
Méthodes.....	169
Structures.....	169
Propagation des ondes.....	172
CONCLUSION GENERALE	174
BIBLIOGRAPHIE.....	177

Introduction générale

Le sujet de cette thèse est l'étude de la propagation des ondes sismiques guidées à des distances régionales et de l'interaction de ces ondes avec de fortes hétérogénéités de la croûte terrestre. Il nous faut donc, avant d'aborder ce problème, discuter les propriétés principales des ondes guidées et le caractère des hétérogénéités de la croûte.

Pourquoi les ondes guidées?

Par définition, les ondes guidées sont des ondes qui se propagent dans un guide d'onde ou, autrement dit, dans une zone à moindre vitesse. Dans le cas de la Terre qui est le milieu auquel on s'intéresse, un guide d'onde est formé par la croûte terrestre qui a des vitesses de propagation des ondes sismiques inférieures à celles du manteau. Il existe donc plusieurs types d'ondes qui se propagent à l'intérieur de la croûte. Contrairement aux ondes de volume, ces ondes guidées ne pénètrent pas en profondeur (Figure 1).

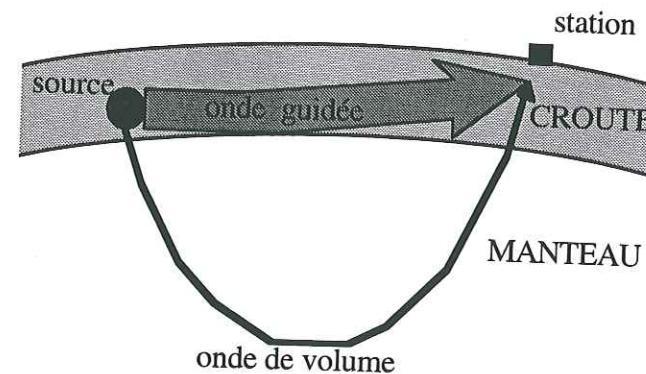


Figure 1. Différence entre les ondes guidées et les ondes de volume.

Pour l'étude de la croûte, les ondes guidées ont souvent plus d'avantages que les ondes de volume. Ces dernières échantillonnent seulement les parties de la croûte situées près de la source et du récepteur, et nous avons donc besoin d'un assez grand nombre de stations sismologiques pour bien échantillonner la structure que l'on cherche à étudier. Par contre, avec les ondes guidées, on peut sonder de loin les parties de la croûte dans lesquelles il n'y a pas de stations. Par exemple, une grande partie de notre connaissance de la structure de la lithosphère sous les océans nous a été apportée par l'étude des ondes de surfaces.

Le fait que l'énergie des ondes guidées ne pénètre pas en profondeur mais reste toujours près de la surface change le facteur d'expansion géométrique par rapport à celui des ondes de volume ($r^{-0.5}$ au lieu de r^{-1}). C'est un autre avantage des ondes guidées qui sont, par conséquent, plus énergétiques et plus faciles à détecter.

Ondes guidées dans un milieu 1D

Même si, dans cette thèse, il ne s'agit pas de développer une étude théorique des ondes guidées, un bref rappel des principaux résultats théoriques est nécessaire. Pour commencer, on va considérer un milieu isotrope avec une stratification plane. Dans chaque couche, les paramètres élastiques sont constants (Figure 2).

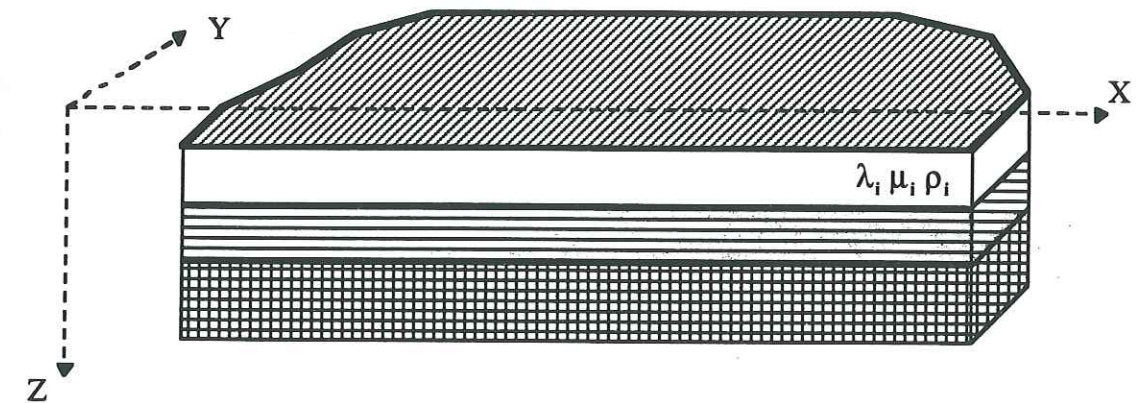


Figure 2. Milieu 1D

Problème direct

Les propriétés principales des ondes guidées obtenues en considérant ce modèle sont les suivantes (voir: Aki et Richards, 1980, Levshin et al., 1989, Kennett, 1983). Les équations pour les composantes SH et P-SV sont indépendantes et dans ces deux cas la solution peut être écrite sous la forme de modes. Dans le cas SH, ces ondes guidées sont appelées ondes de Love, et ondes de Rayleigh dans le cas P-SV. Cette solution a une expression simple dans le domaine spectral. Pour un champ d'onde se propageant dans la direction de l'axe X, la fonction de Green s'écrit comme une somme de modes (Aki et Richards, 1980, Snieder, 1985):

$$G_{ij}(r, r_s, \omega) = \sum_v p_i^v(z, \omega) p_j^{v*}(z_s, \omega) \frac{\exp[i(k_v(\omega)(x - x_s) + \pi/4)]}{\sqrt{(\pi/2)k_v(\omega)(x - x_s)}} \quad (1)$$

ou $\mathbf{p}^v(\mathbf{z}, \omega)$ est un vecteur. Dans le cas de l'onde de Love:

$$\mathbf{p}^v(\mathbf{z}, \omega) = \begin{pmatrix} 0 \\ L^v(\mathbf{z}, \omega) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

et dans le cas de l'onde de Rayleigh:

$$\mathbf{p}^v(\mathbf{z}, \omega) = \begin{pmatrix} R_1^v(\mathbf{z}, \omega) \\ 0 \\ iR_2^v(\mathbf{z}, \omega) \end{pmatrix} \quad (3)$$

$\mathbf{r} = (x, y, z)$ est la position du récepteur. $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s)$ est la position de la source. v est le numéro du mode. $k_v(\omega)$ est le nombre d'onde. $L^v(\mathbf{z}, \omega)$, $R_1^v(\mathbf{z}, \omega)$ et $R_2^v(\mathbf{z}, \omega)$ sont les fonctions propres.

Donc, pour un mode isolé et dans le domaine spectral, l'amplitude de la fonction de Green dépend de la fonction propre et la phase dépend de la courbe de dispersion. Cette dernière peut être exprimée en forme de vitesse de phase:

$$C_v(\omega) = \omega / k_v(\omega) \quad (4)$$

ou de vitesse de groupe:

$$U_v(\omega) = 1 / \frac{dk_v(\omega)}{d\omega} \quad (5)$$

qui est la vitesse de propagation de l'énergie de l'onde.

Problème inverse

La courbe de dispersion est une caractéristique très importante car elle peut être utilisée pour l'inversion de la structure. D'une part, pour un modèle de milieu 1D donné, les dérivées partielles de la courbe de dispersion par rapport aux paramètres des différentes couches peuvent être exprimées d'une façon simple (Levshin et al., 1989). Ainsi, le problème inverse peut être résolu par des algorithmes itératifs linéarisés très efficaces (Herrmann 1987). D'autre part, les courbes de dispersion peuvent être mesurées assez facilement. En calculant la différence de phase entre les enregistrements sur des stations différentes, on peut retrouver la vitesse de phase. On peut aussi supposer que la durée de la source est négligeable par rapport au temps de parcours de l'onde (ce qui est raisonnable pour les distances épicentrales suffisamment grandes) et trouver la vitesse de groupe en divisant la distance par le temps de parcours.

Ondes guidées dans des milieux non tabulaires

On a vu que, dans le cas 1D, le problème de la propagation des ondes guidées a une solution exacte. En plus, cette solution permet de développer des algorithmes très efficaces de résolution du problème inverse. Mais la plupart des milieux réels, et la Terre en particulier, ne sont pas des milieux isotropes à couches planes. On est donc obligé de considérer des milieux hétérogènes. Ici nous ne présentons pas les détails des différentes théories, mais nous voulons plutôt donner une vision générale du problème.

La première chose à dire est qu'il n'existe pas de solution du problème de la propagation des ondes guidées dans un milieu hétérogène arbitraire. On doit donc utiliser soit des méthodes approximatives et asymptotiques, soit des méthodes numériques. L'avantage des premières est qu'on peut obtenir des solutions de formes assez simples. Dans certains cas, cette simplicité de la solution du problème direct permet d'aborder le problème inverse. Mais ces méthodes marchent bien seulement pour des modèles simplifiés. Dans des milieux trop hétérogènes, les erreurs de ces solutions peuvent devenir trop grandes. A leur tour, les méthodes numériques peuvent donner des solutions exactes du champ d'onde complet. Mais elles sont souvent très coûteuses du point de vue du temps de calcul (surtout s'il s'agit d'un milieu complexe). Un autre désavantage est que ces méthodes ne permettent pas de représenter le champ d'onde sous une forme simple, ce qui est souhaitable pour la formulation du problème inverse.

Si on considère les méthodes approximatives et les modèles dans lesquels ces méthodes peuvent être appliquées, il faut caractériser le niveau d'hétérogénéité du milieu. Pour ce faire, nous pouvons comparer la taille caractéristique de l'hétérogénéité d (c'est-à-dire la dimension de la région dans laquelle les propriétés du milieu changent) avec la longueur d'onde dominante dans le champ incident λ .

Modèle d'hétérogénéité lisse de grande échelle

La taille de l'hétérogénéité est beaucoup supérieure à la longueur d'onde.

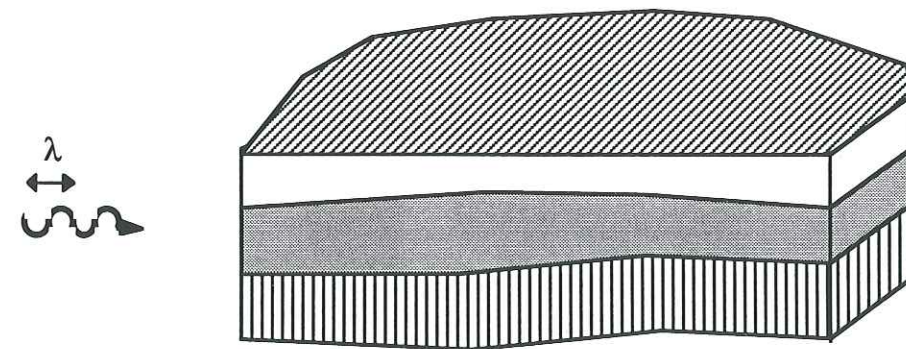


Figure 3. Hétérogénéité lisse de grande échelle: $\lambda \ll d$.

Dans ce cas les, différents modes restent découplés. Pour un mode isolé, on peut utiliser des approximations du genre tracé de rais 2D (Woodhouse, 1974). Ainsi, la phase du signal obéit au principe de Fermat et peut-être calculée comme une intégrale de l'inverse de la vitesse de phase le long d'un rai, c'est à dire que la phase dépend de propriétés moyennes du milieu le long du rai. Cette propriété et la simplicité de l'expression pour la phase ont permis de développer plusieurs méthodes d'inversion de la structure. Comme on l'a déjà précisé, l'information sur la phase du signal se trouve dans la courbe de dispersion. Il existe donc plusieurs méthodes d'inversion de l'hétérogénéité lisse à partir de mesures des courbes de dispersion (Nataf et al., 1986, Montagner et Nataf, 1988, Yanovskaia et al., 1988). Elles sont analogues à la tomographie de temps d'arrivée pour les ondes de volume. L'expression de l'amplitude du signal est plus compliquée mais l'amplitude peut aussi être calculée en termes de théorie de rais. On peut donc calculer dans le cas d'une hétérogénéité lisse, la forme d'onde complète et construire des algorithmes d'inversion de forme d'onde (Nolet, 1987).

Modèle d'hétérogénéité de petite échelle

La taille de l'hétérogénéité est beaucoup inférieure à la longueur d'onde.

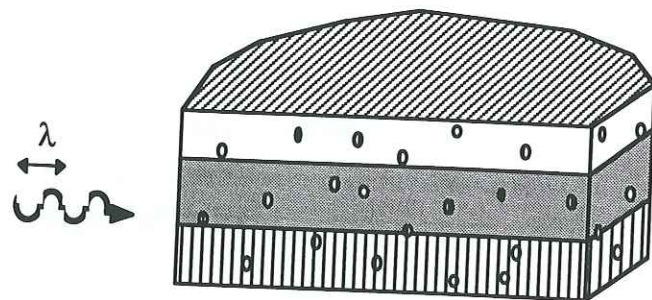


Figure 4. Hétérogénéité de petite échelle $\lambda \gg d$.

Ce type d'hétérogénéité peut être traité avec l'approximation de diffraction faible. C'est à dire le champ d'onde est représenté comme une somme des champs d'onde direct et diffracté:

$$U = U_o + U_s \quad (6)$$

où U_o est le champ d'onde direct, et U_s est le champ d'onde diffracté qui est beaucoup inférieur au champ direct. Dans beaucoup de cas, on utilise l'approche macroscopique. On introduit la densité de diffracteurs et on considère l'influence de la diffraction sur l'enveloppe du signal. Aki (1969) a montré que les principales conséquences de la diffraction sont l'atténuation apparente du champ direct et la génération du champ diffracté - la coda des sismogrammes. Il a donné une

expression simple de l'enveloppe du signal dans le cas de la diffraction simple. Le problème de la diffraction simple pour les ondes guidées est considéré par Wang et Herrmann (1988). Snieder (1986) traite la diffraction des ondes de surface en utilisant l'approximation de Born. Il obtient une relation linéaire entre les faibles perturbations du milieu et le champ d'onde diffracté et propose un algorithme d'inversion de la coda des ondes de surface pour retrouver les positions des diffracteurs (Snieder, 1988).

Hétérogénéité d'échelle intermédiaire

La taille de l'hétérogénéité est de l'ordre de la longueur d'onde.

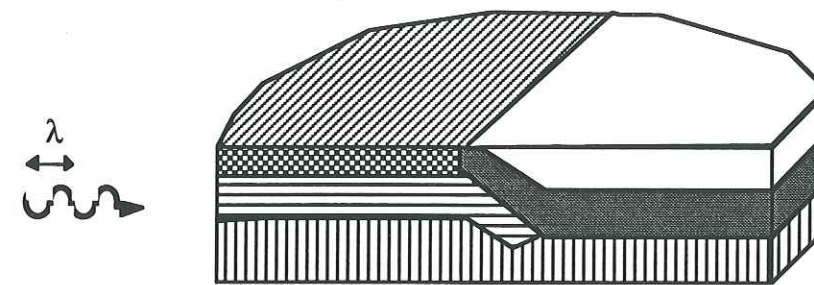


Figure 5. Hétérogénéité d'échelle intermédiaire: $\lambda \approx d$.

Dans ce cas, il n'existe pas d'approximation simple pour décrire la propagation des ondes guidées. En plus, le couplage entre les ondes guidées et les ondes de volume devient très fort. Ainsi, on est obligé d'utiliser des méthodes numériques qui prennent en compte le champ d'onde complet et, comme on l'a déjà remarqué, on ne peut pas construire d'algorithmes efficaces pour résoudre le problème inverse.

Anélasticité et anisotropie

Dans cette thèse, nous ne traitons pas les problèmes liés à l'anélasticité et l'anisotropie du milieu. Ici nous allons juste rappeler leurs possibles influences sur la propagation des ondes guidées.

Evidemment, l'anélasticité du milieu atténue les ondes sismiques. Donc, l'effet apparent de l'anélasticité est similaire à celui de la diffraction sur des hétérogénéités de petite échelle. Et comme pour la diffraction faible, l'anélasticité faible peut être représentée par un facteur de qualité (Aki et Richards, 1980).

La présence de l'anisotropie dans un milieu provoque le couplage de différents types de mouvement (Crampin, 1977). Dans le cas des ondes de volume il s'agit du couplage des ondes P et S. Le résultat est qu'il existe 3 types d'ondes généralisés au lieu des ondes P et S avec 3 vitesses de phase différentes.

Pour les ondes de surface, les mouvements de type SH et P-SV sont couplés. Il n'existe donc

plus de modes normaux de type Rayleigh et Love, mais il existe un ensemble de modes généralisés. Les dispersions de vitesse de phase et de vitesse de groupe de ces modes dépendent de l'azimut de propagation dans le plan horizontal. Les vitesses de phase et de groupe ne sont pas parallèles. Le mouvement de particule (autrement dit la polarisation) des modes généralisés a un caractère intermédiaire entre la polarisation de type Rayleigh (elliptique dans le plan vertical de propagation) et Love (linéaire horizontale perpendiculaire à la direction de propagation) (Crampin, 1977).

Les 3 phénomènes liés à l'anisotropie peuvent être observés avec des ondes de surface. Le premier est le phénomène d'anisotropie de polarisation qui correspond à l'impossibilité de trouver un modèle à couches planes isotropes qui puisse expliquer d'une façon satisfaisante les courbes de dispersion de l'onde de Rayleigh et de Love simultanément (Anderson, 1961). La façon la plus simple d'expliquer les observations est d'utiliser des vitesses d'ondes S différentes pour calculer les dispersion des ondes de Rayleigh et de Love (McEvilly, 1964). Mais l'approche plus correcte est de considérer des vitesses d'ondes SH et d'ondes SV différentes, ce qui correspond à une anisotropie avec l'axe de symétrie verticale (Schulue and Knopoff, 1977).

Dans le cas où l'axe de symétrie n'est pas vertical, ou dans celui où l'anisotropie est plus complexe que l'anisotropie uniaxiale, le comportement des courbes de dispersion devient plus compliqué et les vitesses de phase et de groupe dépendent de l'azimut de propagation. Ce changement des courbes de dispersion avec l'azimut est appelé l'anisotropie azimutale (Montagner and Nataf, 1988).

Le troisième phénomène qui peut être observé est l'existence d'anomalies de polarisation des ondes de surface (ne pas confondre avec anisotropie de polarisation) liées à l'anisotropie (Crampin, 1977, Crampin et King, 1977). Les anomalies de polarisation peuvent aussi être provoquées par l'hétérogénéité du milieu et il est assez difficile en général d'attribuer l'observation de ces anomalies à l'influence des hétérogénéités ou d'une vraie anisotropie.

Ondes guidées à distance régionale: caractéristiques des signaux

L'échelle de notre problème est déterminée par le rapport entre la taille d'hétérogénéité typique pour le milieu et la longueur d'onde dominante dans le signal. Nous commençons par considérer les signaux. Nous allons utiliser les ondes sismiques sur des distances régionales (quelques centaines ou quelques dizaines de kilomètres). Dans ce cas, on ne peut vraiment isoler que les modes fondamentaux. Les modes supérieurs forment un paquet d'onde entier parce que leurs courbes de dispersion sont trop proches. Ainsi, on peut distinguer trois contributions des ondes guidées dans le signal à distance régionale: (1) le mode fondamental de l'onde de Rayleigh, (2) le mode fondamental de l'onde de Love, et (3) un paquet d'ondes qui consiste en plusieurs modes supérieurs des ondes de Love et de Rayleigh et qui constitue la phase sismique Lg.

Les modes fondamentaux de l'onde de Rayleigh et de Love peuvent être séparés grâce à la différence de leur polarisation (P-SV, elliptique dans le cas de l'onde de Rayleigh et SH, linéaire dans le cas de l'onde de Love). Le plus simple est d'isoler l'onde de Rayleigh. Pour ce faire, il suffit d'utiliser la composante verticale de l'enregistrement. L'extraction de l'onde de Love peut être compliquée par les anomalies de polarisation liées à la diffraction et au couplage des modes à cause des hétérogénéités. En général, ces phénomènes sont plus forts sur les composantes horizontales. A cause de cette difficulté nous n'utiliserons pas les ondes de Love dans nos études.

Ainsi, nous allons étudier des ondes guidées de deux types. Dans la partie 1, nous allons étudier les ondes Lg sur des fréquences assez hautes (3-7 Hz). Dans la partie 2 nous allons étudier la propagation du mode fondamental de l'onde de Rayleigh sur des périodes comprises entre 2 et 60 s. Dans le premier cas, il s'agit d'un paquet d'ondes haute-fréquence. Les longueurs d'onde caractéristiques sont de quelque centaines de mètres. Dans le deuxième cas, les signaux ont des périodes intermédiaires avec des longueurs d'onde dominantes comprises entre quelques kilomètres et quelques dizaines de kilomètres.

Hétérogénéités dans la Terre

Nous voulons maintenant caractériser les milieux que l'on va étudier, c'est-à-dire le type d'hétérogénéité dans les couches superficielles de la Terre. Nous proposons ici une classification simplifiée.

Hétérogénéité de petite échelle (mètres - kilomètres)

Il s'agit de l'hétérogénéité liée aux variations géologiques et topographiques. Elle influence surtout les ondes courte-période (< 10 s). Par conséquent, les ondes courte-période sont souvent fortement atténuées à cause de la diffraction. Le couplage de modes est aussi fort. La séparation des modes devient difficile sur les périodes inférieures à 10 s et presque impossible en dessous de 1 s (on parle ici des signaux régionaux, donc la longueur de parcours est supérieure à l'échelle d'hétérogénéité considérée).

Hétérogénéité de grande échelle (centaines - milliers de kilomètres)

Il s'agit de changement lents des à l'intérieur de régions relativement homogènes. On peut citer par exemple: l'épaississement de la croûte océanique lié à l'âge, ou les variations des vitesses sismiques dans le manteau liées aux changements de conditions thermodynamiques à cause de la convection. Ce type d'hétérogénéité peut être étudié avec des méthodes tomographiques à partir des ondes de surface longue-période (> 30 s).

Hétérogénéité majeure de la croûte (kilomètres - dizaines de kilomètres)

C'est ce type d'hétérogénéité que l'on cherche à étudier. Il inclue les grandes structures tectoniques

comme les chaînes de montagnes, les grands bassins sédimentaires, les zones de subduction, les marges continentales. Par rapport aux ondes guidées régionales avec les longueurs d'onde typiques entre quelques kilomètres et quelque dizaines de kilomètres, ce type de structures représente une hétérogénéité intermédiaire (la taille d'hétérogénéité et de l'ordre de longueur d'onde) et, par conséquent les calculs sont compliqués et il n'existe pas d'algorithmes d'inversion. Une conclusion est que si l'on veut étudier les hétérogénéités crustales majeures à partir des signaux régionaux, on ne peut pas appliquer les méthodes tomographiques. On est donc obligé de chercher une autre approche.

Etude des hétérogénéités majeures de la croûte à partir des ondes guidées régionales: schéma de travail.

Le point principal de notre approche est le suivant. On dit qu'une **hétérogénéité majeure est caractérisée par de fortes anomalies de propagation des ondes**. Cela peut être la diffraction forte, les trajets multiples, l'amplification, l'anomalie de polarisation, la disparition de certaines phases sismiques. Donc, pour étudier les hétérogénéités majeures, il faut surtout étudier ces anomalies fortes qui portent les signatures sismiques du milieu. Si on regarde le problème d'un autre côté, ces anomalies fortes sont des phénomènes physiques intéressants en eux même, mais pour les comprendre, il faut connaître la structure du milieu hétérogène. Ainsi, on peut dire que notre méthode consiste en étude simultanée de la structure hétérogène et des anomalies de propagation d'onde liées à cette structure (Figure 6).

La première étape du travail est l'observation des anomalies fortes. Il consiste en, d'une part, le traitement de données et, d'autre part, le calcul des différents paramètres permettant d'identifier et de quantifier d'une manière simple les anomalies de propagation des ondes. Ensuite, on veut construire un modèle du milieu qui pourrait expliquer les anomalies observées. Pour construire ce modèle, il faut regrouper différentes informations. Les connaissances géologiques et tectoniques et des informations à priori d'autres types doivent être prises en compte. Si possible, à partir de l'information à priori et du traitement de données, on fera une régionalisation. C'est-à-dire que l'on divise la région d'étude en plusieurs sous-régions que l'on considère comme relativement homogènes. La structure de chaque sous-région est approximée avec un modèle 1D. Après avoir construit le modèle, on fait des simulations numériques de la propagation des ondes pour vérifier si on arrive ou pas à reproduire les anomalies observées. Souvent, il faut tester plusieurs modèles pour arriver à déterminer les structures qui provoquent ces anomalies.

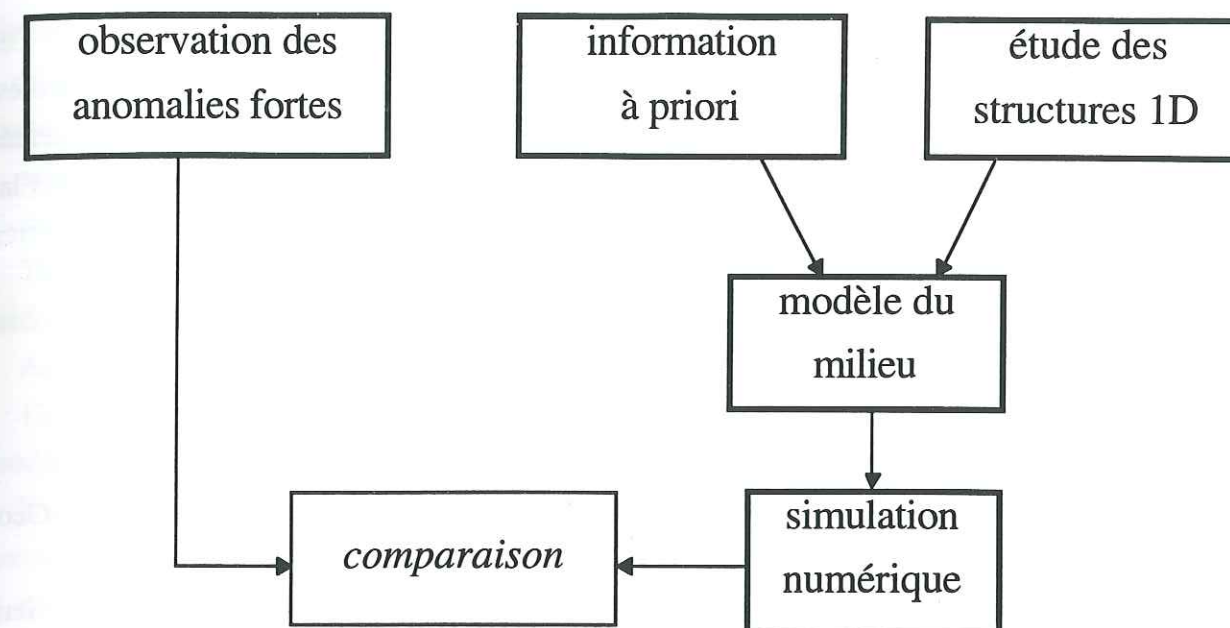


Figure 6. Etude du milieu hétérogène à partir de l'observation des anomalies fortes de la propagation des ondes.

Objectifs et présentation

Un des objectifs principaux de cette thèse est l'étude expérimentale de fortes anomalies de propagation des ondes guidées dans des régions caractérisées par des hétérogénéités crustales majeures. Plus précisément, on a choisi deux régions. Dans la partie 1, nous allons étudier la propagation des ondes régionales dans la Mer Ligure (Sud-Ouest de la France). Les structures hétérogènes qui nous intéressent dans ce cas sont le bassin Ligure et la marge Provençale. L'intérêt principal dans cette région est une possibilité d'étude détaillée du phénomène de blocage de l'onde Lg.

Dans la partie 2, nous allons étudier la propagation des ondes de Rayleigh dans le Sud du Mexique. Les structures hétérogènes principales de la région sont la Chaîne Volcanique Transmexicaine et la zone de subduction Centraméricaine. Un phénomène qui nous intéresse est l'amplification des ondes sismiques dans la région autour de la Vallée de Mexico. Comme cela sera montré, une partie de cette amplification est liée à la chaîne volcanique. Les autres phénomènes intéressants observés sont une anomalie de polarisation à l'intérieur de la chaîne volcanique et les trajets multiples lors de la propagation des ondes le long de la zone de subduction.

D'après le schéma montré sur la Figure 6, les éléments essentiels de notre travail sont les méthodes d'observation, de mesure des paramètres du signal (énergie, vitesse de propagation,

polarisation), l'inversion pour retrouver un modèle 1D et la simulation numérique. Certaines méthodes d'observation, de mesure et d'inversion 1D sont développées au cours de cette thèse.

L'ensemble du travail effectué, les méthodes développées et les résultats sont présentés dans les deux parties qui suivent cette introduction. Il reste à ajouter que le travail présenté dans la partie 1 a été mené en coopération avec l'université de Nice, et l'étude sur le Mexique en coopération avec l'Univercidad National Autónoma de México.

Bibliographie

- Aki, K. 1969. Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *J. Geophys. Res.* 74, 615-631.
- Aki, K. & Richards, P. G. 1980. Quantitative Seismology Theory and Methods. In: A Series of Books in Geology (edited by Cox, A.) 1. W. H. Freeman and company, New York.
- Crampin, S. 1977. A review of the effects of anisotropic layering on the propagation of seismic waves. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 49, 9-27.
- Crampin, S. & King, D. W. 1977. Evidence for anisotropy in the upper mantle beneath Eurasia from the polarization of higher mode seismic surface waves. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 49, 59-85.
- Kennett, B. L. N. 1983. Seismic wave propagation in stratified media. Cambridge University Press, Cambridge.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. & Its, E. N. 1989. Surface waves in vertically inhomogeneous media. In: Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth (edited by Keilis-Borok, V. I.). Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 131-182.
- McEvelly, T. V. 1964. Central U. S. crust-upper mantle structure from Love and Rayleigh wave phase velocity inversion. *BSSA* 54, 1997-2015.
- Montagner, J. P. & Nataf, H. C. 1988. Vectorial tomography - I. Theory. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 94, 295-307.
- Nataf, H. C., Nakanishi, I. & Anderson, D. L. 1986. Measurement of mantle wave velocities and inversion for lateral heterogeneities and anisotropy. 3. Inversion. *J. Geophys. Res.* 91, 7261-7307.
- Nolet, G. 1987. Waveform tomography. In: Seismic tomography, with applications in global seismology and exploration geophysics (edited by Nolet, G.). Reidel, Dordrecht, 301-322.
- Schlue, J. W. & Knopoff, L. 1977. Shear-wave polarization anisotropy in the Pacific Basin. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 49, 145-165.

- Snieder, R. 1986. 3-D linearized scattering of surface waves and a formalism for surface wave holography. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 84, 581-605.
- Snieder, R. 1987. Surface wave holography. In: Seismic tomography, with applications in global seismology and exploration geophysics (edited by Nolet, G.). Reidel, Dordrecht, 323-337.
- Snieder, R. 1988. Large scale waveform inversion of surface waves for lateral heterogeneity -I: Theory and numerical examples. *J. Geophys. Res.* 93, 12055-12065.
- Snieder, R. 1988. Large scale waveform inversion of surface waves for lateral heterogeneity -II: Application to surface waves in Europe and the Mediterranean. *J. Geophys. Res.* 93, 12067-12080.
- Woodhouse, J. H. 1974. Surface Waves in a Laterally Varying Structure. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 37, 461-490.
- Yanovskaya, T. B., Maaz, R., Ditmar, P. G. & Neunhofer, H. 1988. A method for joint interpretation of the phase and group surface-wave velocities to estimate lateral variations of the Earth's structure. *Physics Earth planet. Interiors* 51, 59-67.

**Partie 1: Propagation des phases
sismiques régionales dans le bassin
Ligure**

Chapitre 1.1 Introduction au problème du blocage d'onde Lg par la croûte océanique.

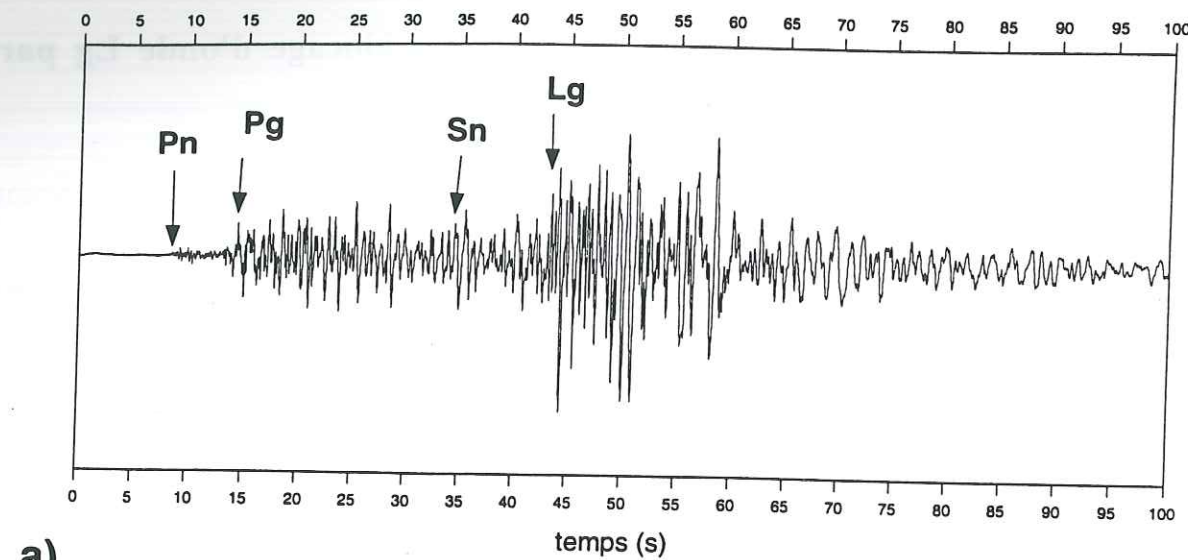
Le phénomène principal que nous allons étudier dans cette partie de la thèse est le blocage des ondes Lg par la croûte océanique.

La phase Lg a été décrite pour la première fois par Press et Ewing (1952). Ils ont proposé le symbole Lg pour indiquer une onde courte-période se propageant le long des trajets continentaux (la première observation a été faite en Amérique du Nord). Dans le même article, Press et Ewing ont observé que l'onde Lg n'est pas observée le long des trajets océaniques. Par conséquent, ils ont donné une interprétation de cette phase comme une onde de Love courte-période qui se propage dans la "couche granitique" de la croûte continentale (cela a été à l'origine du symbole Lg). Cette couche est absente dans la croûte océanique.

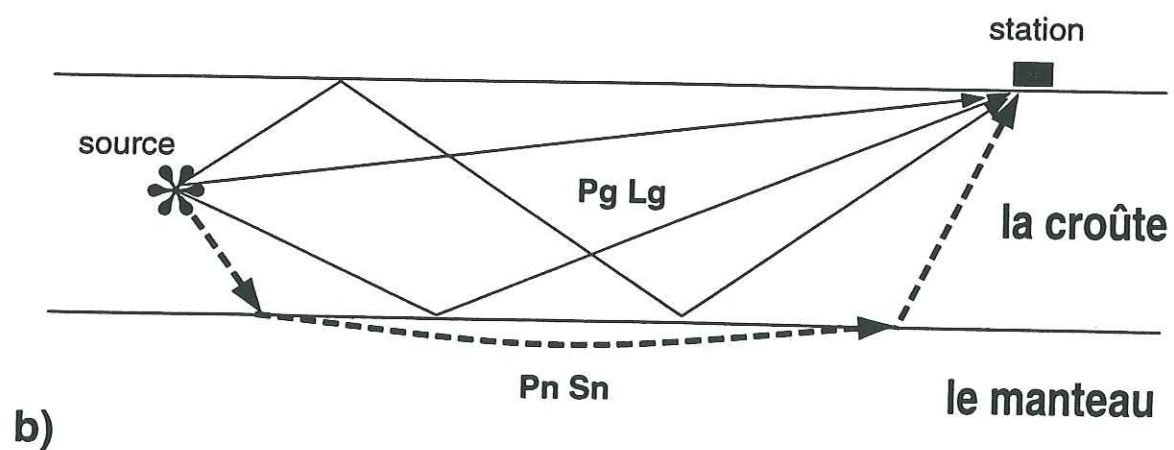
Après Press et Ewing plusieurs auteurs ont étudié la phase Lg. Une description de ces travaux et de l'état actuel des connaissances sur l'onde Lg peut être trouvé dans Campillo (1990). Ici nous allons présenter des caractéristiques principales de cette phase.

Aki et Richards (1980) définissent les ondes Lg comme des arrivées courte-période (1-6 s) qui sont caractérisées par un mouvement de particules plutôt transversal et qui se propagent près de la surface avec une vitesse proche de la vitesse moyenne dans la croûte continentale supérieure. Ils soulignent aussi que cette onde est observée seulement si le trajet est totalement continental. Mais si on regarde les différentes études faites sur cette phase on peut voir que la définition de Aki et Richards doit être élargie. L'onde Lg est en général observée sur toutes les composantes et n'est pas caractérisée par une polarisation particulière. La bande de fréquences sur lesquelles cette arrivée est observée est aussi plus large à celle proposée par Aki et Richards. Campillo (1990) définit la bande de fréquences de l'onde Lg entre 0.1 et 10 Hz. On peut dire que sur la plupart des sismogrammes continentaux enregistrés à des distances régionales (à part quelques régions: voir Chazalon et al. 1993, Campillo et al. 1993, Ruzaiкин et al. 1977) l'onde Lg est l'arrivée la plus énergétique. Il suffit d'avoir une croûte continentale stable et plus au moins homogène et une distance épacentrale supérieure à 100-200 km (plus précisément cette distance minimale dépend de l'épaisseur de la croûte) pour avoir un enregistrement des ondes Lg.

Un sismogramme continental typique pour les distances régionales (voir un exemple sur la Figure 1) comporte 4 phases principales. Se sont d'abord deux ondes P. La première, en général très faible est l'onde Pn. C'est une onde P conique qui se propage dans le Manteau. La deuxième, plus forte - l'onde Pg - est composée d'ondes P qui se propagent dans la croûte. Pour les ondes S la situation est la même. La première arrivée - l'onde conique Sn - est assez faible et difficile à



a)



b)

Figure 1. a) Sismogramme continental: l'enregistrement du séisme de Chambéry (14 décembre 1994, 46N, 6.4E, magnitude 4.5) par une station large-bande à Calern (Alpes Maritimes). La distance épicentrale est égale à 250 km. b) Schéma montrant la différence entre les phases sismiques crustales (Pg, Lg) et mantelliques (Pn, Sn).

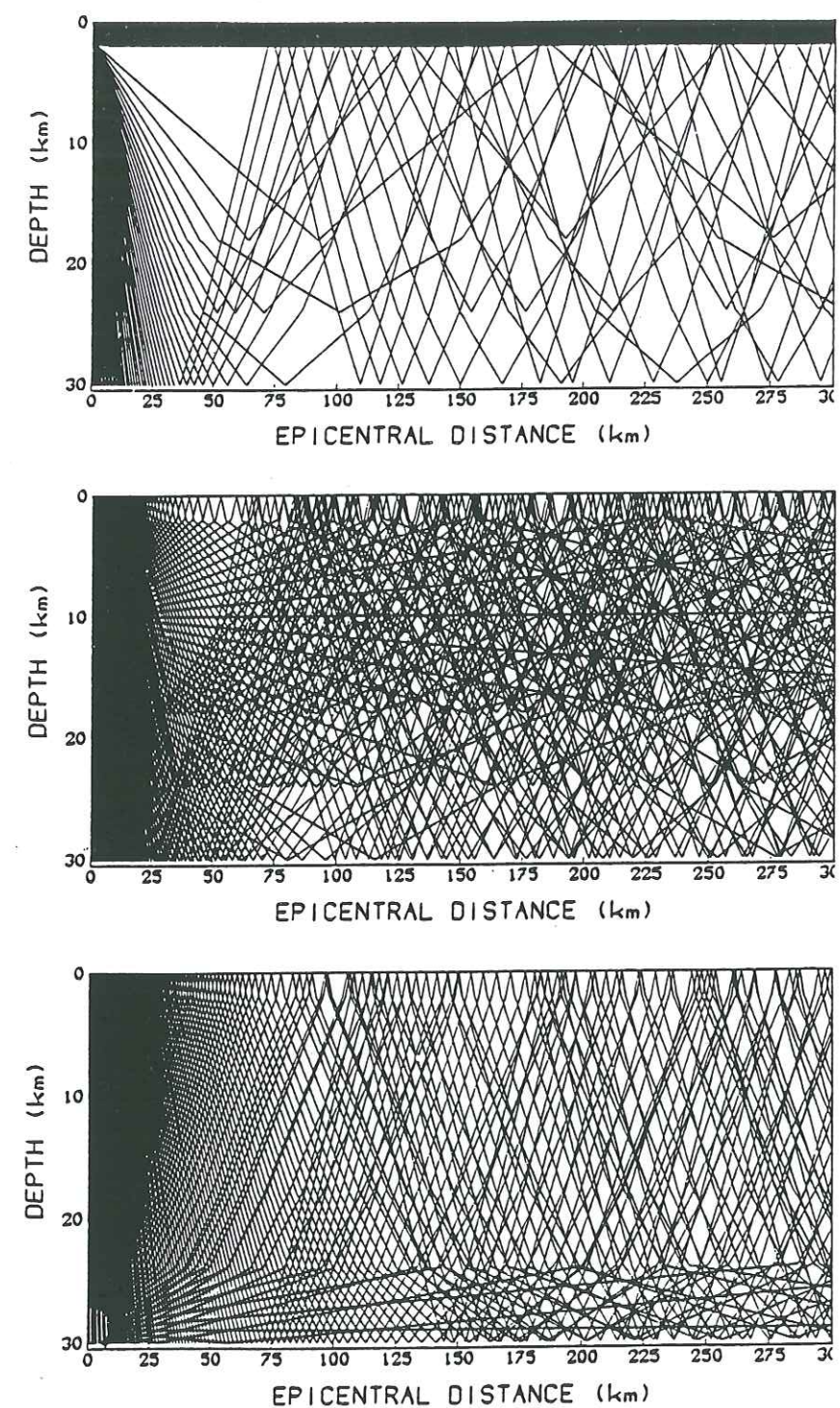


Figure 2. Rais qui ont subi des réflexions postcritiques à l'intérieur de la croûte pour une source à 0, 10 et 29 km de profondeur (Campillo et al., 1985) dans un modèle moyen de croûte continentale de 30 km d'épaisseur (le modèle est montré sur la Figure 3).

reconnaître parce qu'elle est souvent cachée dans la coda des ondes P. La deuxième arrivée est la phase Lg qui est composée des ondes S qui ont subi des réflexions multiples dans la croûte. On voit sur la Figure 1 (et c'est le cas général) que c'est l'arrivée la plus forte. Ainsi l'onde Lg est la phase sismique la plus importante dans les continents, à l'exception de quelques régions. Cette phase est absente si une partie de trajet parcouru par l'onde se trouve dans la croûte océanique (après Press et Ewing, cette observation a été confirmée plusieurs fois).

Deux approches peuvent être utilisées pour expliquer l'origine de la phase Lg. Elle peut être considérée comme une superposition des ondes S qui ont subi des réflexions multiples dans la croûte. La Figure 2 montre les rais réfléchis sous des angles supérieurs à l'angle critique dans la croûte calculés par Campillo et al. (1987). Cette figure montre que la plus grande partie de rais émis par la source reste piégé dans la croûte.

La phase Lg peut aussi être considérée comme une somme de modes supérieurs d'ondes de surface. Sur la Figure 3 nous montrons les courbes de dispersion de vitesse de groupe pour 120 premiers modes des ondes de Rayleigh et de Love calculés entre 0.1 et 10 Hz pour le même modèle que celui utilisé par Campillo et al. (1985) pour faire le tracé de rais montré sur la figure précédente. On voit la grande concentration des phases stationnaires (phases d'Airy) dans un intervalle de vitesses de groupe entre 3 et 3.5 km/s. C'est ce qui explique l'existence d'un paquet d'onde qui se propage avec ces vitesses. C'est effectivement un intervalle de vitesses dans lequel la partie la plus énergétique de la phase Lg est en général observée.

En réalité ces deux explications ne sont que deux expressions mathématiques du même phénomène physique. La phase Lg est une énergie sismique piégée dans le guide d'onde formé par la croûte qui a des vitesses sismiques inférieures à celles du manteau. Par conséquent, les caractéristiques de l'onde Lg sont déterminées par les propriétés de la croûte et, inversement, l'onde Lg peut être utilisée pour étudier les différents paramètres de la croûte comme les vitesses, l'atténuation, le niveau d'hétérogénéité.

Une autre approche possible consiste à utiliser les simulations numériques des sismogrammes complets. Les différentes méthodes ont été appliquées et les résultats montrent que les caractéristiques principales des ondes Lg peuvent être expliquées avec des modèles de croûte à couches planes assez simples. A la limite on peut même utiliser un modèle avec une seule interface entre la croûte et le manteau et la surface libre pour simuler grossièrement l'onde Lg.

Une chose importante à noter sur la phase Lg est que ce n'est pas une arrivée "propre", mais qu'elle consiste en plusieurs arrivées (plusieurs modes des ondes de surface ou plusieurs ondes S réfléchies à l'intérieur de la croûte). Toutes ces arrivées arrivent dans un intervalle de temps assez court et ont des spectres similaires. Par conséquent, il est impossible de distinguer différentes arrivées simples et on est obligé de considérer l'onde Lg comme une seule arrivée complexe. Et on ne peut pas mesurer les caractéristiques précises de cette phase (comme des courbes de dispersion

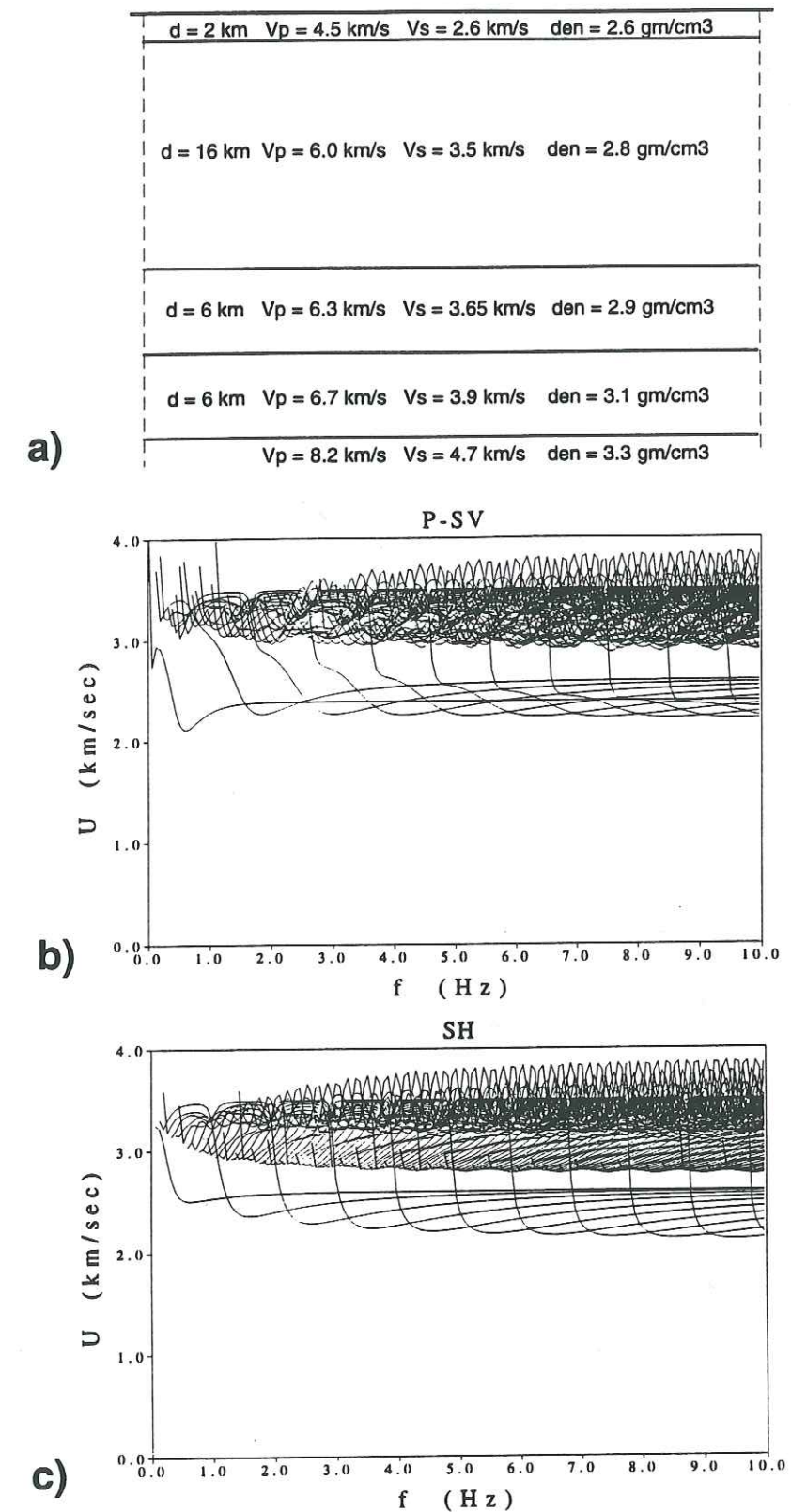


Figure 3. a) Modèle moyen de croûte continentale de 30 km de l'épaisseur. b) Courbes de dispersion de vitesse de groupe pour les 120 premiers modes de l'onde de Rayleigh. c) Courbes de dispersion de vitesse de groupe pour les 120 premiers modes de l'onde de Love.

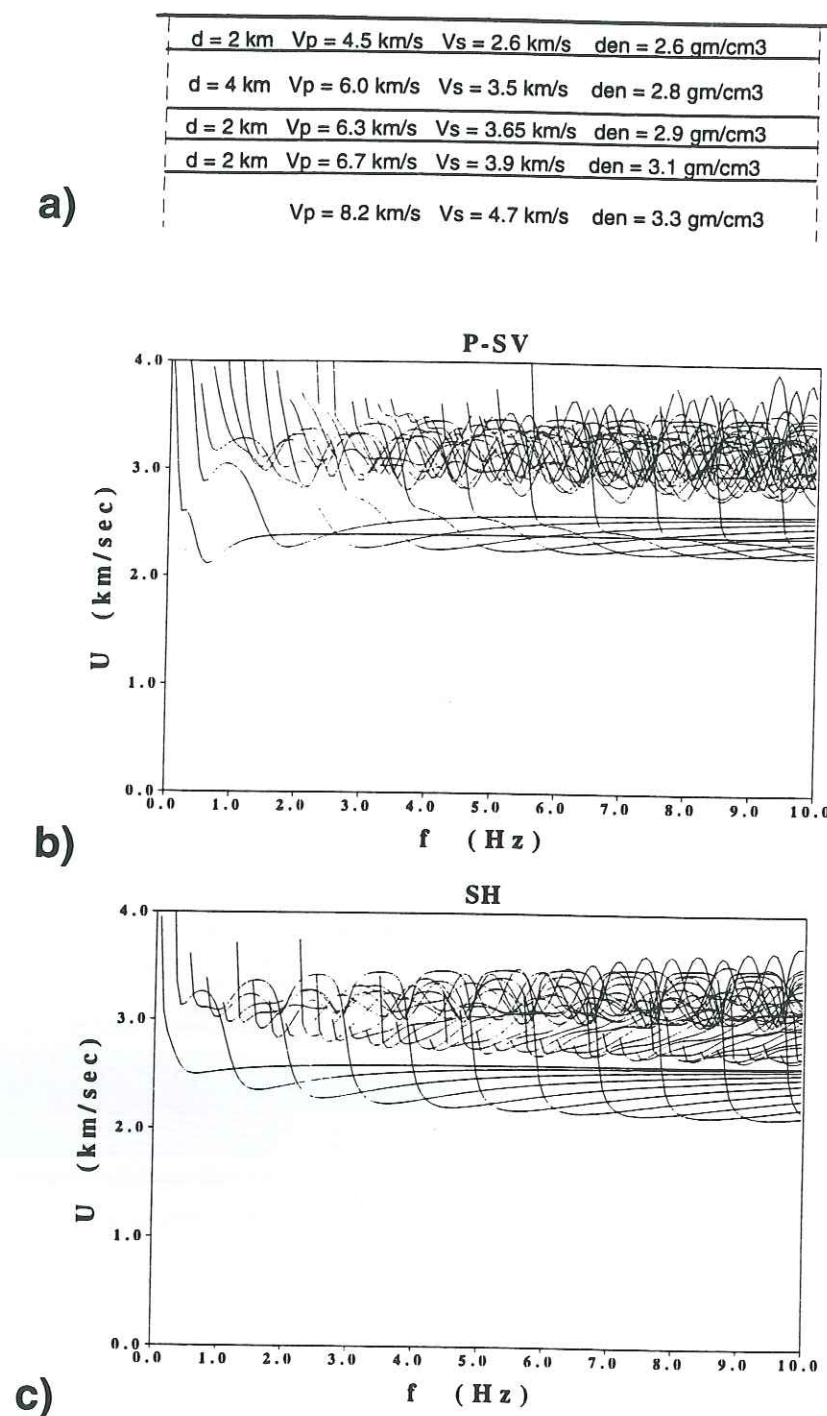


Figure 4. Identique à la Figure 3, mais pour la croûte amincie.

des vitesses de phases et de groupe ou des hodochrones) et on peut considérer seulement des valeurs moyennes. Ainsi on peut dire que le paquet d'onde Lg est caractérisé par la bande de fréquence où il est observé (0.5-10 Hz), par la gamme de vitesses de groupe (2.8-3.5 km/s) et par l'atténuation géométrique moyenne. Campillo et al. (1984) ont obtenu, à partir des simulations numériques, l'expression $r^{-0.83}$ pour l'atténuation géométrique spectrale des ondes Lg. C'est une loi intermédiaire entre celle des ondes de volume et celle des ondes de surface, ce qui montre une fois encore la nature double des ondes Lg.

Par conséquent, pour interpréter la phase Lg on doit chercher des caractéristiques moyennes de toutes les arrivées individuelles qui composent ce paquet d'onde. Par exemple, la vitesse de groupe de la plus forte partie des Lg s'explique bien par les vitesses de groupe des phases stationnaires (phases d'Airy) des modes supérieurs des ondes de surface dans la croûte continentale (Figure 3).

Considérons maintenant le problème du blocage des ondes Lg par la croûte océanique. On a observé plusieurs fois que, pour un même séisme, l'onde Lg est présente sur les stations pour lesquelles le trajet est complètement continental, mais qu'il suffit qu'une partie, même assez petite de trajet se trouve dans la croûte océanique pour que l'onde Lg ait presque complètement disparu.

Evidemment, ce blocage doit s'expliquer par le changement des propriétés du guide d'onde crustal entre le continent et l'océan. Un des changements majeurs est l'amincissement de la croûte dans l'océan par rapport à celle dans le continent. Plusieurs essais ont été faits pour expliquer le blocage de l'onde Lg par cette amincissement. Dans ce but la présentation de la phase Lg comme une somme des modes supérieurs des ondes de surface permet une discussion simple. En général la réduction de l'épaisseur du guide d'onde diminue le nombre de modes des ondes de surface dans une bande de fréquence donnée. La diminution du nombre de modes suppose la diminution considérable de l'énergie guidée dans la croûte qui pourrait expliquer le blocage des ondes Lg (Zhang et Lay, 1995). Cette situation est illustrée sur la Figure 4, où nous présentons des courbes de dispersion de vitesses de groupe pour un modèle de croûte amincie. Nous avons pris un modèle avec le même nombre de couches et les mêmes paramètres élastiques dans chaque couche que le modèle montré sur la Figure 3. Cette fois nous avons juste réduit les épaisseurs des couches. L'épaisseur totale est trois fois inférieure à celle du modèle montré sur la Figure 3. La diminution du nombre de modes est évidente. Mais il reste toujours beaucoup de phases stationnaires dans l'intervalle de vitesses de groupe de Lg. Ainsi, on peut douter qu'un simple amincissement de la croûte puisse rendre complètement inefficace la propagation de l'onde Lg.

Une autre possibilité est que la disparition de l'onde Lg se passe près de la zone de transition continent-océan. Cette zone, en général assez étroite, représente une des hétérogénéités majeures dans la croûte et doit provoquer un changement de type de propagation accompagné par une forte diffraction des ondes sismiques. Kennett (1986) en utilisant un tracé de rais 2D a montré que, dans

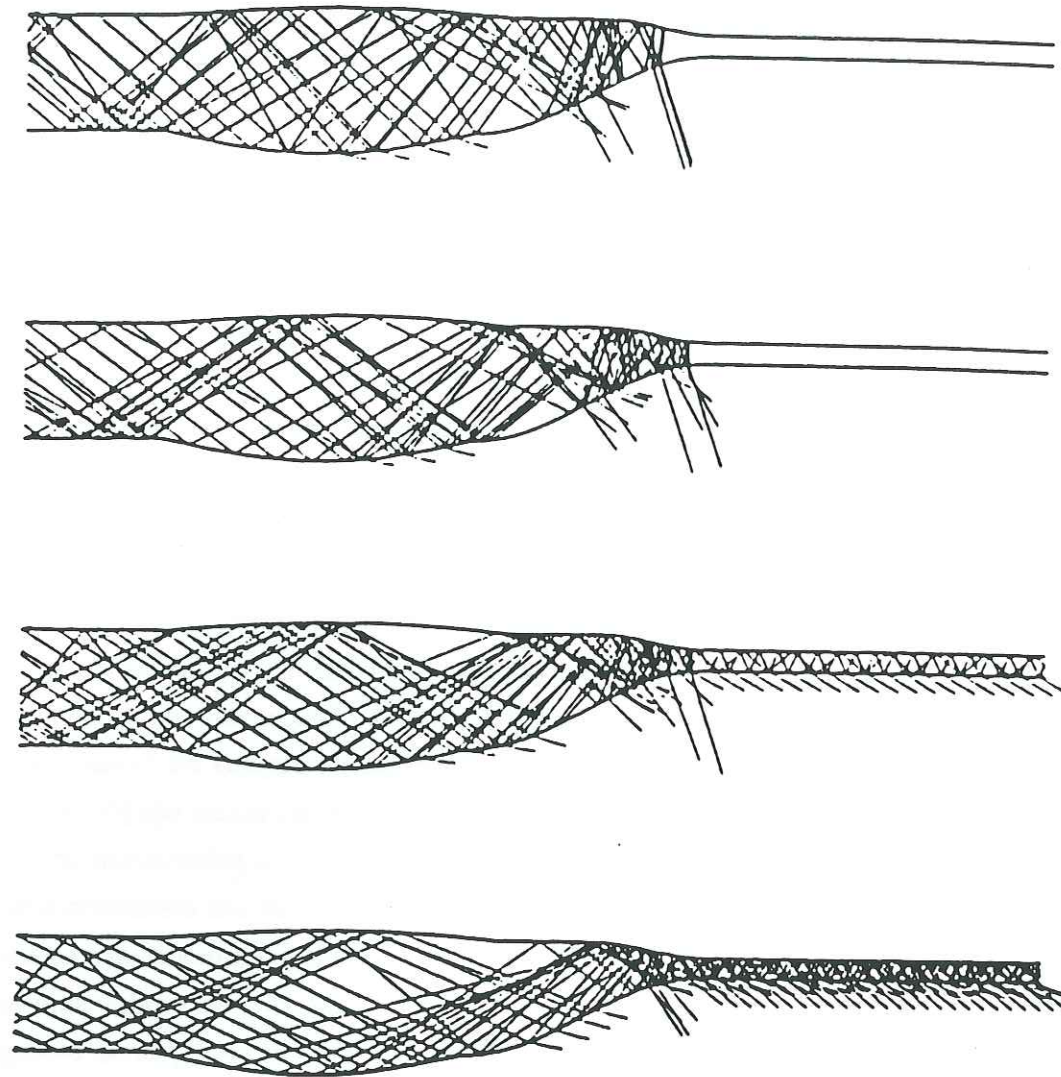
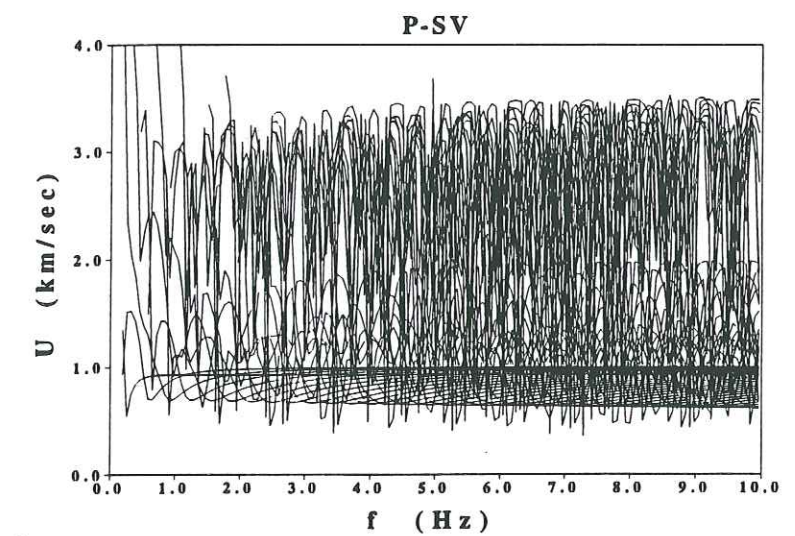


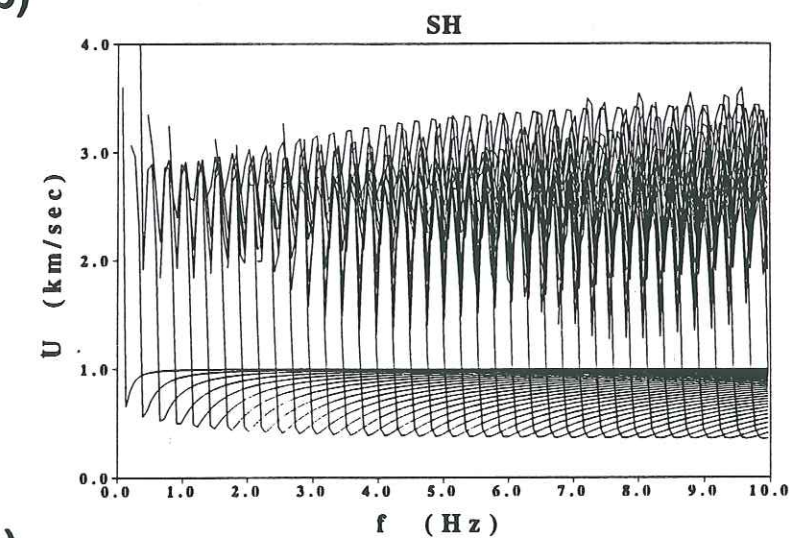
Figure 5. Tracé de rais 2D de Kennett (1986) pour la zone de transition continent-océan. L'angle d'incidence des rais change à cause du changement de pente du Moho et beaucoup de rais qui étaient piégés à l'intérieur de la croûte continentale sortent dans le manteau.

a)

d = 2 km	Vp = 2.0 km/s	Vs = 1.0 km/s	den = 2.1 gm/cm ³
d = 4 km	Vp = 6.0 km/s	Vs = 3.5 km/s	den = 2.8 gm/cm ³
d = 2 km	Vp = 6.3 km/s	Vs = 3.65 km/s	den = 2.9 gm/cm ³
d = 2 km	Vp = 6.7 km/s	Vs = 3.9 km/s	den = 3.1 gm/cm ³
Vp = 8.2 km/s Vs = 4.7 km/s den = 3.3 gm/cm ³			



b)



c)

Figure 6. Identique à la Figure 3, mais pour la croûte amincie avec des vitesses très faibles dans la couche superficielle.

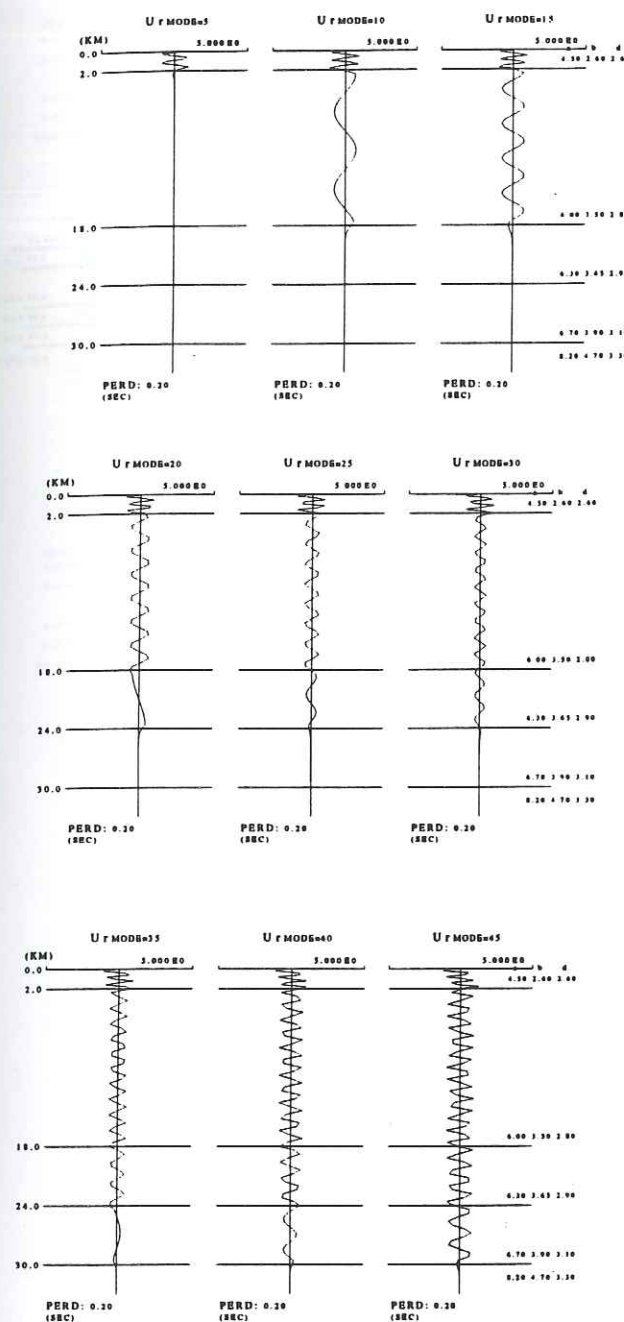
cette zone, beaucoup des ondes S piégées dans la croûte continentale sortent dans le manteau (Figure 5) à cause du changement de pente du Moho. Il a supposé que ce changement de pente du Moho peut être responsable du blocage des ondes Lg.

Beaucoup d'efforts ont été faits pour vérifier numériquement si le changement d'épaisseur de la croûte ou l'effet de changement de pente du Moho peuvent provoquer la disparition des ondes Lg observée. Différentes méthodes numériques ont été appliquées et les résultats montrent une atténuation significative des ondes Lg dans la croûte amincie, mais la disparition complète de cette phase ne peut pas être expliquée avec des modèles simples prenant en compte seulement la géométrie du Moho (Campillo, 1987, Cao et Muirhead, 1993, Gibson et Campillo, 1994, Gregersen et Vaccari, 1993, Maupin, 1989, Regan et Harkrider, 1989, Zhang et Lay, 1995).

Une autre caractéristique de la croûte océanique est la présence d'une grande quantité de sédiments superficiels avec des vitesses sismiques très faibles. Knopoff et al. (1979) ont remarqué que cette couche sédimentaire peut jouer un rôle décisif dans le blocage des Lg. L'influence d'une couche superficielle lente sur les courbes de dispersion de vitesse de groupe des modes supérieurs est montrée sur la Figure 6. Dans ce cas nous avons seulement changé les paramètres élastiques dans la première couche par rapport au modèle montré sur la Figure 4. On voit que le changement des vitesses de la partie superficielle de la croûte est beaucoup plus critique pour la forme des courbes de dispersion que l'amincissement. La vitesse de groupe des phases stationnaires est devenue beaucoup plus petite. Ces phases sont concentrées entre 0.5 et 2.5 km/s. Physiquement cela veut dire qu'à cause du fort contraste d'impédance, l'énergie sismique reste piégée dans cette couche. Ce fait est bien illustré sur la Figure 7 où les fonctions propres pour différents modes des ondes de surface à la fréquence de 5 Hz sont tracées. On voit que dans le cas de la croûte continentale (Figure 7a) pour tous les modes sauf les 5-10 premiers, l'énergie est distribuée dans toutes les couches. Dans la croûte amincie (Figure 7b) le nombre de modes diminue, mais l'énergie est toujours distribuée de façon plus ou moins homogène. C'est le changement de vitesse de la couche superficielle (Figure 7c) qui change complètement cette distribution de l'énergie. Elle est presque complètement piégée dans la couche superficielle de sédiments lents. Knopoff et al. (1979) ont supposé que les variations de l'épaisseur et l'atténuation forte dans cette couche peuvent empêcher les ondes de se propager à grande distance.

Grâce aux données de l'expérience franco-italo-allemande SISBALIG II, nous avons eu la possibilité de tester expérimentalement les différentes hypothèses sur l'origine du blocage des ondes Lg par la croûte océanique. Cette étude a été menée dans la mer Ligurienne. En utilisant simultanément les observations et les simulations numériques nous avons trouvé que le facteur qui contribue le plus à la disparition des ondes Lg dans cette région est la présence dans la mer des sédiments superficiels lents. Les méthodes qui ont été utilisées dans cette étude et les résultats obtenus sont présentés dans l'article qui suit cette introduction.

RAYLEIGH



LOVE

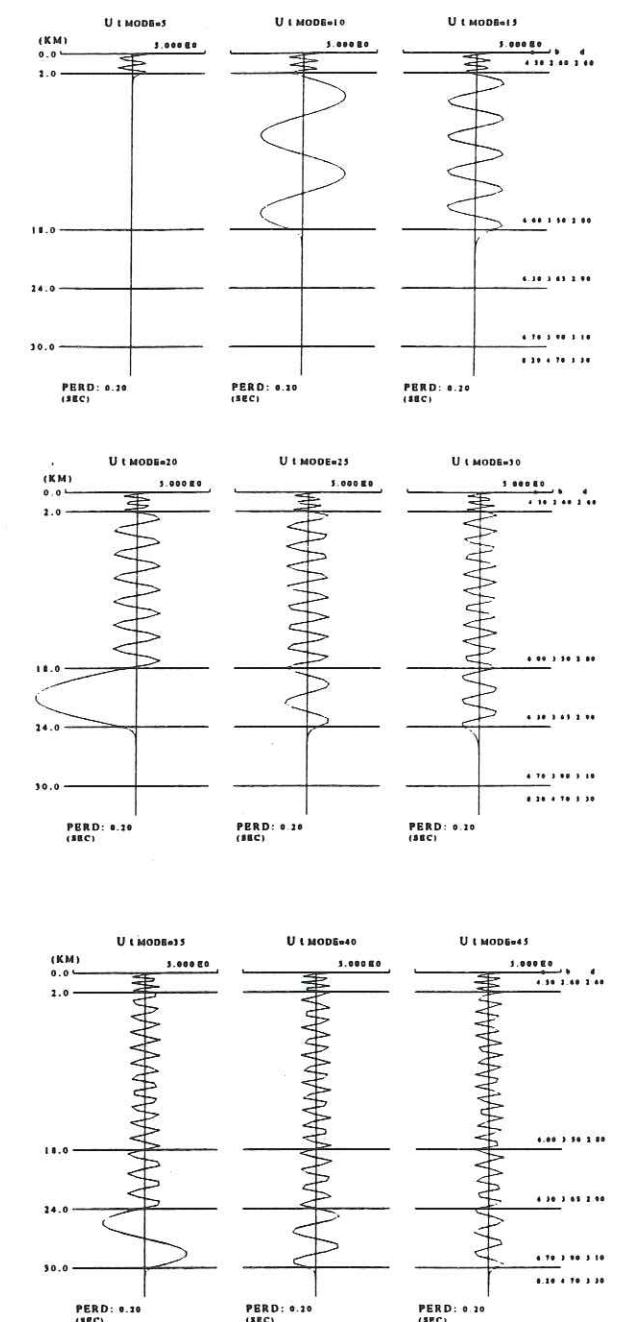


Figure 7a. Fonctions propres de certains modes des ondes de Rayleigh et de Love calculées à une fréquence de 5 Hz pour le modèle de croûte continentale de Campillo et al. (1985).

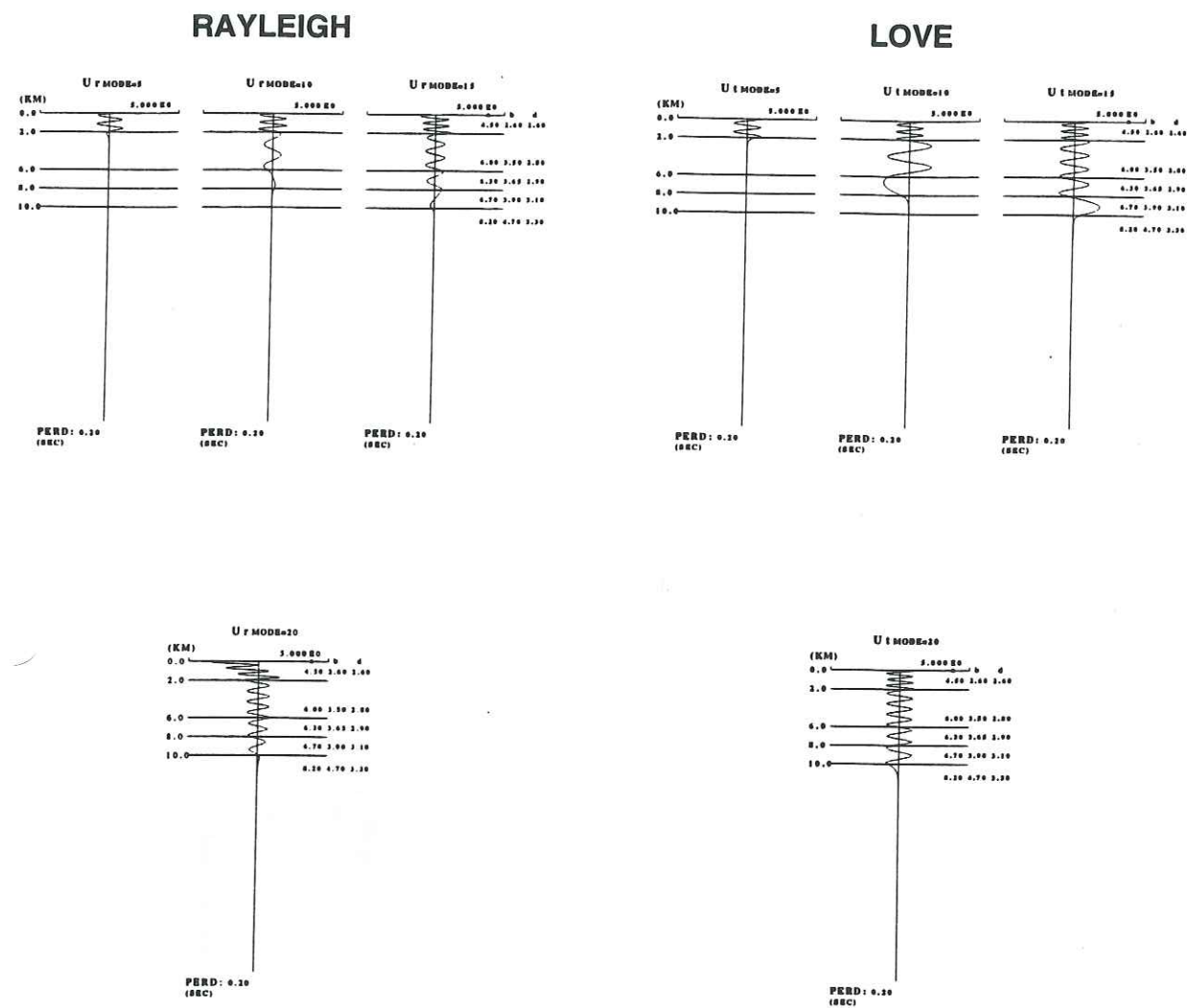


Figure 7b. Fonctions propres de certains modes des ondes de Rayleigh et de Love calculées à une fréquence de 5 Hz pour le modèle de croûte amincie.

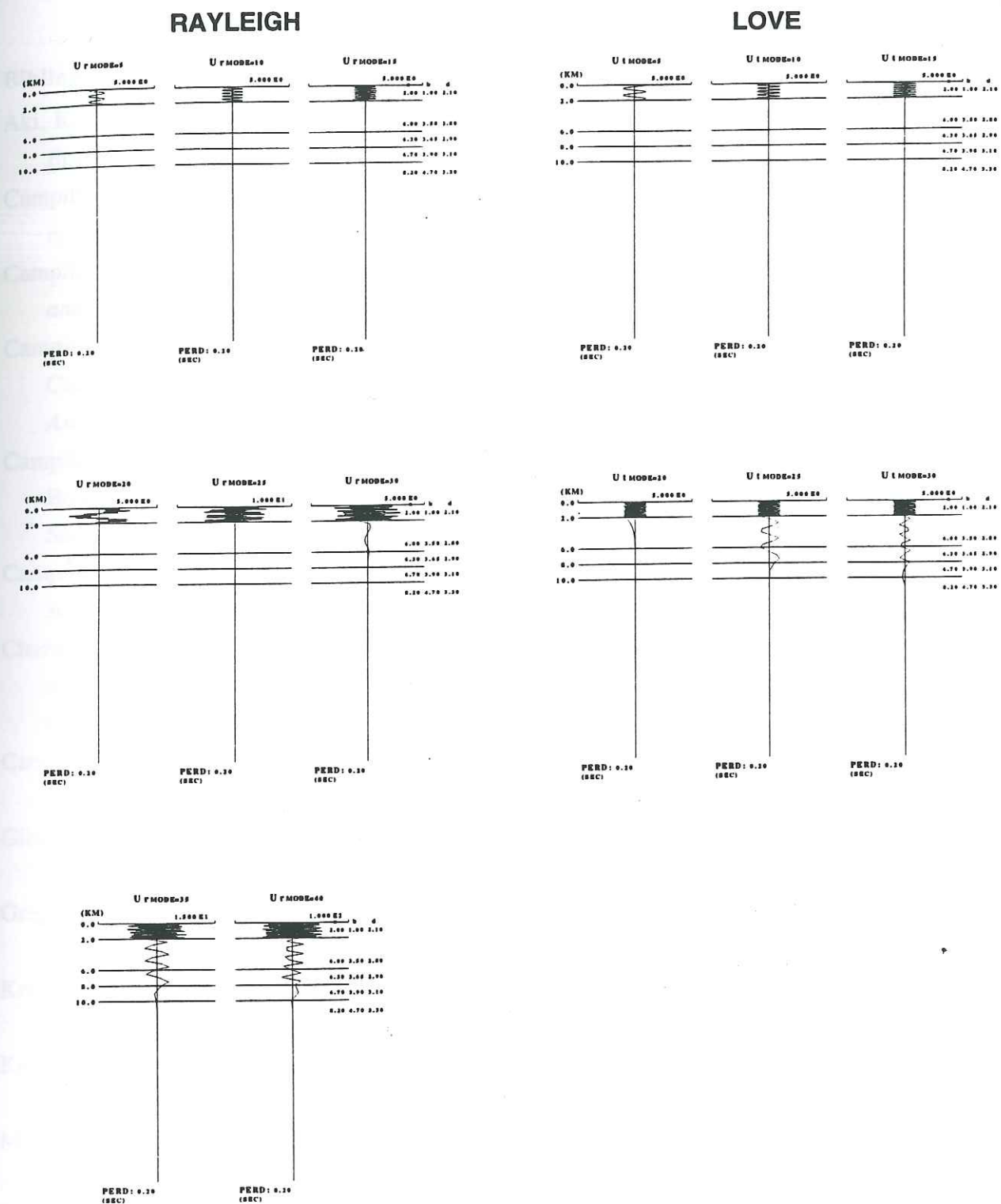


Figure 7c. Fonctions propres de certains modes des ondes de Rayleigh et de Love calculées à une fréquence de 5 Hz pour le modèle de croûte amincie avec des vitesses très faibles dans la couche superficielle.

Bibliographie

- Aki, K. & Richards, P. G., 1980. Quantitative Seismology Theory and Methods. In: *A Series of Books in Geology* (ed Cox, A.), W. H. Freeman and company, New York.
- Campillo, M., 1987. Lg wave propagation in a laterally varying crust and the distribution of the apparent quality factor in central France. *J. Geophys. Res.*, **92**, 12,604-12,614.
- Campillo, M., 1990. Propagation and Attenuation Characteristics of the Crustal Phase Lg. *Pure and Appl. Geophys.*, **132**, 1-19.
- Campillo, M., Bouchon, M. & Massinon, B., 1984. Theoretical Study of the Excitation, Spectral Characteristics and Geometrical Attenuation of Regional Seismic Phases. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 79-90.
- Campillo, M., Plantet, J. L. & Bouchon, M., 1985. Frequency-dependent Attenuation in the Crust Beneath Central France from Lg Waves: Data Analysis and Numerical Modelling. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 1395-1411.
- Campillo, M., Feignier, B., Bouchon, M. & Béthoux, N., 1993. Attenuation of Crustal Waves Across the Alpine Range. *J. Geophys. Res.*, **98**, 1987-1996.
- Chazalon, A., Campillo, M., Gibson, R. & Carreno, E., 1993. Crustal wave propagation anomaly across the Pyrenian Range. Comparison between observation and numerical simulation. *Geophys. J. Int.*, **115**, 829-838.
- Cao, S. & Muirhead, K. J., 1993. Finite difference modelling of Lg blockage. *Geophys. J. Int.*, **115**, 85-96.
- Gibson, R. L. & Campillo, M., 1994. Numerical simulation of high- and low-frequency Lg wave propagation. *Geophys. J. Int.*, **118**, 47-56.
- Gregersen, S. & Vaccari, F., 1993. Lg-wave modelling in the North Sea. *Geophys. J. Int.*, **114**, 76-80.
- Kennett, B. L. N., 1986. Lg waves and structural boundaries. *Bull. Seis. Soc. Am.*, **76**, 1133-1141.
- Knopoff, L., Mitchel, R. G., Kausel, E. G. & Schwab, F., 1979. A search for the oceanic Lg phase. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **56**, 211-218.
- Maupin, V., 1989. Numerical modelling of Lg wave propagation across the North Sea. *Geophys. J. Int.*, **99**, 273-283.
- Press, F. & Ewing, M., 1952. Two slow surface waves across North America. *Bull. seism. Soc. Am.*, **42**, 219-228.
- Regan, J. & Harkrider, D. G., 1989. Numerical modelling of SH Lg waves in and near continental margins. *Geophys. J. Int.*, **98**, 107-130.
- Ruzaikin, A. I., Nersesov, T. L., Khalturin, V. I. & Molnar, P., 1977. Propagation of Lg and lateral variation in crustal structure in Asia. *J. Geophys. Res.*, **82**, 307-316.

Zhang, T. R. & Lay, T., 1995. Why the Lg Phase Does Not Traverse Oceanic Crust. *BSSA*, **85**, 1665-1678.

Chapitre 1.2 Phases sismiques régionales à travers la Mer Ligure: le blocage de l'onde Lg et la propagation océanique.

Article publié dans *Physics of the Earth and Planetary Interiors*

RESUME

La Mer Ligure (Méditerranée de l'Ouest) est un exemple d'un bassin océanique étroit qui arrête la propagation des ondes Lg. Une des buts principaux de l'expérience sismologique SISBALIG II a été de localiser le lieu exact d'extinction des Lg. Pendant cette expérience des stations sismiques ont été installées en Provence et en Corse et des OBS (abréviation de "Oceanic Bottom Seismometer" en anglais) ont été installés dans la Mer Ligure. L'analyse précise de toutes les données sismologiques régionales disponibles en utilisant des diagrammes énergétiques révèle le rôle de la marge Provençale dans l'extinction des ondes Lg pour les événements sismiques dans les Alpes du sud-ouest. L'extinction n'est pas un phénomène progressif le long du trajet océanique mais elle a lieu dans une zone étroite d'une largeur voisine de 20 km près de la marge Provençale. L'extinction est accompagnée par la génération d'ondes diffractées de deux types: l'onde mantellique Sn ($V_s > 3.5$ km/s), et des ondes S très lentes qui apparaissent dans deux endroits: près de la marge Provençale et au milieu de la Mer Ligure. Nous avons fait des simulations numériques de la propagation d'ondes SH dans un milieu bi-dimensionnel dans le but d'étudier le mécanisme d'extinction des Lg. Les simulations confirment qu'un simple amincissement de la croûte dans la zone de transition continent-océan ne peut pas seul arrêter complètement l'onde Lg, bien que le changement de profondeur du Moho provoque la diffraction d'une partie de l'énergie de l'onde Lg dans le manteau, ce qui amplifie l'onde Sn de l'autre côté du bassin Ligure. La présence des sédiments océaniques avec les vitesses sismiques lentes est un facteur majeur pour l'explication de l'extinction, parce qu'une grande partie de l'énergie de l'onde Lg se transforme en ondes S piégées dans les sédiments. De plus, la comparaison des sismogrammes synthétiques et observés montre que l'existence de deux paquets d'ondes lentes est une indication de l'asymétrie du bassin Ligure, avec l'existence de deux bassins superficiels avec des vitesses d'onde S très lentes près de la marge

Provençale et au milieu de la Mer Ligure. Cependant, l'atténuation des ondes Lg à proximité de la marge Provençale est plus brutale dans les données que dans les simulations. Ce désaccord pourrait être lié à la géométrie complexe et la nature probablement très diffractive de la zone de transition continent-océan. Ces deux facteurs qui pourraient jouer un rôle additionnel dans l'extinction des Lg ne peuvent pas être pris en compte dans les modèles numériques.



Physics of the Earth and Planetary Interiors 93 (1996) 257–268

PHYSICS
OF THE EARTH
AND PLANETARY
INTERIORS

Regional seismic phases across the Ligurian Sea: Lg blockage and oceanic propagation

N. Shapiro ^{a,*}, N. Béthoux ^b, M. Campillo ^a, A. Paul ^a

^a Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Université Joseph Fourier, BP 53X, 38041 Grenoble Cedex, France

^b Institut de Géodynamique, CNRS, rue Albert Einstein, Sophia Antipolis 1-06560 Valbonne, France

Received 23 February 1995; revision accepted 1 May 1995

Abstract

The Ligurian Sea (West Mediterranean) is an example of a narrow oceanic basin which stops Lg wave propagation. Locating the exact point of Lg extinction was one of the goals of the SISBALIG II seismological experiment, which deployed both inland stations in Provence and Corsica and Ocean Bottom Seismometers (OBS) in the Ligurian Sea. A precise analysis of all available regional seismological data using energy diagrams reveals the role of the Provence margin in the Lg phase extinction for seismic events occurring in the southwestern Alps. The extinction is not a progressive phenomenon along oceanic travel path but occurs in a narrow zone of about 20 km width in the vicinity of the Provence margin. The extinction is accompanied by the generation of two types of diffracted waves: the mantle phase Sn ($V_s > 3.5 \text{ km s}^{-1}$), and very low velocity S waves appearing both near the Provence margin and in the middle of the Ligurian basin. We performed numerical simulation of SH wave propagation in two-dimensional (2D) media to investigate the mechanisms of Lg extinction. The simulations confirm that simple crustal thinning at the continent–ocean boundary alone cannot cause the observed extinction of Lg waves, although the change in Moho depth does induce the diffraction of a part of the incident Lg wavetrain into mantle waves, giving rise to the Sn phase on the other side of the basin. The existence of soft oceanic sediments is a very important factor in explaining the extinction, as a large part of the Lg energy is transferred into slow S waves trapped in the sediments. Moreover, comparison of synthetic seismograms and observed data shows that the observed two packets of low-velocity waves are an indication of the asymmetry of the Ligurian basin, with the existence of two shallow basins with very low S velocity (1.0 km s^{-1}) near the Provence margin and in the middle of the Ligurian Sea. However, the attenuation of Lg waves in the vicinity of the Provence margin is more abrupt in the data than in the simulations. This discrepancy could result from the complex geometry of the continent–ocean transition zone and its possibly very diffractive nature, two factors that could add to Lg extinction at the margin and are impossible to take into account in models.

1. Introduction

Observations of the blockage of Lg waves by oceanic crust are numerous. Press and Ewing

(1952) first observed a strong attenuation of Lg for propagation paths including an oceanic part of more than 100 km length. The mechanism of this attenuation was investigated by many researchers using a number of theoretical tools (see Cao and Muirhead (1993) for a summary). Most

* Corresponding author.

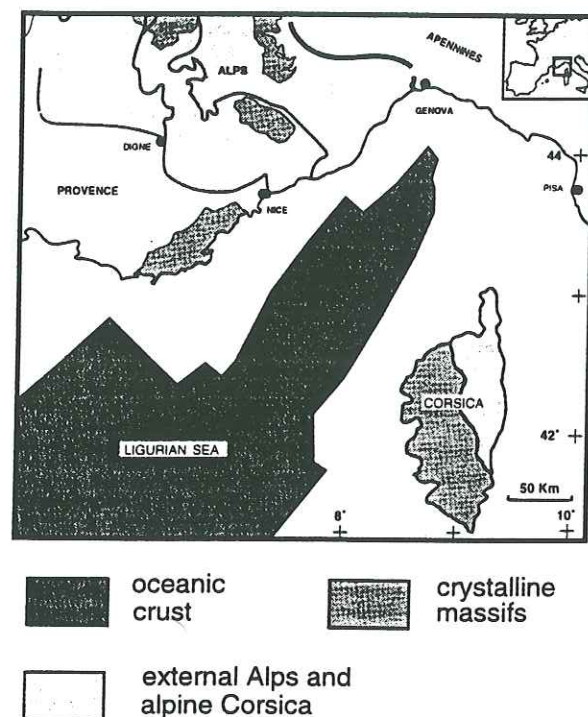


Fig. 1. Tectonic map of the Ligurian Sea. The dark grey central area is oceanic-type basement (according to Réhault (1981)).

of these studies only provide theoretical results without comparison with observed data. To identify the location and understand the mechanism of extinction of Lg waves in an oceanic basin, we set up a temporary network of seismic stations across the Ligurian Sea (Western Mediterranean Sea) from the Provence margin to Corsica during the SISBALIG II experiment (Béthoux et al., 1993).

The Ligurian Sea is a back-arc basin created in the Alpine domain (Fig. 1). Following an Oligocene rifting phase, oceanic accretion occurred between 21 and 18 m.a. B.P. along a spreading axis trending NE–SW (Réhault, 1981). The resulting basin has sharp and narrow margins. It is surrounded by the high topographies of the southwestern Alps and the Apennines. This region is seismically active and a $M_1 = 6.0$ event occurred in 1963. The structural framework of the Ligurian Basin is rather well documented by reflection and refraction data (Réhault and

Béthoux, 1984; Le Douaran et al., 1984), which indicate that the oceanic crust is restricted to an elongated and narrow zone whose width increases from 50 km in the north to 100 km in the south. However, the exact location of the transition between oceanic crust and stretched continental crust is still debated (Béthoux et al., 1986). In the central part of the basin, the oceanic crust is overlaid by a thick sedimentary sequence including three main layers. A layer of marine Miocene sediments of 2.5–4 km thickness underlies layer of Messinian evaporites of 2 km thickness (including a salt layer thicker than 1 km), and 1 km of pelagic and turbiditic Plio-Quaternary sediments.

It has been observed that Lg waves do not reach the Corsican seismological stations even from events in the southern Alps, in spite of the moderate dimensions of the basin. This is illustrated by the lack of Lg phase picks at the permanent Corsican stations in regional bulletins such as that from LDG (LDG/CEA: Laboratoire de Détection Géophysique du Commissariat à l'Énergie Atomique). Consequently, the Ligurian basin is a good laboratory to study propagation of regional phases through a continental margin and an oceanic basin. The small scale of the area of interest made possible the deployment of both inland seismological stations along the northern and the southern coasts and an network of OBS on the continental slopes and in the basin. Data were collected for 3 months in autumn 1992. Owing to limitations in the epicentral distance, the quality of records, and the number of records available, investigations were focused on four regional earthquakes among the 123 events which were recorded. In the first part of this paper, we conduct a thorough analysis of wave amplitudes as a function of station location with respect to the margin, which indicates mechanisms of energy transfers between crustal and mantle phases. In the second part, synthetic seismograms are computed for simple models, to clarify the mechanisms responsible for Lg extinction. Finally, synthetic seismograms for complex models are compared with observations to investigate the influence of the sedimentary cover on Lg wave extinction.

2. Data analysis

The experiment was based on a network of seismic stations of the University of Hamburg and was composed of both OBS and land stations all made from the same electronic components. All stations therefore have the same instrumental response, so there is no need to apply any correction before studying amplitude variations across the array. The sensors were 4.5 Hz three-component geophones. Up to 20 OBS were deployed simultaneously, and the northern and southern inland networks included 42 stations. A total number of 123 events was recorded. Only a small

part of this dataset could be used in our study owing to a strong and well-known (Stoll et al., 1991) noise problem at the OBS. Another important constraint in the data selection was the geometry of the network, which changed regularly as a result of movement of the OBS. For the study of Lg wave propagation, we needed records of waves that had travelled along paths almost perpendicular to the basin axis. The third constraint was the epicentral distance, which had to be large enough to observe Lg waves. We finally selected four events located in the southern Alps, as listed in Table 1. The first two were recorded by inland stations in southern France and Corsica

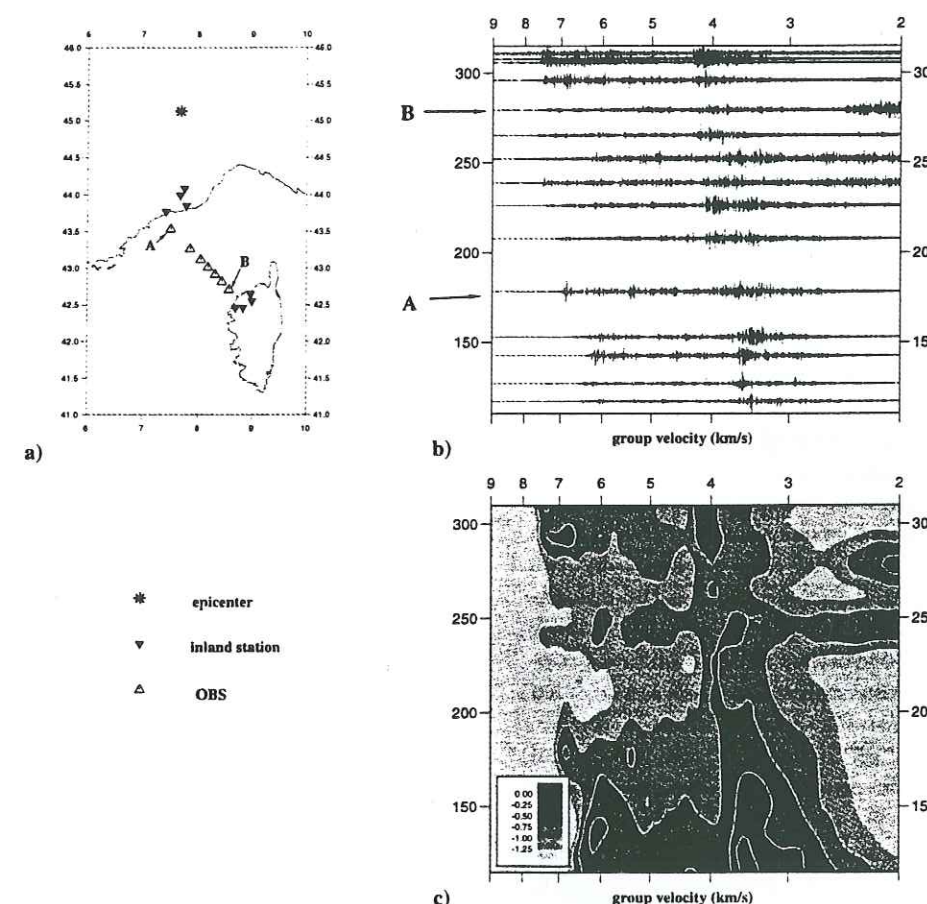


Fig. 2. Dataset for Event 1 (Table 1). (a) Location map of epicentre and stations. (b) Normalized vertical component seismograms plotted as a function of epicentral distance and group velocity (A and B show the first and last OBS of the profile). (c) Energy diagram calculated from seismograms plotted in (b) (see text for further explanations). Values of energy have been normalized to make the absolute maximum equal to unity, and transformed using decimal logarithms.

Table 1

Parameters of earthquakes used in this study (locations were computed using both permanent and temporary stations)

N	Day	Month	Year	Hour	Min	Lat.	Long.	Depth	M_L
1	13	09	1992	5	0	45.13	7.68	9	3.6
2	14	09	1992	13	20	45.02	6.76	1	3.0
3	27	10	1992	03	12	44.49	7.26	1	3.0
4	11	11	1992	00	59	44.48	7.24	4	3.1

and by OBS installed along a profile across the Ligurian Sea. Events 3 and 4 were recorded by OBS located in the vicinity of the Provence margin. We used 15 sets of three-component records for Event 1, and 12, four and two records for Events 2, 3 and 4, respectively. The locations of epicentre and stations are shown in Fig. 2(a).

The data analysis starts by considering the vertical-component records of Event 1 (Fig. 2). The first processing step was restricted to the vertical components because it was impossible to separate transverse and radial motion as the azimuthal orientation of the sensors was not known. Seismograms with amplitudes normalized to the absolute maximum of each trace are plotted in Fig. 2(b). The normalization is introduced to avoid the effect of local amplification, which varies strongly from one station to another for high-frequency signals. The main trend observed in the raw amplitudes is a strong attenuation across the basin: maximum amplitudes are, on average, ten times weaker in Corsica than in Provence. In Fig. 2(b) the travel time t is replaced by the group velocity u ($u = d/t$, where d is the epicentral distance) on the horizontal axis to simplify the identification of various seismic phases propagating with different velocities (6–8 km s⁻¹ for Pn, 5–6 km s⁻¹ for Pg, 3.7–4.5 km s⁻¹ for Sn, 3–3.5 km s⁻¹ for Lg). Fig. 2(b) clearly shows that the most energetic phase is Lg (group velocity 3–3.3 km s⁻¹) on seismograms recorded in Provence (distance range 110–150 km). At Corsican stations (290–310 km), the large-amplitude S wave has a group velocity of about 4 km s⁻¹. This is too fast for a crustal wave and it must be interpreted as the mantle phase Sn with some possible delay. This first observation character-

izes the main phenomenon we want to study, i.e. the blockage of Lg waves by oceanic crust.

Our purpose is to study the progressive changes in the S wavefield across the basin associated with diffractions and energy exchanges between seismic phases as a result of the lateral variations of the crustal structure. The limited number of data available make it necessary to find the representation which uses simultaneously all the available information to obtain the most accurate image of the process. This representation must include signals corresponding to different events as well as differently oriented components of motion because of the problem of sensor orientation. The direct use of raw time series is not convenient for our processing for two reasons. First, the interesting low-frequency energy variation is hidden by the high-frequency variations induced by shallow small-scale heterogeneities and therefore the comparison of traces is complicated; second, it is impossible to add the time signals of the various components at each station. Therefore we change the representation and build spectral energy maps using the following process. First, we apply a band-pass filter in the range 3–7 Hz to improve the signal-to-noise ratio in the time domain. The second step is to compute the spectral energy in a moving Gaussian window of 1.4 s halfwidth by integrating the squared amplitude of the Fourier transform between 3 and 7 Hz. The initial high-frequency seismogram is replaced by this positive function, which varies slowly with time (or group velocity). The comparison between signals is thus simplified; furthermore, this representation make it possible to add the contribution of all components at each station. The third step is a normalization of energy curves with respect to the energy of the Sn phase, or, more exactly, to the maximum of energy in the group velocity window 3.7–3.95 km s⁻¹. This is used to evaluate the energy ratio between crustal and mantle S waves. As Sn and Lg waves can be assumed to be affected in the same way by local site amplification effects, the normalization also makes it possible to remove much of the local amplitude effects which are outside the scope of this study. After these three processing steps, we obtain a map of energy variations with group

velocity and space which is irregularly sampled in space. The fourth step is to interpolate data to the whole range of epicentral distances using a bilinear interpolation to draw a contour map in the epicentral distance–group velocity plane. Fig. 2(c) shows such a map of the energy distribution calculated using the vertical-component seismograms of Fig. 2(b). The map shows that Lg remains the largest energy phase until the epicentral distance of 160–170 km. At larger distances, the energy maximum moves to faster S group velocities ($V_s > 3.5$ km s⁻¹). A comparison with seismograms of Fig. 2(b) shows that this change in the type of S-wave propagation is located between the last inland station and the first OBS (A in Fig. 2(a)) in the vicinity of the Provence mar-

gin. This fast phase remains dominant across the profile and S waves reach Corsica with a velocity of about 4 km s⁻¹. Another remarkable phenomenon is the generation of very slow waves in the central and southern parts of the basin. The behaviour of P waves is similar. The Pg phase is dominant until the Provence margin, where a faster phase appears and becomes dominant in Corsica.

Fig. 3 presents the result of the four-step analysis applied to vertical-component records of Event 2. Despite the smaller number of stations available and the significant difference in epicentre location, the main features of the energy distribution are similar for both events. Fig. 3 shows the extinction of Lg waves in the vicinity of

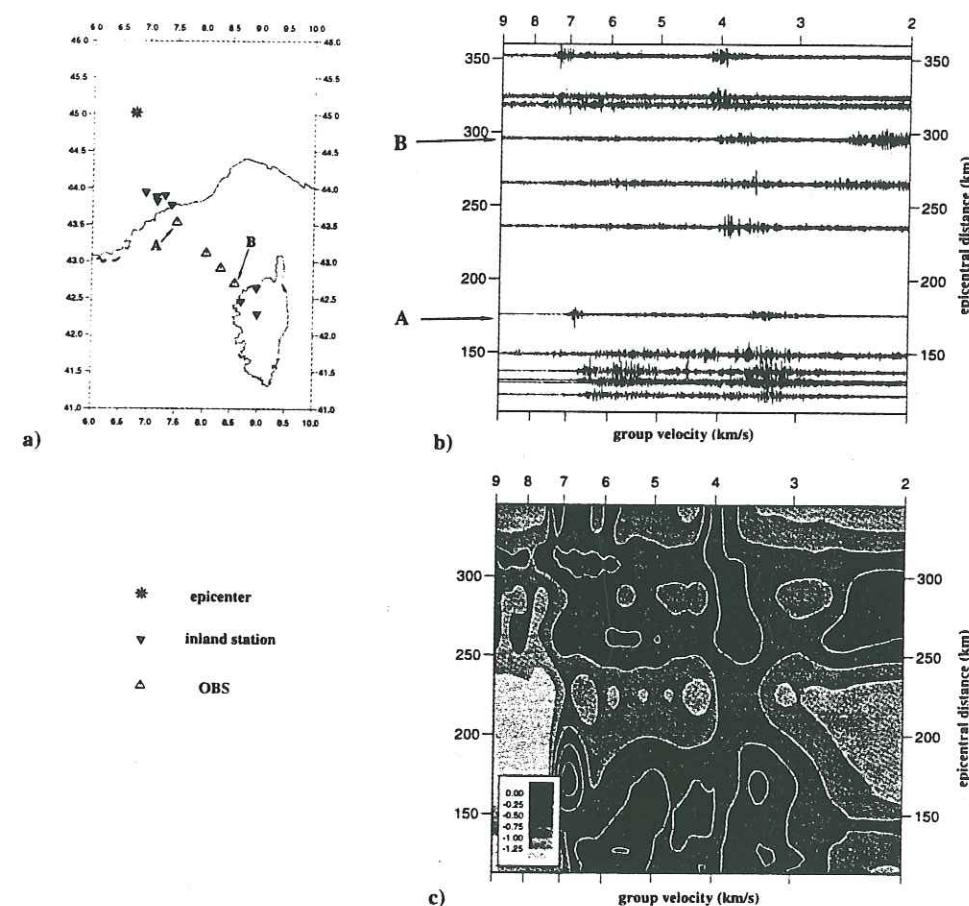


Fig. 3. Dataset for Event 2 (Table 1). Same legend as for Fig. 2.

the northern margin, the mantle S-wave arrival in Corsica ($V_s = 4 \text{ km s}^{-1}$) and the generation of an energetic packet of very low velocity waves in the middle of the basin.

For both events the number of stations available in the vicinity of the northern margin is small and it is difficult to identify the exact location of Lg extinction using individual energy diagrams. To enhance the spatial coverage near the margin we build a composite energy map using all the three-component records for all four events (Fig. 4(a)). Normalized spectral energies are computed first from each seismogram through the three-step process described above. Then, energies of all components are added for each station. The next step is to use a distance scale which is independent of the event location. As shown in

Fig. 4(a), the epicentral distance is replaced in the composite map by the distance dm between the station and the foot of the Provence margin. This location is used as the reference point because it seems to be the place where Lg disappears, as shown previously with records of Events 1 and 2. Considering that all events are located north of the margin, the distance dm is taken as negative for stations located north of the margin, and positive for stations located south of it. The last step is bilinear interpolation. Fig. 4(b) shows the resulting energy distribution. The horizontal dotted lines correspond to the locations of the stations. They show how this processing improves the spatial sampling rate. The main features of this energy distribution confirm and locate more precisely in space the observations from Events 1

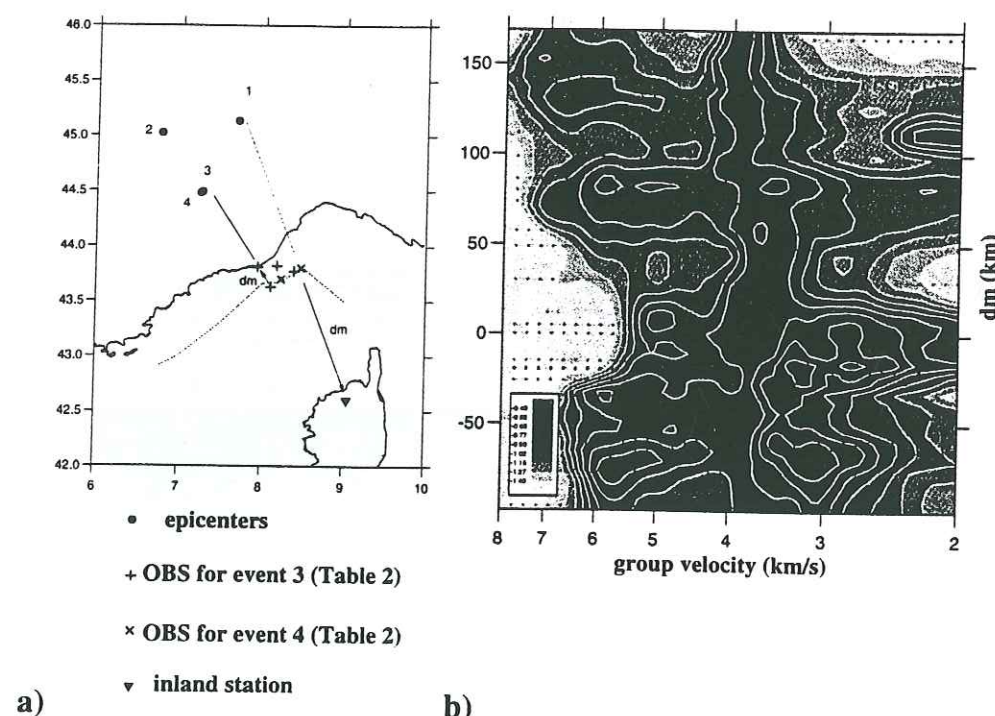


Fig. 4. Composite energy map built from all the available components of the four regional events used in the study. (a) Location map showing the four epicenters and OBS locations for Events 3 and 4. The dashed line gives the location of the foot of the Provence margin and the continuous lines show how the epicentral distances are converted into distances to the margin (dm) used as the coordinate along the vertical axis of (b). (b) Final composite energy diagram. The dotted lines show the locations of observations.

and 2. Moreover, the records of OBS near the margin reveal the existence of another packet of slow waves in this area.

To summarize, Fig. 4(b) shows that: (1) the Lg wave extinction is not a widespread phenomenon but occurs in a narrow zone of about 20 km width in the vicinity of the Provence margin; (2) the extinction appears to be accompanied by the generation of two types of diffracted waves: the mantle phase Sn ($V_s > 3.5 \text{ km s}^{-1}$), and very low velocity waves appearing near the Provence margin and in the middle of the Ligurian basin. These observations make us consider several hypotheses for the mechanism of Lg extinction. As we have seen that Lg disappears in the vicinity of the margin, we can suppose extinction to be due to the structure of the continent–ocean transition zone. More precisely, it could originate either in the geometry of the Moho beneath the margin or in the change in the crustal structure. Moreover, the observation of slow waves which probably propagate in soft oceanic sediments indicates that the shallow sedimentary layers could play an important part in Lg extinction. These hypotheses will be investigated below using numerical simulation of wave propagation in heterogeneous media.

3. Numerical simulations

The phenomenon of Lg wave blockage by an oceanic travel path has been investigated theoretically by several researchers. Using two-dimensional (2D) ray diagrams in a single layer over a half-space, Kennett (1986) suggested that the diffraction caused by the change in Moho dip at the margin can result in a significant attenuation of the waves trapped in the crust. Campillo (1987) and Campillo et al. (1993) computed SH synthetic seismograms in multilayered models with variations in Moho depth. They showed that a thinning of the crust induces a significant attenuation. However, it is not sufficient to extinguish completely Lg waves. Using a combination of the propagator matrix and finite element methods, Regan and Harkrider (1989) came to the same conclusion. So did Maupin (1989), who used the

coupled local modes method to study the propagation of Lg waves across the slightly more complicated 2D structures of the North Sea. Cao and Muirhead (1993) modelled Lg wave propagation in the 2D P–SV case using finite difference techniques. They concluded that the water layer plays an important part in the Lg wave extinction owing to the coupling of P–SV elastic waves with acoustic waves in the water. However, this conclusion is not valid for the SH component which makes up a large part of Lg.

Here we use the boundary integral equation method (BIEM) coupled with the discrete wavenumber technique to calculate SH seismograms in a 2D heterogeneous medium (Bouchon et al., 1989). The 2D approximation is justified in our case because the Ligurian basin has approximately a 2D structure and the waves propagate almost perpendicular to it for all the data we intend to compare with synthetics. The Lg arrival can be considered as the superposition of post-critically reflected S waves in the crust (see Campillo (1990) for a review of interpretation of Lg). The behaviour of Lg is therefore similar for both its SH and P–SV components, so the consideration of the SH component only is sufficient to simulate the main properties of the complete phase. A 2s Ricker wavelet was used as the source time function. Owing to limitations in computer memory, the maximum frequency computed in synthetics is lower than 1 Hz in all the models. This is much less than the dominant frequency of observed data. However, Gibson and Campillo (1994) showed, by comparing BIEM solutions with high-frequency dynamic ray tracing solutions, that for relatively simple structures such as those we are going to study here, the results of low-frequency and high-frequency simulations have similar characteristics. This result implies that the low-frequency simulations can be used to interpret high-frequency observations.

We first investigate a set of simple models to study the effect on Lg propagation of individual features such as Moho uplift or presence of sedimentary layers. The reference model is a simple flat-layered model with the continental crust (Layer 5 in Table 2, $V_s = 3.65 \text{ km s}^{-1}$) overlying the mantle (Layer 7 in Table 2, $V_s = 4.7 \text{ km s}^{-1}$).

Table 2

Elastic parameters of the various layers used in the models

N	V_s	Density	Q_s	Description
1	1.0	2.1	20	Shallow sediments (type 2)
2	1.3	2.1	20	Shallow sediments
3	2.7	2.6	50	Oceanic sediments
4	3.65	2.9	20	Continental crust (low Q)
5	3.65	2.9	400	Continental crust (high Q)
6	4.2	3.0	400	Oceanic crust
7	4.7	3.3	1000	Mantle

The source–receiver configuration is the same in all simulations. The source is buried at 15 km depth and 26 receivers are located on the surface every 10 km between 100 and 350 km epicentral distance. The model and resulting synthetic seismograms are shown in Fig. 5(a). As expected, the main wavetrain is Lg, which propagates in the crustal waveguide with a group velocity between 3.4 and 3.6 km s⁻¹.

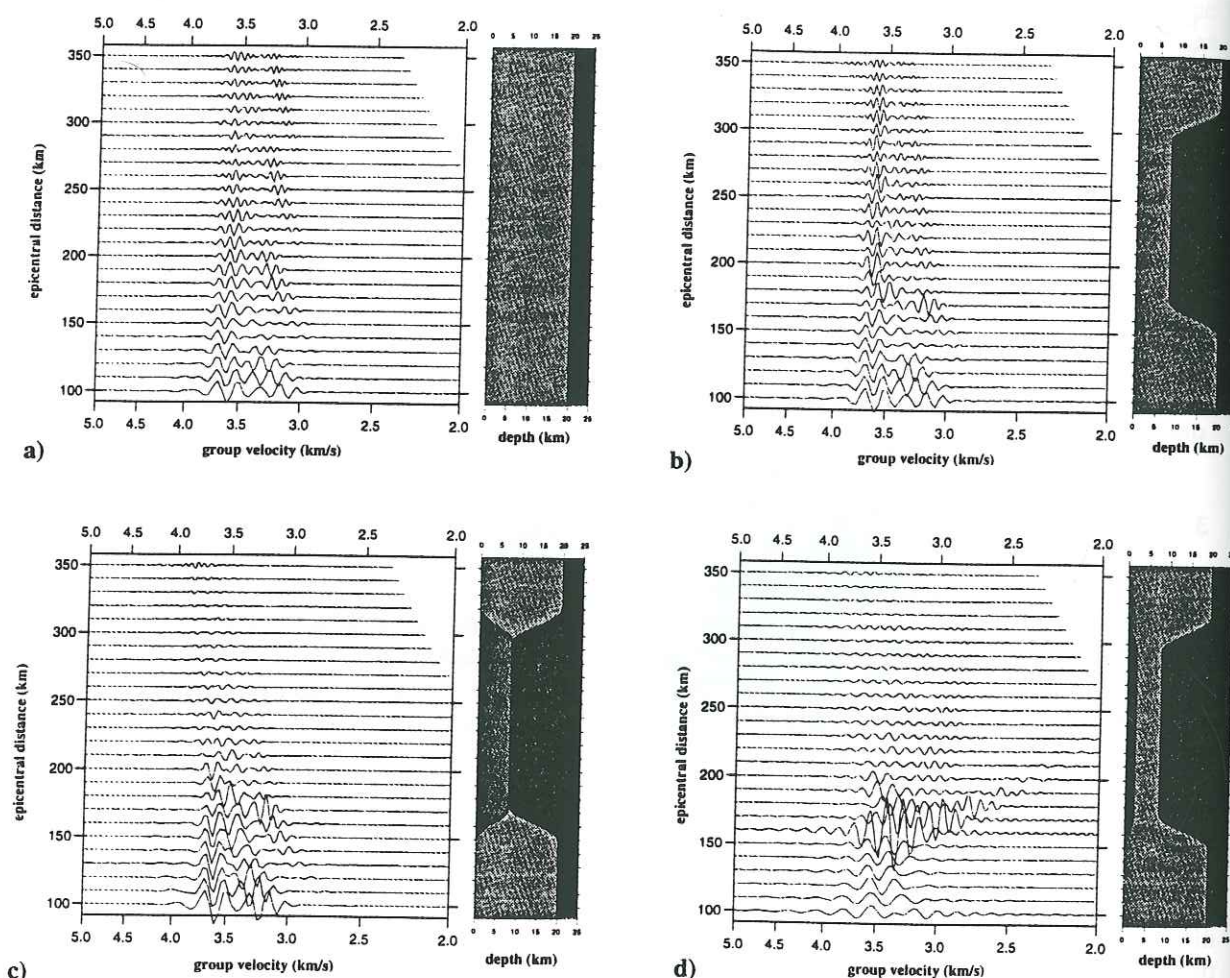


Fig. 5. Synthetic seismograms computed for the first four models. The crustal cross-sections are plotted in the left-hand side of each section at the same vertical scale; the depth scale is exaggerated by a factor of three. All seismograms are plotted at the same amplitude scale to facilitate comparison. The maximum frequency computed for models shown in (a), (b) and (c) is 1 Hz, and is 0.7 Hz for model shown in (d). (a) Reference model. (b) Model with crustal thinning. (c) Same model as in (b), except that the thinned crust of the basin has $Q = 20$. (d) Same as (b) with a low-velocity shallow layer.

We first perturb the reference model by introducing a change in crustal thickness beneath the margin, with a geometry similar to that assumed for the region under study (Fig. 5(b)). According to seismic data (Réhault, 1981), the Moho depth decreases from 20 km beneath the Provence coast to 8 km at a distance of 25 km offshore. The layer velocities are the same as in the reference model and the Moho topography is approximated by a cosine function. The main result shown by Fig. 5(b) is that the change in crustal thickness does not inhibit Lg wave propagation through the basin. After the second margin (i.e. at source–receiver offsets greater than 320 km) the main arrival still has a group velocity of 3.5–3.6 km s⁻¹, which corresponds to crustal propagation as Lg. However, a slight attenuation of the Lg phase is observed and faster waves appear at large distances on the other side of the basin. Another difference from the reference model is a slight perturbation of waveforms in the vicinity of the first margin (distances 160–190 km), probably as a result of focusing and de-focusing phenomena at the Moho topography. Therefore, we conclude that the change in thickness of the crustal waveguide locally perturbs the waveforms and induces a slight attenuation of Lg because a part of the incident wavefield is diffracted into the mantle. However, the observed total extinction of Lg

waves cannot be explained by the crustal thinning only.

To illustrate the diffraction of Lg into mantle waves at the margin, a strong attenuation ($Q = 20$) is introduced in the thinned crust to stop Lg propagation (Fig. 5(c)). As a logical result, all the waves trapped in the crust are strongly attenuated, making it possible to observe S waves reaching the last stations with a group velocity of 3.7–3.9 km s⁻¹. The high velocity indicates that these S waves are Sn. They propagate as Lg before reaching the first margin, where they are diffracted into the mantle. A part of the diffracted wavetrain then propagates as Sn beneath the basin and is recorded at the distant stations with high group velocities.

An important characteristic of the oceanic crust is the presence of shallow soft sediments. The importance of these low-velocity layers for the scattering of Lg wave energy was shown by Knopoff et al. (1979) by analysis of dispersion properties of the higher modes of surface waves. In the case of the oceanic crust, the contribution of the various higher modes does not give rise to a clear wave packet in a narrow group velocity window as is the case for the continental crust. In oceanic crust, most of the energy at high frequencies remains trapped in the shallow low-velocity layers. However, the low Q factor and strong

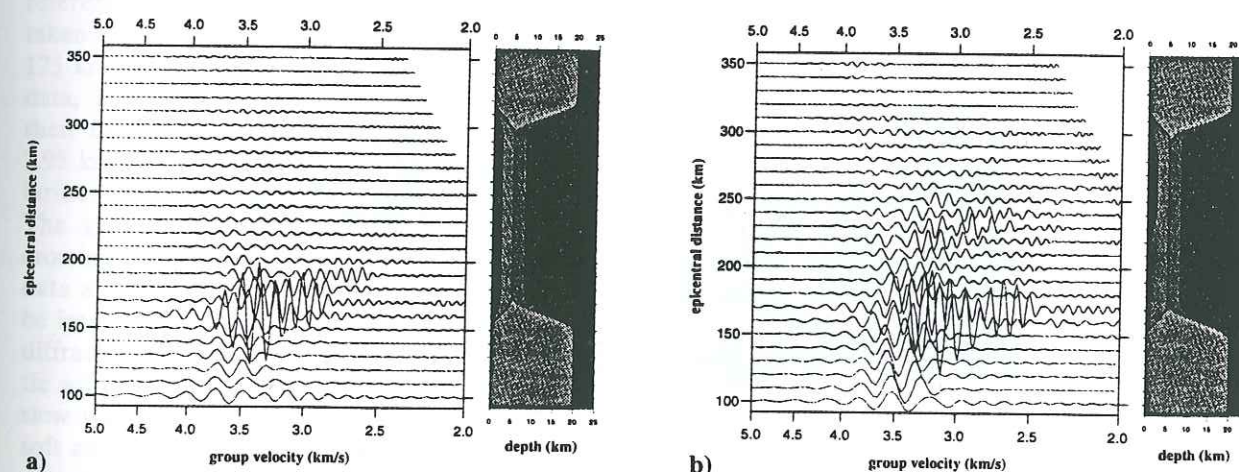


Fig. 6. Synthetic seismograms computed for the two final models. (a) Model with the three-layered structure of the oceanic basin deduced from refraction and reflection data. (b) Same model with the shallow low-velocity layer of (a) divided into two separate basins.

heterogeneity of the sediments induce a rapid destruction of the trapped waves. To investigate the effect of the sediments, we add a slow shallow layer with a strong attenuation (Layer 2 in Table 2: $V_s = 1.3 \text{ km s}^{-1}$, $Q_s = 20$) to the model with crustal thinning (Fig. 5(d)). Synthetic seismograms clearly show the generation of low group velocity waves ($V_s < 2.5 \text{ km s}^{-1}$) near the first margin, which induces a strong local amplification at 160 km offset. Within the basin itself (160–320 km), the crustal guided waves are strongly dispersed, so the duration of the wavetrain is significantly increased. After crossing the second margin, the wavetrain is dominated by high-velocity mantle waves.

The last step is to study more realistic models based on seismic refraction and reflection data (Réhault, 1981; Le Douaran et al., 1984). The three layers of the oceanic basin are taken into account: shallow soft sediments (Layer 2 in Table 2: $V_s = 1.3 \text{ km s}^{-1}$), consolidated sediments (Layer 3 in Table 2: $V_s = 2.7 \text{ km s}^{-1}$) and a high-velocity basement (Layer 6: $V_s = 4.2 \text{ km s}^{-1}$). The resulting seismograms (Fig. 6(a)) do not differ strongly from those of the previous model (Fig. 5(d)). We still observe a local amplification near the first margin induced by slow waves propagating in the shallow sediments, and a fast S-wave arrival ($V =$

$3.7\text{--}3.9 \text{ km s}^{-1}$) after the second margin which is the diffracted Sn phase. The similarity of the seismograms for these two models (Figs. 5(d) and 6(a)) proves that the most prominent effect is that of the shallow low-velocity layer, and that the deeper and faster layers are of much less importance to Lg diffraction. With this simple but realistic structure of the oceanic crust, we succeed in simulating the Lg blockage at the first margin and the generation of very slow waves in oceanic sediments — both phenomena observed in the real data. The main difference remaining between the observations and the synthetics is the existence of two packets of slow waves in the data — one after the first margin and the other in the middle of the basin (Fig. 4). In fact, gravity data (Klingelé et al., 1991) and heat flow data (Jemsek et al., 1985; Burrus and Foucher, 1986), indicate that the structure of the northern and southern parts of Ligurian basin are different. This asymmetry is interpreted as the result of an abnormally rapid tectonic subsidence of the Alpine-Provençal margin, as indicated by the large sediment thickness for this recent basin. Moreover, the spreading rate is larger towards the Corsica-Sardinia block than towards the northwest (Pasquale et al., 1994).

Accounting for the asymmetry of the basin, the

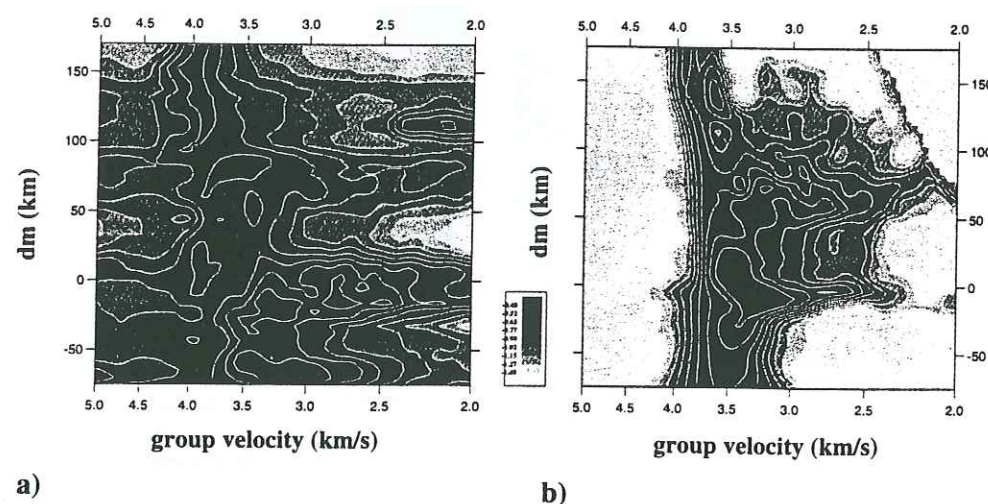


Fig. 7. Final comparison between observed and simulated energy diagrams. In both plots, the distance to the margin dm is used as the coordinate along the vertical axis. (a) Observations (same plot as Fig. 4). (b) Synthetic data computed for the best-fitting model of Fig. 6(b).

single low-velocity shallow layer in Fig. 6(a) is replaced by two distinct sedimentary basins, as shown in Fig. 6(b). The northern basin could be associated with the foot of the Provençal margin and the southern one with the zone of high spreading rate. The velocities in the sediments are slightly lowered to account for the abrupt appearance of the slow wave packets in the data (Layer 1 in Table 1: $V_s = 1.0 \text{ km s}^{-1}$). As a result, two packets of slow waves are generated at 160 and 220 km. The waveform is modified at the last stations with a decrease of the duration of the S-wave arrival owing to a stronger attenuation of waves with group velocities between 3.7 and 3.8 km s^{-1} .

The results of the comparison between the observations and the best-fitting model are summarized in Fig. 7, where the composite energy map of Fig. 4(b) is compared with the energy diagram computed from the synthetics of Fig. 6(b). As pointed out above, the use of smoothed energy diagrams makes the comparison easier, as the processing emphasizes the main low-frequency amplitude variations with epicentral distance and group velocity. The energy diagram for the synthetics is obtained as explained above for the data, but because of the difference in spectral bandwidth, the corners of the band-pass filter and the width of the time window have been changed to 0–0.7 Hz and 2.8 s, respectively. The reference point for distance measurements is taken at the wedge of the crustal thinning located 175 km from the source in Fig. 6(b). As for the data, energies are normalized with respect to their maxima in the group velocity window 3.7–3.95 km s^{-1} . Fig. 7 brings out a number of similarities between simulated and observed data. The group velocity of the S-wave arrival after crossing the basin is about 4 km s^{-1} both in the data and the synthetics. We have seen that it can be interpreted as the Sn phase resulting from the diffraction of a part of the incident Lg into mantle waves at the first margin. Two packets of very slow waves owing to the trapped energy in the soft and shallow sediments are also clear in both diagrams. The most important difference between Fig. 7(a) and Fig. 7(b) is the energy pattern in the vicinity of the first margin. The extinction

of the Lg phase appears to be more abrupt in the data than in the model. This difference could be due to the lower spatial resolution of observations in the region of the margin, or to a parasitic effect of normalization which can be influenced by the presence of strong P-wave coda in the data. However, we think that this discrepancy could also indicate that the structure of the continent-ocean boundary is different from the very simple and abrupt transition we assumed in the models. For example, a thicker transition zone with progressive alteration of the continental crust could act as a very efficient barrier for Lg propagation.

4. Conclusions

The set of seismological data collected during the SISBALIG II experiment using both inland networks in Provence and Corsica and OBS in the Ligurian Sea made it possible to conduct a precise study of the progressive changes in the characteristics of the regional waveforms across the oceanic Ligurian basin and its margins. The grouping together of all available regional seismograms in a composite energy diagram demonstrates the part played by the Provençal margin in the Lg phase extinction. It appears that the Lg wave extinction is not a widespread phenomenon but occurs in a narrow zone of about 20 km width in the vicinity of the Provence margin. The extinction is accompanied by the generation of two types of diffracted waves: the mantle phase Sn ($V_s > 3.5 \text{ km s}^{-1}$), and very low velocity S waves that appear both near the Provence margin and in the middle of the Ligurian basin.

The results of numerical modelling confirm that simple crustal thinning at the continent-ocean boundary cannot alone cause the observed extinction of Lg, although the change in Moho depth does induce the diffraction of a part of the incident Lg wavetrain into mantle waves, giving rise to Sn on the other side of the basin. The results also show that the existence of oceanic soft sediments is a very important factor in explaining the extinction, as a large part of the Lg energy is transferred into slow S waves trapped in

the sediments. The computed waveforms strongly depend upon the geometry and wave velocity of the shallow layer with the lowest velocity. The influence of the deeper oceanic structure is much less important and is hidden by the effect of the soft sediments. Moreover, comparison of synthetics and data shows that the observed two packets of low-velocity waves is an indication of the asymmetry of the Ligurian basin, with the existence of two different shallow basins with very low S velocity (1.0 km s^{-1}) near the Provence margin and in the middle of the Ligurian Sea. However, the attenuation of Lg waves in the vicinity of the Provence margin is more abrupt in the data than it is in the simulations. This discrepancy could result from the difficulty in taking into account in the models a complicated geometry of the continent-ocean transition zone and the possibly very diffractive nature of this zone, which are factors that could add to Lg extinction at the margin.

Acknowledgements

We are very grateful to the SISBALIG II team, which included members from the Universities of Hamburg, Genoa, Paris, Nice and Grenoble. Our special thanks are due to Jacques Deverchère and Knuth Lange, who installed and picked up the OBS network whatever the weather conditions. We also thank Christine Fontaine for digitizing and preprocessing the data, Jean-Pierre Réhault for fruitful discussions, and Helle Pedersen for a critical review of the manuscript. This work was supported by INSU-CNRS through project 'A.A. Tomographie'. Numerical computations were performed at the Centre de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble.

References

- Béthoux, N., Petit, F., Réhault, J.P., Massinon, B. and Montagner, J.P., 1986. Several location methods for underwater shots in the gulf of Genoa (Western Mediterranean): structural implications. *Tectonophysics*, 128: 357–379.
- Béthoux, N., Deverchère, J., Lang, K., Cattaneo, M., Fontaine, C., Campillo, M., Deschamps, A., Eva, C., Ferrandini, J., Gaffet, S., Gauthier, J., Makris, J., Paul, A. and Virieux, J., 1993. Sisbalig II: a sea-land experiment in Occidental Mediterranean Sea. *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, 74: 444.
- Bouchon, M., Campillo, M. and Gaffet, S., 1989. A boundary integral equation-discrete wavenumber representation method to study wave propagation in multilayered media having irregular interfaces. *Geophysics*, 54: 1134–1140.
- Burrus, J. and Foucher, J.P., 1986. Contribution to the thermal regime of the Provençal basin based on flumed heat flow surveys and previous investigations. *Tectonophysics*, 128: 303–334.
- Campillo, M., 1987. Lg wave propagation in a laterally varying crust and the distribution of the apparent quality factor in central France. *J. Geophys. Res.*, 92: 12604–12614.
- Campillo, M., 1990. Propagation and attenuation characteristics of the crustal phase Lg. *Pure Appl. Geophys.*, 132: 1–19.
- Campillo, M., Feignier, B., Bouchon, M. and Béthoux, N., 1993. Attenuation of crustal waves across the Alpine range. *J. Geophys. Res.*, 98: 1987–1996.
- Cao, S. and Muirhead, K.J., 1993. Finite difference modelling of Lg blockage. *Geophys. J. Int.*, 115: 85–96.
- Gibson, R.L. and Campillo, M., 1994. Numerical simulation of high- and low-frequency Lg wave propagation. *Geophys. J. Int.*, 118: 47–56.
- Jemsek, J., Von Herzen, R., Réhault, J.P., Williams, D.L. and Sclater, J.G., 1985. Heat flow and lithospheric thinning in the Ligurian basin (N.W. Mediterranean). *Geophys. Res. Lett.*, 12: 693–696.
- Kennett, B.L.N., 1986. Lg waves and structural boundaries. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 76: 1133–1141.
- Klingelé, E., Lahmeyer, B. and Freeman, R., 1991. The EGT Bouguer gravity compilation. *Tectonophysics*, 195: 437–441.
- Knopoff, L., Mitchell, R.G., Kausel, E.G. and Schwab, F., 1979. A search for the oceanic Lg phase. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 56: 211–218.
- Le Douaran, S., Burrus, J. and Avedik, F., 1984. Deep structure of the northwestern Mediterranean: a two-ship seismic survey. *Mar. Geol.*, 55: 325–345.
- Maupin, V., 1989. Numerical modelling of Lg wave propagation across the North Sea. *Geophys. J. Int.*, 99: 273–283.
- Pasquale, V., Verdoya, M. and Chiozzi, P., 1994. Types of crust beneath the Ligurian Sea. *Terra Nova*, 6: 255–266.
- Press, F. and Ewing, M., 1952. Two slow surface waves across North America. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 42: 219–228.
- Regan, J. and Harkrider, D.G., 1989. Numerical modelling of SH Lg waves in and near continental margins. *Geophys. J. Int.*, 98: 107–130.
- Réhault, J.P., 1981. Evolution tectonique et sédimentaire du Bassin Ligure (Méditerranée Occidentale). Thèse d'Etat, Université Paris.
- Réhault, J.P. and Béthoux, N., 1984. Earthquake relocation in the Ligurian Sea (Western Mediterranean): geological interpretation. *Mar. Geol.*, 55: 429–445.
- Stoll, R.D., Bryan, G.M. and R. Mithal, 1991. Field experiments to study seafloor seismoacoustic response. *J. Acoust. Soc. Am.*, 89: 2232–2245.

Chapitre 1.3 Conclusions

Les conclusions de l'étude du blocage de l'onde Lg dans la Mer Ligure sont présentées dans l'article. La comparaison des données et des simulations numériques montre qu'un facteur majeur pour l'extinction des ondes Lg dans la Mer Ligure est la présence de sédiments océaniques avec une vitesse d'onde S très lente. Une partie importante de l'énergie des ondes Lg se transforme en ondes S piégées dans ces sédiments (Figure 1). L'effet de l'amincissement de la croûte est faible par rapport à l'influence des sédiments océaniques. Ces résultats sont en accord avec l'analyse des courbes de dispersion de vitesse de groupe et des fonctions propres des modes supérieurs des ondes de surface (voir chapitre 1.1). Cette analyse montre que l'influence de la couche superficielle lente sur la forme des courbes de dispersion et des fonctions propres est beaucoup plus forte que celle de l'amincissement simple de la croûte. En cas de présence de la couche lente, à cause du fort contraste d'impédance, l'énergie sismique reste piégée dans cette couche. Mais l'énergie ne peut pas se propager à longue distance à l'intérieur de cette couche à cause de l'atténuation forte et de la diffraction sur des hétérogénéités.

L'atténuation de l'onde Lg observée près de la marge Provençale est plus brutale dans les données que dans les simulations. Cela suppose l'existence d'autres facteurs (en plus de la présence des sédiments océaniques) qui renforcent l'atténuation de l'onde Lg et ne peuvent être pris en compte dans les simulations numériques. De plus, le mécanisme trouvé pour l'extinction des ondes Lg dans la Mer Ligure ne peut expliquer les anomalies de la propagation de cette phase dans des régions purement continentales (comme dans les Alpes (Campillo et al., 1993), dans les Pyrénées (Chazalon et al., 1993) et en Asie (Ruzaikin et al., 1977)). On pense qu'un des phénomènes qui pourraient jouer un rôle important dans l'extinction des ondes Lg est la diffraction sur les hétérogénéités dans la croûte. On a vu que l'onde Lg se propage dans la croûte. On peut imaginer qu'une hétérogénéité élevée dans la croûte augmente la diffractivité. Et de manière analogue à la diffraction et à la dissipation de l'énergie à l'intérieur de la couche sédimentaire observées dans la Mer Ligure, un processus similaire pourrait se produire dans les parties profondes de la croûte.

Un autre aspect que nous voulons souligner est la sensibilité des ondes Lg à la structure superficielle. La génération de deux paquets d'onde très lents s'explique par l'existence de deux bassins sédimentaires: un près de la marge Provençale et l'autre au milieu de la mer. Cette asymétrie du bassin Ligure se trouve en bonne corrélation avec son histoire tectonique.

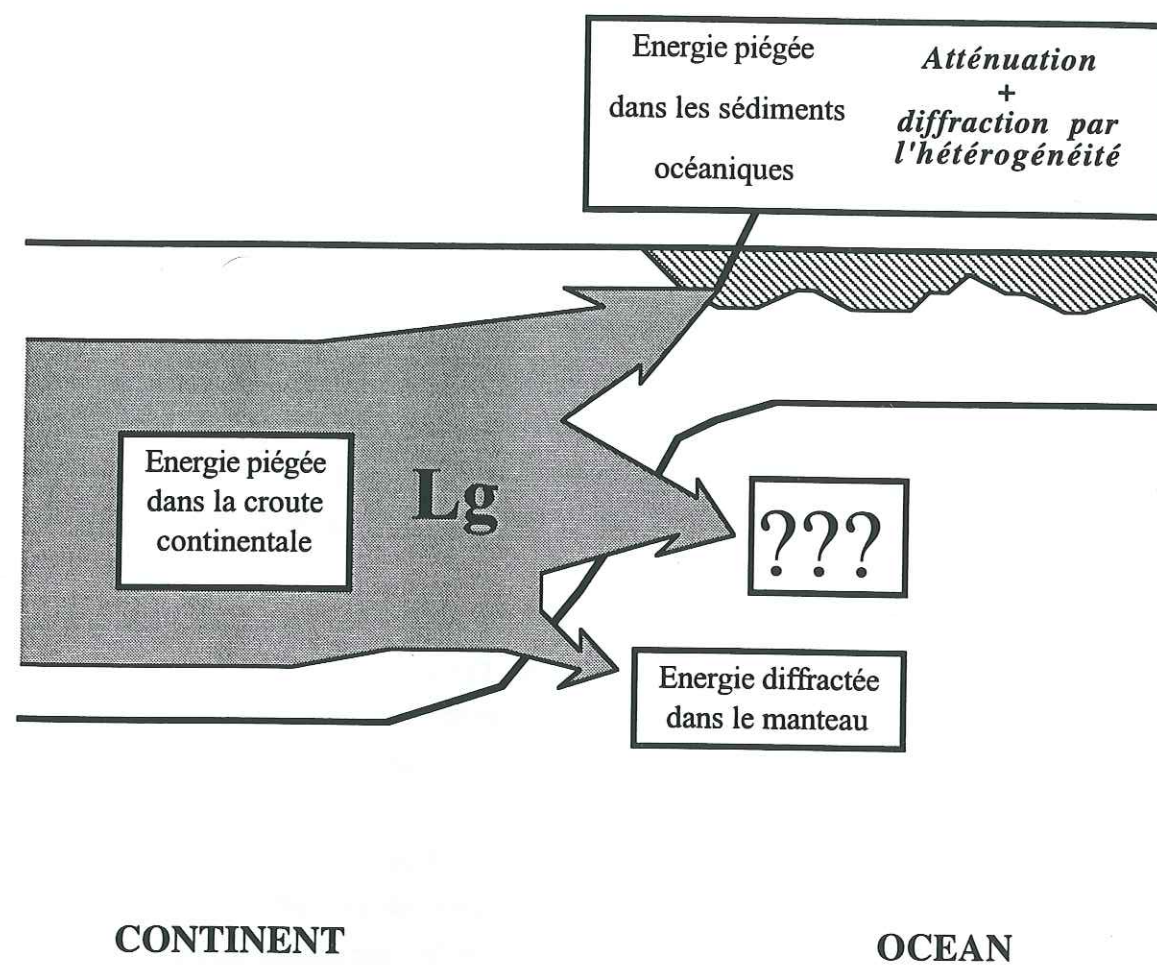


Figure 1. Bilanc d'énergie pendant la diffraction de l'onde Lg sur la marge continentale (à partir des données de l'expérience SISBALIG II).

Bibliographie

- Campillo, M., Feignier, B., Bouchon, M. & Béthoux, N., 1993. Attenuation of Crustal Waves Across the Alpine Range. *J. Geophys. Res.*, **98**, 1987-1996.
- Chazalon, A., Campillo, M., Gibson, R. & Carreno, E., 1993. Cristal wave prpagation anomaly across the Pyrenian Range. Comparison between observation and numerical simulation. *Geophys. J. Int.*, **115**, 829-838.
- Ruzaikin, A. I., Nersesov, T. L., Khalturin, V. I. & Molnar, P., 1977. Propagation of Lg and lateral variation in crustral structure in Asia. *J. Geophys. Res.*, **82**, 307-316.

**Partie 2: Etude de la propagation des
ondes de surface et de la structure de la
croûte au Mexique du sud.**

Chapitre 2.1 Introduction

Dans la deuxième partie de cette thèse, il s'agit d'étudier la structure de la croûte et les différents phénomènes liés à la propagation des ondes de surface dans différentes régions du Mexique.

On va utiliser ici trois séries de données. La première, formée d'enregistrements de la station large-bande du réseau GEOSCOPE installée dans la ville de Mexico, sera utilisée pour étudier la structure moyenne de la croûte dans la région entre la zone de subduction de Guerrero et la Vallée de Mexico. Ensuite, on étudiera la structure de la Chaîne Volcanique Transmexicaine à l'aide d'un réseau temporaire composé de dix stations large-bande installé dans ce but dans la région de la Vallée de Mexico pendant trois mois au printemps 1994. Finalement, on utilisera des données du réseau large-bande permanent de l'UNAM pour étudier la propagation des ondes guidées et la structure de la croûte près de la zone de subduction Centraméricaine.

On utilise une approche classique qui consiste en une mesure de la courbe de dispersion de l'onde de surface suivie par l'inversion de la courbe mesurée pour obtenir un modèle à couches planes. On va utiliser des enregistrements des ondes de surface sur des distances régionales et locales, contrairement à beaucoup d'applications où l'on étudie des ondes de surface téléseismiques.

La question se pose de la raison du choix de cette méthode qui peut paraître mal adaptée à la situation réelle. Pourquoi cherche-t-on un modèle à couches planes alors qu'on sait que cette approximation n'est en réalité pas valable? Et pourquoi n'utilise-t-on pas des méthodes tomographiques pour étudier la structure hétérogène?

Une première raison est le manque de suffisamment de données pour pouvoir faire la tomographie correctement. Une deuxième raison, peut-être plus importante, est que les méthodes tomographiques existantes marchent seulement dans des milieux avec des hétérogénéités faibles et lisses, ce qui n'est pas le cas pour l'objet qu'on est en train d'étudier, c'est à dire la croûte au Mexique. En particulier, la structure superficielle est caractérisée par de très fortes hétérogénéités latérales dues à la complexité de la tectonique régionale. Des exemples au Mexique sont la zone de subduction où le type de croûte change en quelques dizaines de kilomètres, ou la Chaîne Volcanique Transmexicaine qui a été créée pendant les deux derniers millions d'années et qui est composée de matériaux avec des propriétés mécaniques très différentes de celles des roches plus anciennes. Ces hétérogénéités fortes ne peuvent pas être étudiées par des méthodes tomographiques. Pour des longueurs d'onde comparables à la taille caractéristique des hétérogénéités, la conversion de modes devient trop importante et elle ne peut pas être prise en compte par la tomographie des ondes de surfaces. Si on utilise des longueurs d'onde plus grandes,

on obtient des résultats trop lissés pour pouvoir caractériser correctement des hétérogénéités brusques.

On a choisi le schéma de travail suivant. On commence par faire une régionalisation: en utilisant une analyse préliminaire des sismogrammes, l'information géologique et d'autres types de connaissances préexistantes, on choisit des régions qui peuvent être considérées comme approximativement homogènes. Dans une deuxième étape, on essaye de mesurer les courbes de dispersion des vitesses de groupe et de phase des ondes de surface dans ces régions considérées comme homogènes. Une chose très importante ici est de pouvoir estimer la bande de période dans laquelle la dispersion peut être mesurée et l'incertitude de la mesure. Cela nous donne une idée de l'échelle des hétérogénéités dans la région étudiée. La troisième étape consiste en l'inversion des courbes de dispersion pour obtenir un modèle à couches planes. Dans cette étape, on essaye de prendre en compte les incertitudes sur la mesure de la dispersion obtenues pendant l'étape précédente pour déterminer les incertitudes sur les paramètres du modèle. Cela va nous donner l'information nécessaire pour comprendre quels types de structure et de changement dans la structure peuvent vraiment être retrouvés avec nos données. Dans la dernière étape, on calcule des sismogrammes synthétiques pour voir si le modèle trouvé peut expliquer différentes observations comme l'amplification des ondes dans certaines régions, des anomalies de la polarisation ou des changements de forme d'onde liés à la diffraction sur des hétérogénéités.

Ainsi, on a décrit le schéma qu'on veut suivre pour étudier la structure de la croûte dans différentes régions du Mexique. Il faut souligner que, dans notre approche, un point très important est l'estimation des incertitudes sur les dispersions et les modèles obtenus, ce qui nous permet d'avoir des résultats fiables. Pour arriver à le faire, on modifie d'abord l'analyse temps-fréquence qui est utilisée pour mesurer la dispersion des vitesses de groupe et on applique la procédure de sommation logarithmique ("logarithmic stacking" en anglais) dans le domaine temps-fréquence (temps-période ou vitesse de groupe-période selon les cas). Cette méthode sera décrite dans les deux articles (chapitres 2.2 et 2.4). Pour estimer ensuite les incertitudes sur les paramètres du modèle final, on a choisi une méthode d'inversion composée de deux étapes. La première est une inversion linéarisée (Herrmann 1987) utilisée dans la plupart des investigations de la structure de la croûte avec des ondes de surface. La deuxième est une recherche aléatoire des modèles qui donnent une courbe de dispersion à l'intérieur des barres d'erreur obtenues pendant la mesure à partir des données. Cette méthode d'inversion peut être placée dans la catégorie des méthodes semi-globales et on pense que, dans le cas de grandes incertitudes sur la dispersion mesurée, elle donne un compromis satisfaisant entre le temps de calcul et la fiabilité des résultats obtenus.

Les principaux résultats obtenus sont les suivants. Dans le chapitre 2.2, il s'agit de la détermination d'un modèle moyen de croûte pour la région située entre la Vallée de Mexico et la côte de Guerrero, et de l'application du modèle obtenu pour la simulation des signaux émis par des

séismes dans la zone de subduction. Dans le chapitre 2.3, on décrit la méthode choisie pour l'inversion de la courbe de dispersion. Dans le chapitre 2.4, on étudie la structure superficielle de la Chaîne Volcanique Transmexicaine dans le but d'expliquer l'amplification régionale observée autour de la Vallée de Mexico. Ensuite, on discute des possibilités d'interprétation des anomalies de polarisation de l'onde de Rayleigh observées dans la partie sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine. Dans la dernière partie, on considère la propagation des ondes guidées près et le long de la zone de subduction Centraméricaine.

Chapitre 2.2 Structure de la croûte entre la côte de Guerrero-Michoacan et la Chaîne Volcanique Transmexicaine basée sur l'inversion de la vitesse de groupe

Article sous presse dans Geofísica International

RESUME

Une structure moyenne de la croûte a été estimée pour le trajet entre la côte de Guerrero-Michoacan près de la zone de subduction Mexicaine et la ville de Mexico. Cette structure est obtenue par inversion de données de vitesse de groupe, estimées à partir des sismogrammes large-bande enregistrés dans la Ville de Mexico pendant des séismes régionaux. Pour une meilleure définition de la courbe de dispersion et de ses incertitudes, nous avons utilisé une nouvelle technique de sommation logarithmique des diagrammes individuels de distribution de l'amplitude dans le plan période-vitesse de groupe. La structure de la croûte moyenne (de 5 à 30 km de profondeur) est bien définie mais les structures superficielles et profondes ne sont pas bien résolues à cause de la limitation de la bande de période des données utilisées. Une limite nette entre la croûte supérieure et inférieure est trouvée entre 15 et 20 km de profondeur. Des sismogrammes synthétiques calculés pour le modèle obtenu sont comparés avec les observations. La ressemblance donne une minime de la confiance dans les résultats et de la possibilité de l'utilisation de ce modèle dans la procédure d'inversion du tenseur de moment.

Crustal structure south of the Mexican volcanic belt, based on group velocity dispersion

M. Campillo,¹ S. K. Singh,² N. Shapiro,¹ J. Pacheco,² and R. B. Herrmann³

¹ *Laboratoire de Geophysique Interne et Tectonophysique Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble, France*

² *Instituto de Geofísica, UNAM, Coyoacán 04510 Mexico D.F., Mexico*

³ *Department of Earth and Atmospheric Sciences Saint Louis University, Saint Louis, USA*

SUMMARY

An average shear-wave velocity structure of the crust has been estimated for paths between the Guerrero-Michoacan coast, along the Mexican subduction zone, and Mexico City. This structure is obtained from inversion of group velocity dispersion data, estimated from broadband seismograms of regional events recorded in the city. For a better definition of the dispersion curve we have used a new stacking technique of the period-group velocity amplitude distributions of individual records. The mid-crustal structure (5 to 30 km depth) is well defined but both the shallow and the deep structures are not well resolved due to limited period range of the dispersion data. A clear boundary between the upper and lower crust is found between 15 and 20 km. Synthetic seismograms computed for the model compare well with the observed ones, giving us confidence in the results and in the possible use of this model in routine determination of moment tensor solutions. The thick low-velocity superficial layer found in the Oaxaca region is not present beneath the region studied here.

Key words: Crustal Structure, Mexican Crust, Surface-wave dispersion.

INTRODUCTION

A detailed knowledge of the velocity structure of the crust and the upper mantle in Mexico is essential (a) in understanding the tectonic evolution, (b) in estimating ground motion from future

earthquakes, and (c) in locating earthquakes and estimating their focal parameters. Since the pioneering study of Meyer *et al.* (1961) on crustal structure in the Central Mexican Plateau, seismic waves from both controlled sources (e.g., Valdés *et al.*, 1986; Nava *et al.*, 1988; Gombert *et al.*, 1988; GEOLIMEX Working Group, 1993) and earthquakes (e.g., Fix, 1975; Lomnitz, 1982; Gombert *et al.*, 1988; Gombert and Masters, 1988; Suárez *et al.*, 1992) have been used to infer crustal and upper mantle structure in different regions of Mexico. Although there is an urgent need to know both the P- and the S-wave crustal structure between the southern Pacific coast of Mexico and Mexico City, it is poorly known at present. The need arises not only from scientific interest in the geologic structure between the provinces north and south of the Mexican Volcanic Belt (MVB) but also because the earthquakes which cause damage in Mexico City originate along this part of the coast. A detailed crustal model is a basic requirement to understand the nature of the incoming wavefield to Mexico City, which is essential for the prediction of future ground motion, and for moment tensor inversion. For these reasons, in this paper we develop a flat-layer crustal model between the coast of Guerrero-Michoacan and Mexico City based on the inversion of group velocity dispersion measurements. This dispersion has been measured on broadband recordings at UNM, a station in Mexico City, from nine well located moderate coastal events (Figure 1). We compare this model with others for Mexico and discuss its implication in the interpretation of the waveforms recorded in Mexico City during the great 1985 Michoacan earthquake ($M_w = 8$).

DATA

Since April, 1991 a broadband GEOSCOPE station has been operating in the Universidad Nacional Autónoma de Mexico (UNAM) campus. The characteristics of GEOSCOPE stations are given by Romanowicz *et al.* (1991). This station records almost all moderate and large earthquakes which occur in Mexico. Unfortunately, locations and origin times are poorly known for most of these events. We selected those events which could be well located, having been recorded locally on the accelerograph and/or the seismic array, presently in operation along the coast of Guerrero and Michoacán (Anderson *et al.*, 1994; Suárez *et al.*, 1986). Figure 1 shows the epicentral locations of these events (listed in Table 1). As an example of the data, Figure 2 presents seismograms of event 9 (Table 1) recorded at UNM.

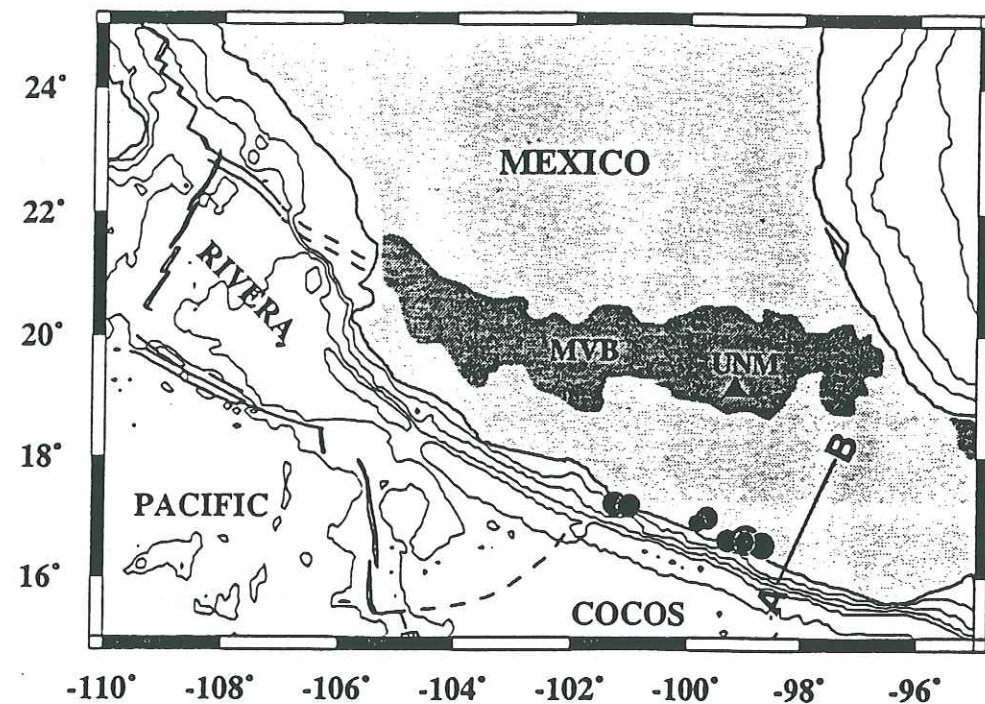


Figure 1. Location map of the region of interest. The earthquakes are shown by solid circles. Seismograms analyzed are from UNM, a broadband station located in the Mexican Volcanic Belt (MVB). Line AB denotes Oaxaca refraction profile. Velocity structure of Central Mexican Plateau which lies north of MVB (not shown in the figure), is known from refraction and phase velocity measurements.

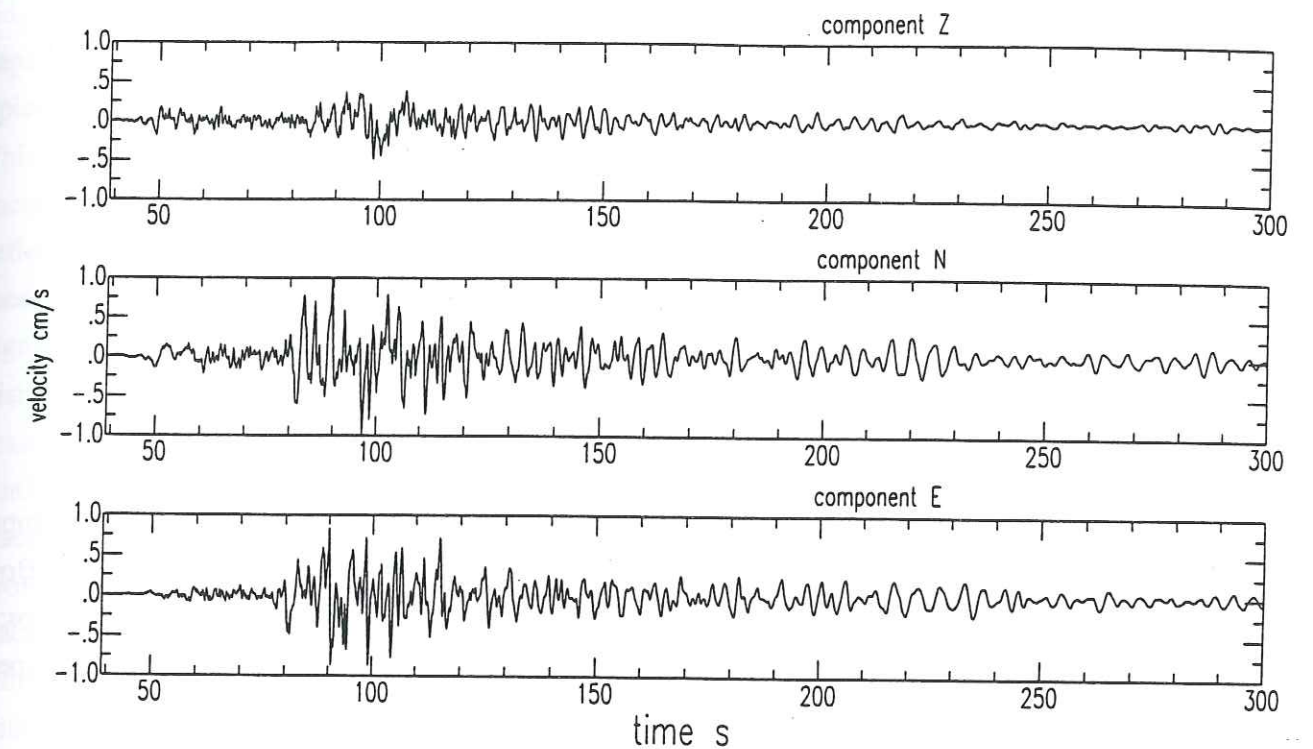


Figure 2. Broadband seismograms of event 9 (Table 1).

Table 1. Earthquakes used in this Study

Event No	Date YMD	Distance to UNM	Latitude (°N)	Longitude (°W)	Depth (km)	M
1	910421	301.4	16.61	98.98	16.0	4.2
2	910528	275.1	16.92	99.82	27.2	3.6
3	920109	262.3	17.00	99.65	30.2	4.7
4	920331	321.6	17.22	101.27	11.0	5.1
5	921224	299.8	16.62	99.29	18.4	4.8
6	930331	254.6	17.19	101.01	6.0	4.8
7	930515	312.7	16.55	98.68	15.6	5.6
8	930515	312.7	16.55	98.68	15.6	5.9
9	931024	299.3	16.63	98.97	34.6	6.5

ANALYSIS

The group velocity dispersion of the fundamental mode of the Rayleigh wave was computed using a frequency-time analysis (see e.g., Dziewonski et al, 1969; Herrmann, 1973; Keilis-Borok, 1989). The frequency-time analysis of one individual record consists of the following steps: (a) computation of the Fourier transform of the input signal, (b) multiplication of the complex spectra by a Gaussian filter:

$$H(\omega) = e^{-((\omega - \omega_0)/a\omega_0)^2} \quad (1)$$

where ω_0 is a central frequency of the filter and a is the relative bandwidth ($a = 0.5$ was used), and (c) computation of the inverse Fourier transform of the filtered spectra. This results in a frequency-time dependent function $S(\omega_0, t)$. For a single mode the amplitude of this function at a fixed frequency, $A_s(\omega_0, t)$, is, approximately, a Gaussian function of time with the maximum at group time $\tau(\omega_0)$. It is more convenient to use the period-group velocity representation which is obtained through a simple coordinate transformation:

$$T = 1/\omega_0 \quad (2)$$

$$u = r/t \quad (3)$$

where T is a period, u is the group velocity at that period, and r is the event-station distance. The dispersion of group time $\tau(T)$ is related to the dispersion of the group velocity $U(T)$ through the relation:

$$U(T) = r/\tau(T) \quad (4)$$

The isoline map of the function $A_s(T, U)$ in the period-group velocity plane gives a convenient graphical representation of the signal. The location of the maximum of amplitude at each period helps to define the dispersion curve. In principle, it is possible to separate several modes if the ridges associated with each mode in the frequency-time representation of amplitude are sufficiently separated. For events occurring along the Mexican subduction zone and recorded at UNM, the small epicentral distance may result in large variation of the measured velocities for the different events. This variation is caused by the local changes of the geological structure, and the uncertainties in location and origin times. The heterogeneities of the crust result in diffraction effects (multipathing, reflection, etc.) that make the identification of modes difficult. This deterioration in the measurement is especially important at short periods where higher modes also contribute significantly in the same group velocity window. Figure 3 shows an example of the amplitude distribution in the period-group velocity plane of the vertical component for event 9. For the reasons mentioned above and seen in this Figure, the dispersion curve is difficult to define with confidence. In order to improve the definition of the dispersion curve, we experimented with a stacking procedure which accumulates the information provided by all the available events and to provide a mean dispersion curve for the region of interest. To accomplish this, we use logarithmic stacking in the period-group velocity domain. As input information for stacking we have n individual period-group velocity dependent amplitude function corresponding to n different events with different epicentral distances r_i . The mean period-group velocity diagram, $A_s(T, u)$, is the product of the individual ones:

$$A_s(T, u) = N_1(T, u) \cdot N_2(T, u) \cdot \dots \cdot N_n(T, u) \quad (5)$$

where $N_i(T, u)$ is the normalized amplitude diagram for event i . Let $U_i(T)$, $\tau_i(T)$ be the dispersions of group velocity and group time for event i , respectively. At a given period T , an individual envelope for a single mode is approximately a Gaussian function of time:

$$N_i(T, t) = e^{-[(a/T)(t - \tau_i(T))]^2} \quad (6)$$

Using equations (2), (3), and (4) in the vicinity of the dispersion curve ($U_i \sim u$), we obtain:

$$N_i(T, u) = e^{-[(a\tau_i(T)U_i(T))(u - U_i(T))]^2} \quad (7)$$

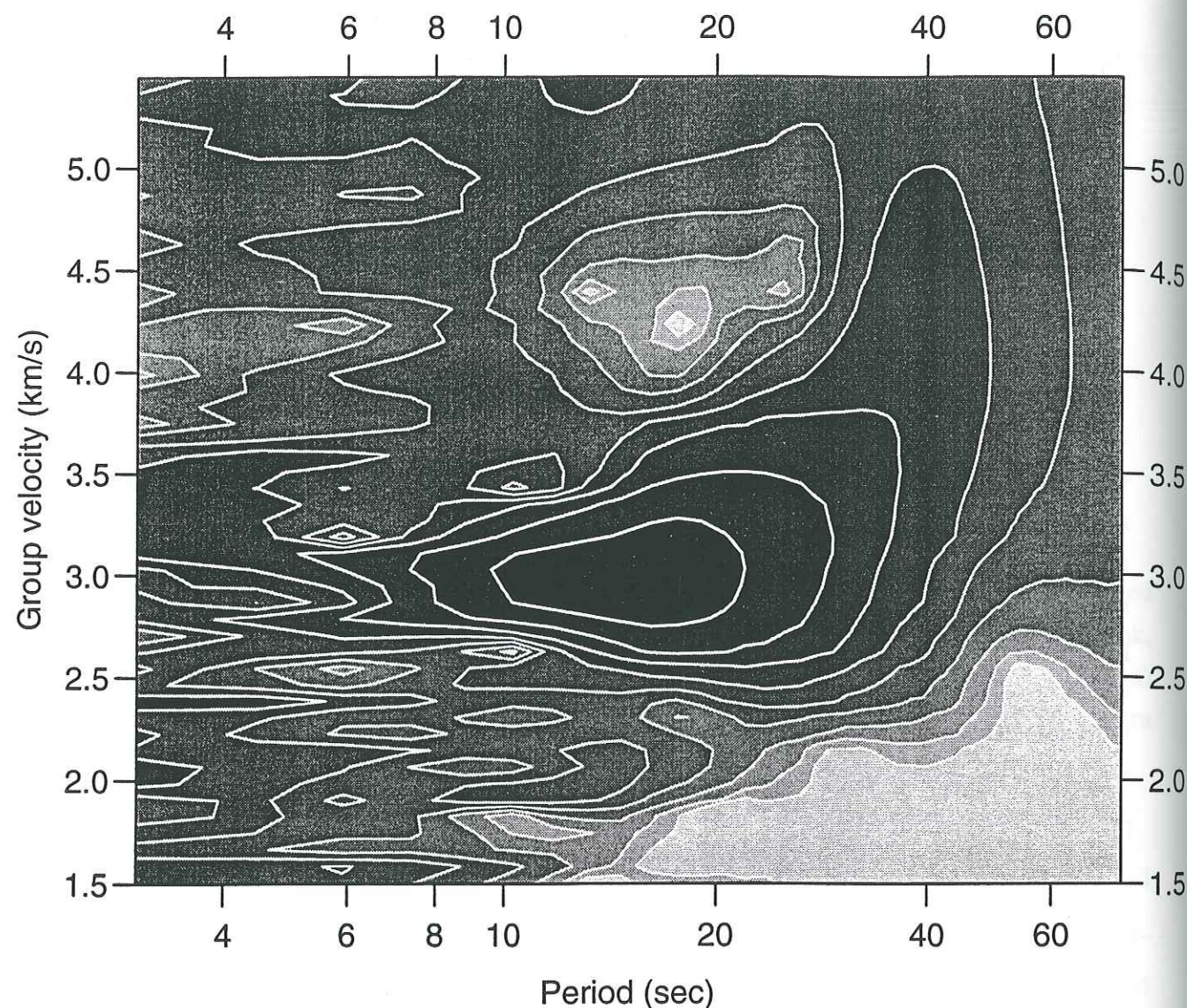


Figure 3. Period-group velocity diagram for the vertical record of event 9. The isolines correspond to the values: 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.09, 0.15, 0.25, 0.42, 0.71.

Let us assume that the epicentral distances are the same for all the events (it is approximately true for the events considered). If the dispersion $U(T)$ is the same for all records then the resulting envelope has a unit maximum value and a bandwidth equal to $U^2(T)T/(ar n^{0.5})$. For different dispersions $U_i(T)$, the maximum amplitude of the resulting envelope is smaller than 1. Let us consider the dispersions, $U_i(T)$, distributed around a mean value $U_o(T)$:

$$U_i(T) = U_o(T) + \delta_i(T) \quad (8)$$

where $\delta_i(T)$ is the group velocity deviation for each record, caused by both local structure heterogeneity and uncertainties in the event location. In this case the mean envelope will have maximum at velocity $U_o(T)$ with the amplitude equal to

$$\text{Max}(A_s(T, u)) = e^{-[(ar/(TU_o^2(T)))^2 \sum_i \delta_i^2(T)]} \quad (9)$$

The amplitude of the mean envelope at a given period depends on the variance of group velocities and its width is proportional to the inverse of the number of records n . Therefore, the resulting period-time envelope has a strong amplitude in the narrow region where we have arrivals with similar dispersion. The maximum value of this envelope can be used to evaluate the variance of group velocity using equation (9).

The result of period-group velocity stacking of vertical components of all 9 events is shown in Figure 4. It corresponds to the fundamental mode of the Rayleigh wave and has significant amplitudes in the period range of 6.5 to 50 sec. Figure 5 shows the final estimation of the group velocity dispersion. The shaded area has the half-width of the standard deviation calculated with equation (9).

CRUSTAL STRUCTURE

The measured group velocity curves were inverted to infer the vertical distribution of shear-wave velocity. The inversion consisted of two steps. First, we performed the gradient inversion of the average dispersion curve using a set of programs by Herrmann (1987). The starting model used in this inversion was the one proposed by Campillo *et al.* (1989), which is based on results of a refraction study in Oaxaca (Valdés *et al.*, 1986). In the second step, we estimated the uncertainty of the model using a linearized inversion. Towards this goal, we generated a set of random models. To be consistent with the results of Valdés *et al.* (1986) we assumed that each model consists of five layers. The velocity in each layer is taken as constant. We began with the model obtained from the gradient inversion. For each layer we allowed random changes in the shear-wave velocity and the depth of ± 0.5 km/sec and ± 1.0 km, respectively, while keeping the Poisson ratio and the density constant. For each model we calculated the dispersion curve of the group velocity of the

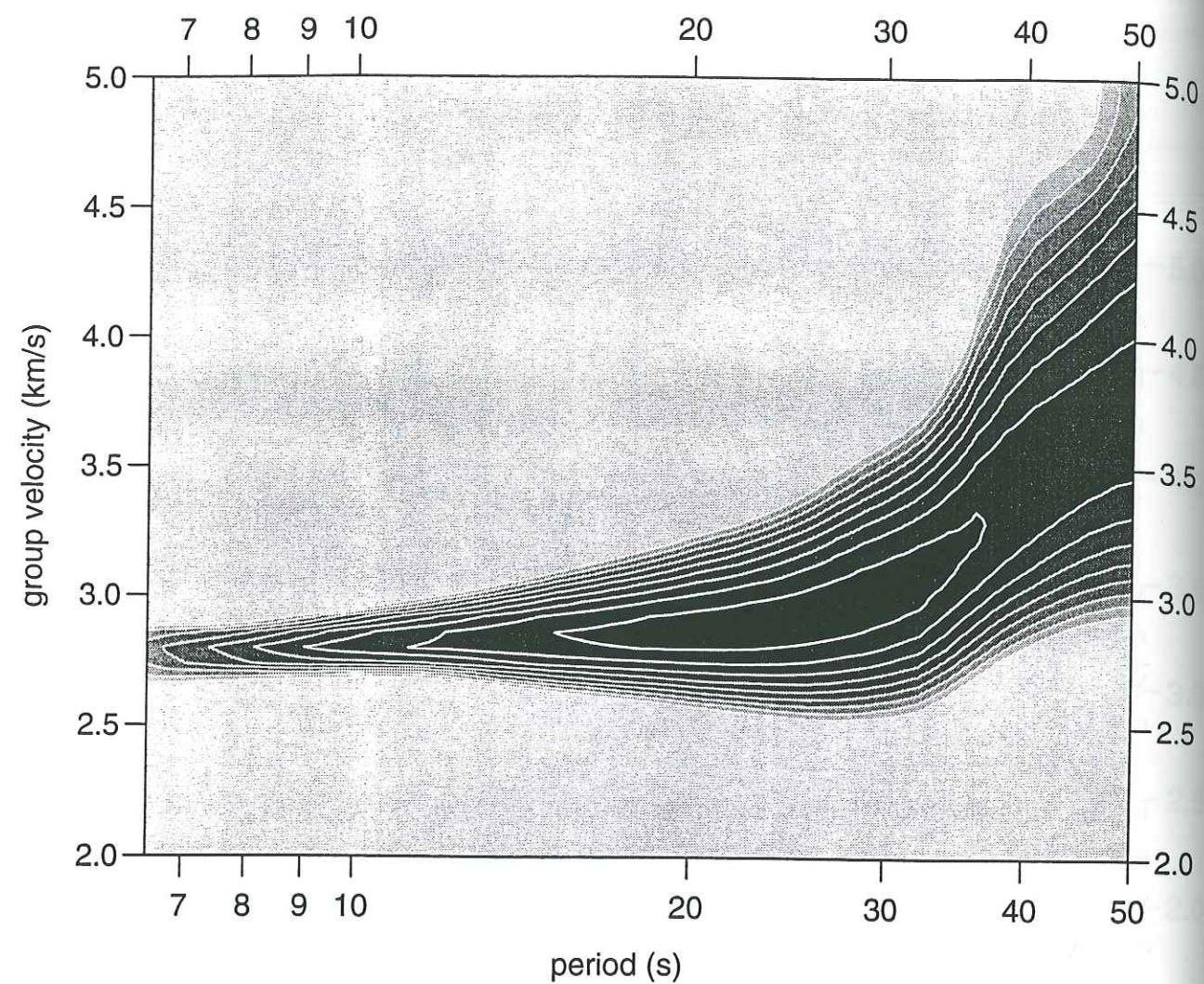


Figure 4. Period-group velocity diagram obtained after logarithmic stacking of the 9 events for the vertical and radial components (Rayleigh wave). The isolines correspond to the values: 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.09, 0.15, 0.25, 0.42, 0.71.

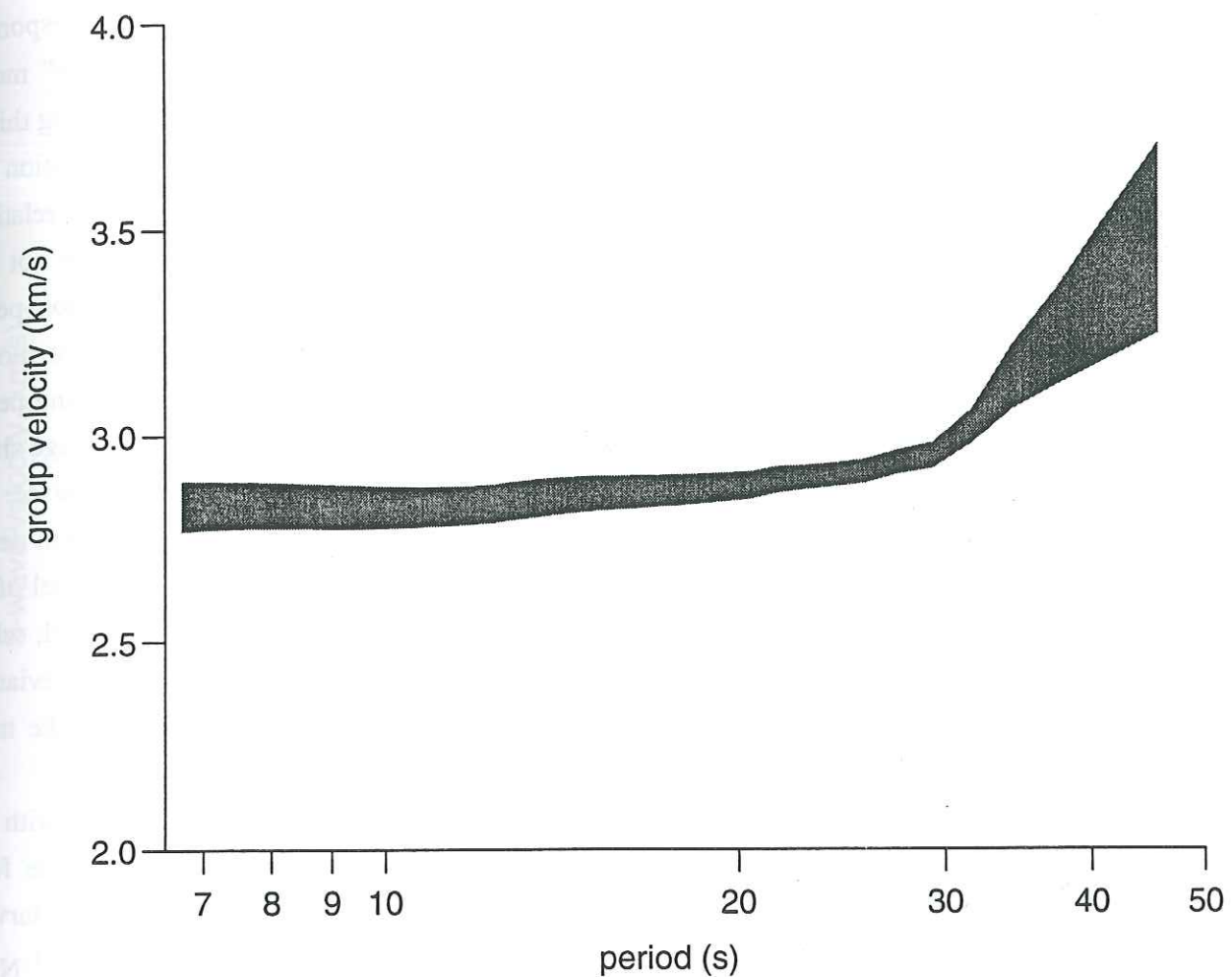


Figure 5. Rayleigh wave-group velocity dispersion curve obtained from the stacking. The shaded area at a given period represents the standard deviation.

fundamental mode of the Rayleigh wave using the subroutines of Herrmann (1987). If the curve fell in the shaded area determined from the stacking procedure in Figure 5, the corresponding model was kept. We tested 60,000 models and found a set of about 1000 "acceptable" models (those that approximate the observed dispersion curve within the standard deviation). Using this set we computed the mean value and the standard deviation of the shear-wave velocity distribution with depth. The result, illustrated by the shaded area in Figure 6, shows that the velocity is relatively well defined in the middle crust (5 to 30 km) but both shallow and deep structures are not well resolved. This is due to limited period range of the available dispersion data. The short-period information is absent because of the shallow heterogeneities and interference of different modes. On the other hand, the event-station distances are too short to observe well-dispersed long-period surface waves. The inversion shows the existence of a low-velocity upper crust with average shear-wave velocity of about 3.3 km/sec and a lower crust with an average velocity of 3.75 km/sec. The boundary between the upper and lower crust is well defined and lies between 15 and 20 km depth. Finally, based on the inverted velocity distribution, we propose an average four-layer model of the crust between the Guerrero subduction zone and Mexico City. Figure 6 shows this model, which is one of the many that approximates the observed dispersion curve, within one standard deviation. Between the depth range of 5 to 30 km, the best resolved range, this model is close to the mean value for all the acceptable models.

In Figure 7, we compare the observed vertical seismogram of event 9 (Table 1) with the synthetic seismograms computed for the inferred crustal structure shown in Figure 6. The focal mechanism used in the computation (strike = 276° , dip = 17° , rake = 67°) is taken from Harvard Centroid Moment Tensor (CMT) solution catalog. The value of the moment is 1.0×10^{19} N-m. Both the observed and synthetic seismograms have been low-pass filtered at 0.1 Hz. This cutoff frequency removes the higher modes (Herrmann and Kijko, 1983) whose amplitudes are strongly dependent on the spectral characteristics of the source. The depths of the source used in the computations are 10, 20, 30, and 40 km. The best fit between the synthetic and observed seismograms is obtained for a depth of 30 km which is close to the depth 35 km determined by the local data (Table 1). The overall agreement between the observed and synthetic seismograms gives confidence in the average crustal model and suggests that it could be used in rapid inversion of moment tensor of coastal earthquakes.

COMPARISON WITH OTHER CRUSTAL MODELS

In Figure 8, the crustal model inferred in this paper is compared with some others reported for Mexico. These include: (1) Central Mexican Plateau (CMP) model of Gombert *et al.* (1988), (2) Oaxaca crustal model of Valdés *et al.* (1986), and (3) the model used by Campillo *et al.* (1989) to

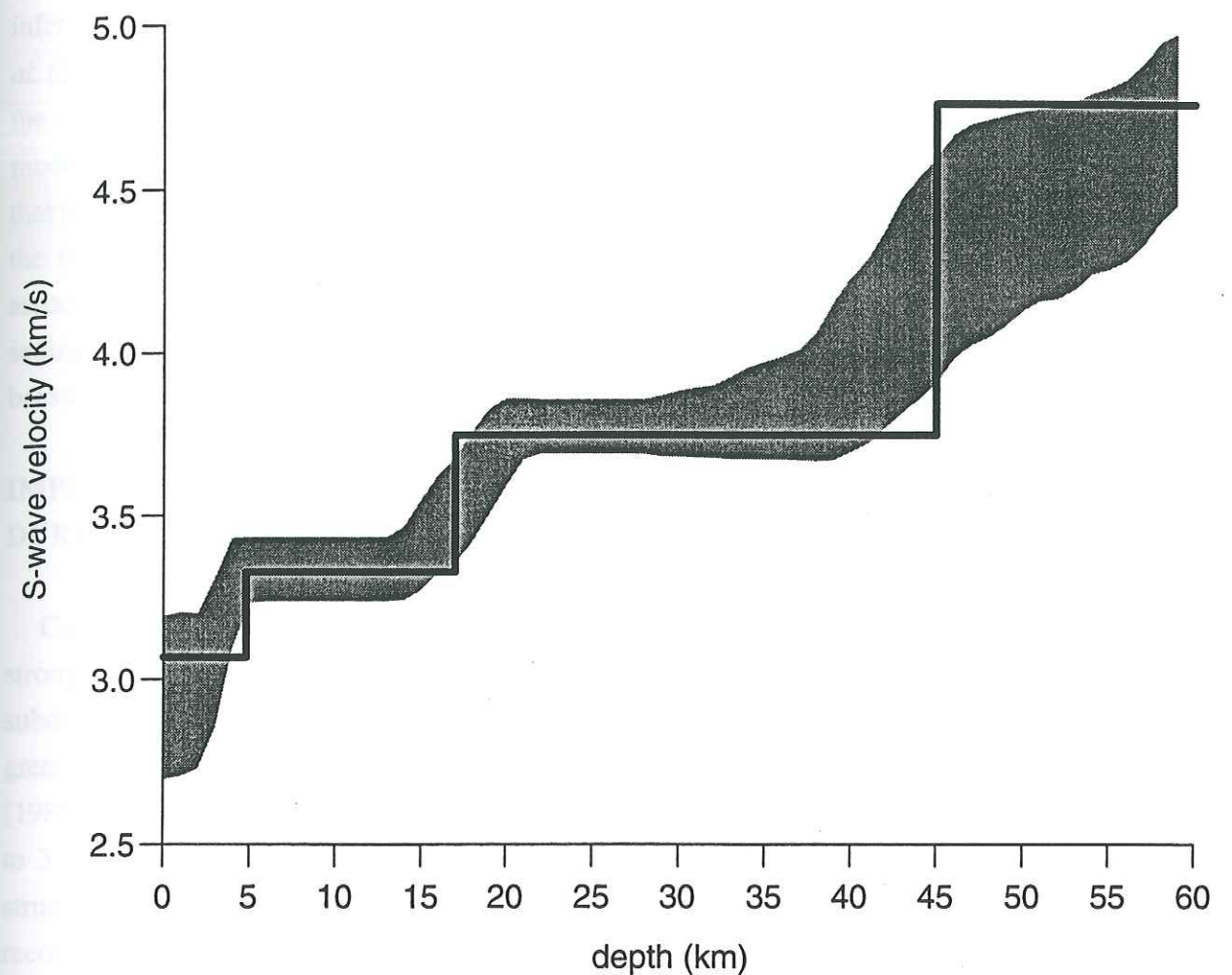


Figure 6. Shear-wave velocity structure corresponding to the dispersion curve in Figure 5. The shaded area indicates the uncertainty in the result of our inversion. The solid line shows an average four-layer crustal model between Guerrero-Michocan coast and Mexico City.

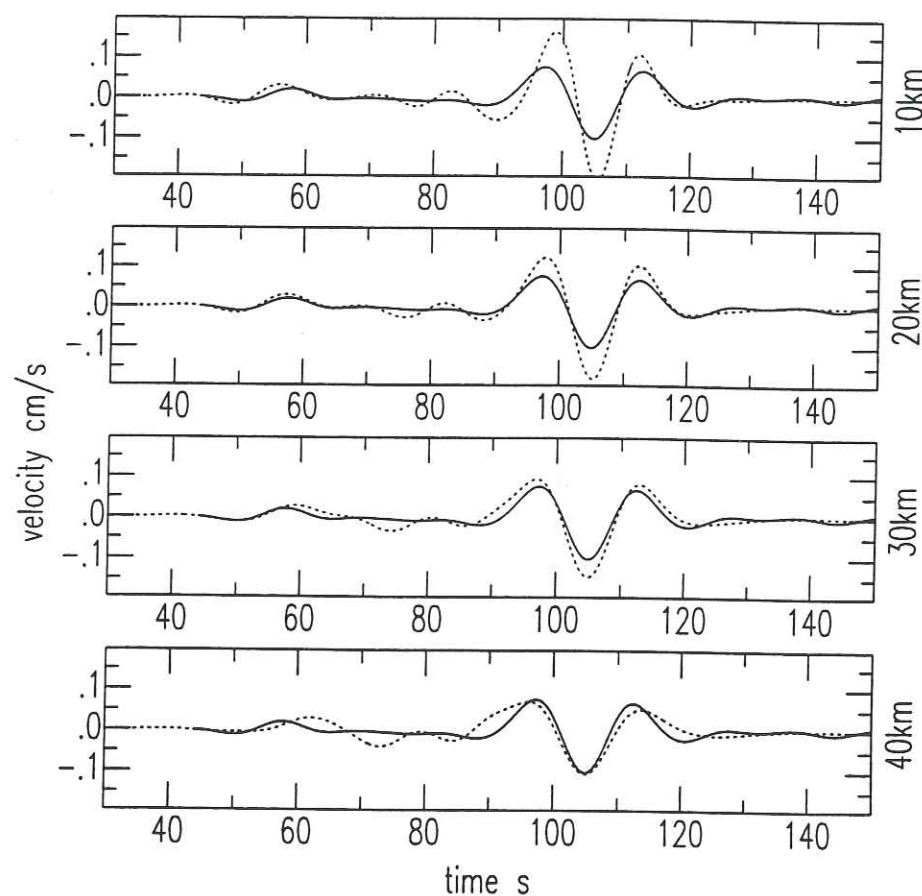


Figure 7. Low-pass filtered (at 0.1 Hz) observed (continuous line) and synthetic (dashed line) vertical seismograms for event 9. Synthetics are shown for depths of 10, 20, 30, and 40 km.

explain the waveforms recorded in Mexico City during the 1985 Michoacan earthquake. The crustal shear-wave velocity of the CMP model is slightly slower at the top of the lower crust than the one inferred in this paper. The depths of the Moho and the top of the lower crust, deduced by Valdés *et al.* (1986) from the seismic refraction experiment in Oaxaca (Figure 1) are in good agreement with the dispersion curve and the crustal model found in our study. The basic difference between the model we propose, for the region between the coast of Guerrero-Michoacan and Mexico City, and that reported for the Oaxaca region lies in the upper 5 km; in this layer the shear-wave velocity in the former region is much faster than the later region. Figure 9 shows the dispersion curves associated with the crustal models given in Figure 8. The model obtained in Oaxaca with a thick sedimentary layer, produces a group velocity curve (denoted by (d) in the figure) which is clearly below our measurements given their probable uncertainties for periods lower than 20 s.

IMPLICATIONS FOR GROUND MOTIONS IN THE VALLEY OF MEXICO DURING THE MICHOACAN EARTHQUAKE OF 1985

Campillo *et al.* (1989) were the first to recognize the importance of regional crustal structure on strong-ground motions observed in the Valley of Mexico, produced by earthquakes along the subduction zone. They tried to interpret the large displacements recorded in the valley during the great Michoacan Earthquake assuming the crustal model for Oaxaca reported by Valdés *et al.* (1986). However, the displacement records at hill-zone sites in the valley showed arrival times of 2 to 3 s-period Lg and 10 s-period Rayleigh waves which were incompatible with this crustal structure, given the characteristics of the earthquake source-time history revealed by teleseismic records. These records show a strong emission in the period range of 2 to 4 s which starts about 8 s after the beginning of the rupture process (Singh *et al.*, 1990). As the propagation velocity of Lg and Rayleigh waves for the Oaxaca model do not agree with the waves observed in the Valley of Mexico, Campillo *et al.* (1989) modified this model by removing the low velocity layer of about 5 km thickness. This modified crustal model along with the source function deduced from the teleseismic records gave rise to synthetics which were very consistent with observations in the hill-zone of the Valley of Mexico. As shown above, this modified crustal model is also very close to the one determined in this study using independent data. Consequently the present study confirms that the large 3 s ripples observed on hill-zone records of the valley during the 1985 earthquake are Lg waves. Since Lg is a guided wave with geometrical spreading weaker than body waves (and consequently, a slower decay with distance, see Campillo, 1990, for a review of the characteristics of Lg waves), Lg is a very efficient mode of short-period wave propagation. It is worth noting that the natural period of the lake-bed sites in the Valley of Mexico, at which the ground motion suffers great amplification during earthquakes, coincides with these 3 s incident Lg waves. This

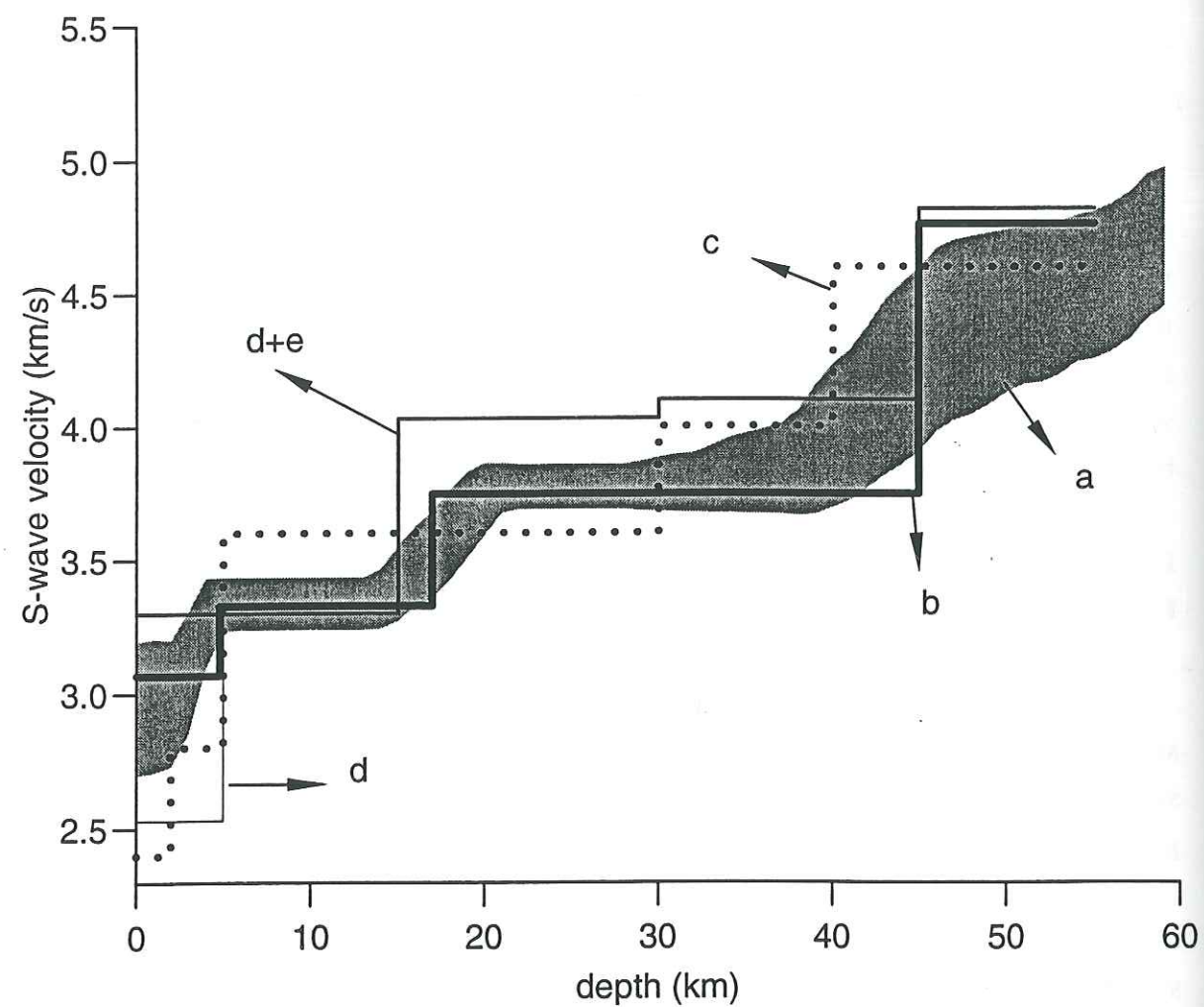


Figure 8. Comparison of some shear-wave crustal structures in Mexico. a: From inversion of stacked data (this paper). b: The average four-layer model proposed in this paper. c: Inversion of phase velocities, Central Mexican Plateau (Gomberg *et al.*, 1988). d: Shear-wave velocity structure from a seismic refraction experiment in Oaxaca (Valdés *et al.*, 1986), assuming a Poisson solid. e: Same structure as d but without low-velocity shallow layer (Campillo *et al.*, 1989).

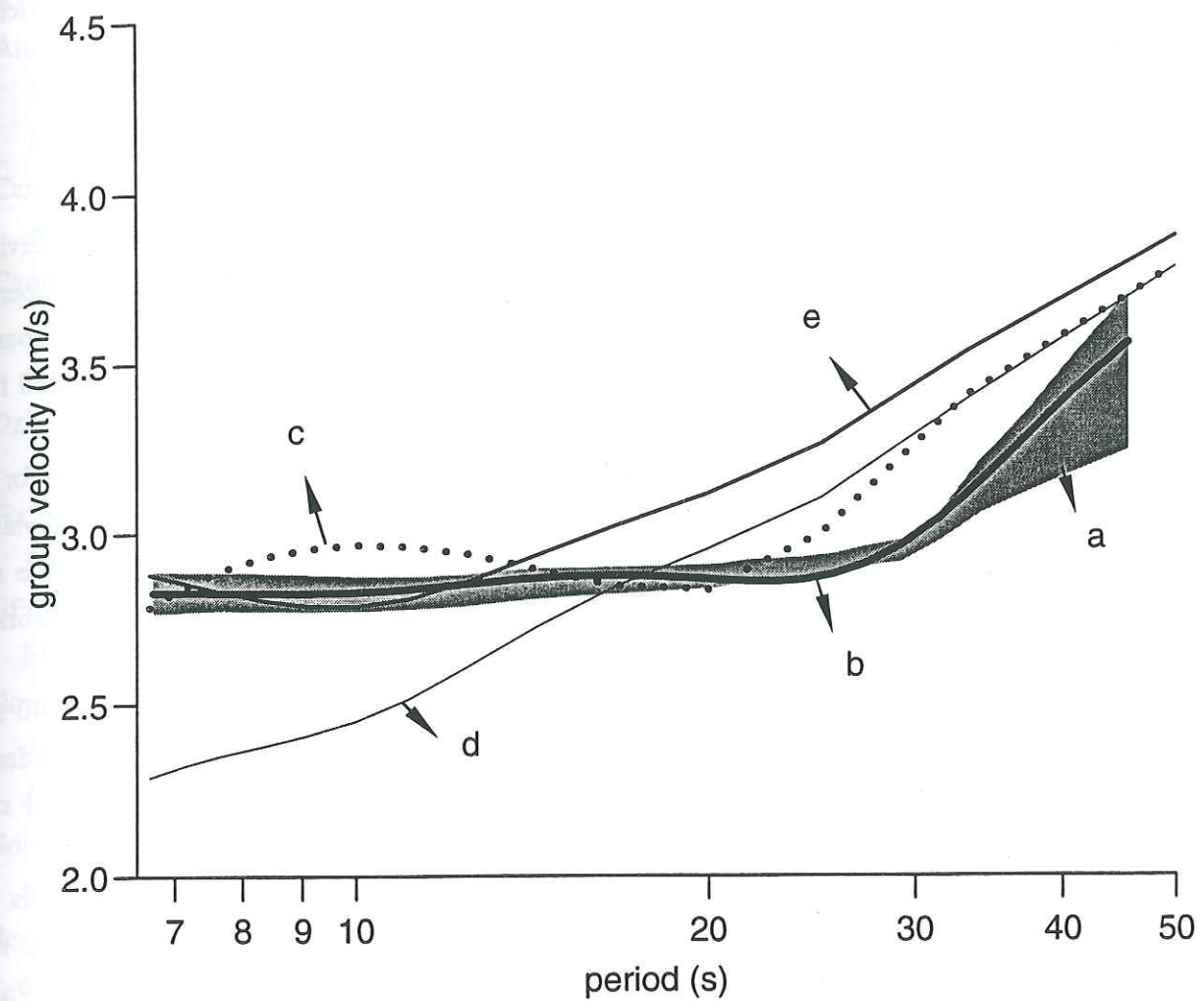


Figure 9. Group velocity dispersion curves corresponding to the crustal models (a) to (e) of Figure 8.

demonstrates the importance of the knowledge of the crustal structure in proper assessment of seismic hazard.

CONCLUSIONS

Using a new stacking technique for the period-group velocity amplitude distribution of individual records of regional events recorded on a broadband seismograph in Mexico City, a mean dispersion curve for the fundamental Rayleigh mode has been constructed for the region between the coast of Guerrero-Michoacan and Mexico City. The average shear-wave velocity of the crust, deduced from this dispersion curve, has the following salient features:

(1) It lacks the thick low-velocity superficial layer reported by Valdés *et al.* (1986) for the Oaxaca region. Our result is in accordance with (a) previous inference based on the analysis of strong motion data recorded in Mexico City during 1985 Michoacan earthquake, and (b) the new Oaxaca model obtained from the seismic refraction traverse reported by the Geolimax Working Group (1993).

(2) The crustal structure is appropriate for modelling of longer-period (from about 8 to 40 sec) seismic waves from earthquakes occurring along the Guerrero-Michoacan coast and recorded at inland stations towards and up to Mexico City and, hence, for the moment tensor inversion of such events.

The dispersion curve and inverted crustal model obtained in this paper provide a basis for comparison with those that might be obtained across the Mexican Volcanic Belt (MVB). This may help to explain the cause of reported regional seismic-wave amplification in and around the Valley of Mexico (*e.g.*, Ordaz and Singh, 1992; Singh *et al.*, 1995).

Clearly we need to map the crustal structure of many more tectonic regions of Mexico. The continuing installation of broadband seismographs in south-central Mexico should provide the needed data for such mapping in the near future.

ACKNOWLEDGEMENTS

The broadband seismograph at UNAM is part of GEOSCOPE (France) network and was funded by DDF. We thank A. Cardenas for his help in maintaining the station. The manuscript was revised by Joan Gomberg. This research was supported by the European Union (grants CI1-CT92-0036 and CI*-CT92-0025) and DGAPA, UNAM (project IN106691).

REFERENCES

- Anderson, J.G., J. Brune, J. Prince, Roberto Quaas, S. K. Singh, David Almora, Paul Bodin, Mario Oñate, Ricardo Vásquez and Juan Manuel Velasco. The Guerrero Accelerograph Network, *Geofísica Internacional* 33, 341-371.
- Campillo, M., 1990. Propagation and attenuation characteristics of the crustal phase Lg, *Pure and Appl. Geophys.*, 132, 1-19.
- Campillo, M., J.C. Gariel, K. Aki and F.J. Sanchez-Sesma, 1989. Destructive strong ground motion in Mexico City: Source, site and path effects during the great 1985 Michoacan earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* 79, 1718-1735.
- Dziewonsky, A.S., S. Bloch, and N. Landisman, 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals, *Bull. Seism. Soc. Am.* 59, 427-444.
- Fix, J.E., 1975. The crust and upper mantle of central Mexico, *Geophys. J. R. astr. Soc.* 43, 453-500.
- GEOLIMEX Working Group, 1993. Reflections from the subducting plate? First results of a Mexican traverse, *Zbl. Geol. Palaont. Teil I*, 541-553.
- Gomberg, J.S. and T.G. Masters, 1988. Waveform modelling using locked mode synthetic and differential seismograms: application to determination of the structure of Mexico, *Geophysical J. Int.* 94, 193-218.
- Gomberg, J.S., K.F. Priestley, T.G. Masters and J.N. Brune, 1988. The structure of the crust and upper mantle of northern Mexico. *Geophysical J. Int.* 94, 1-20.
- Herrmann, R.B., 1973. Some aspects of band-pass filtering of surface waves, *Bull. Seism. Soc.* 63, 663-671.
- Herrmann, R.B., 1987. Computer Programs in Seismology, Volume IV: Surface Waves, Saint Louis University, Missouri.
- Herrmann, R.B. and A. Kijko, 1983. Modeling some empirical vertical component Lg relations, *Bull. Seism. Soc. Am.* 73, 157-171.
- Keilis-Borok, V.I., 1989. Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous earth, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Lomnitz, C., 1982. Direct evidence of a subducted plate under southern Mexico, *Nature* 296, 235-238.
- Meyer, R.P., J.S. Steinhart, and G.P. Woollard, 1961. Central Plateau, Mexico, 1957, in *Explosion Studies of Continental Structure: Carnegie Institute of Washington Publication* 622, pp. 199-225, eds J.S. Steinhart and R.P. Meyer, Washington, D.C.
- Nava, F.A. *et al.*, 1988. Structure of the Middle America trench in Oaxaca, Mexico, *Tectonophysics* 154, 241-255.

- Ordaz, M. and S.K. Singh, 1992. Source spectra and spectral attenuation of seismic waves from Mexican earthquakes, and evidence of amplification in the hill zone of Mexico City, *Bull. Seism. Soc. Am.* **82**, 24-43.
- Romanowicz, B. et al., 1991. The Geoscope program: present status and perspectives, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 243-264.
- Singh, S.K., A. Mori, E. Mena, F. Kruger, and R. Kind, 1990. Evidence for anomalous body-wave radiation between 0.3 and 0.7 Hz from the 1985 September 19 Michoacan, Mexico earthquake, *Geophys. J. Int.* **101**, 37-48.
- Singh, S.K., R. Quaas, M. Ordaz, F. Mooser, D. Almora, M. Torres, and R. Vasquez, 1995. Is there truly a "hard" rock in the Valley of Mexico? *Geophys. Res. Lett.* **22**, 481-484.
- Suárez, G., T. Monfret, G. Wittlinger, and C. David, 1986. The geometry of subduction and depth of the seismogenic zone in the Guerrero gap, Mexico, *Nature* **345**, 336-338.
- Suárez, G., J.P. Ligorria, and L. Ponce, 1992. Preliminary crustal structure of the coast of Guerrero, Mexico, using the minimum, apparent velocity of refracted waves, *Geofis. Intern.* **31**, 247-252.
- Valdés, C.M., W.D. Mooney, S.K. Singh, R.P. Meyer, C. Lomnitz, J.H. Luetgert, B.T. Helsley, B.T.R. Lewis and M. Mena, 1986. Crustal structure of Oaxaca, Mexico from seismic refraction measurements, *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 547-564.

Chapitre 2.3 Méthode d'inversion de la courbe de dispersion

Dans ce chapitre nous allons discuter plus en détail de la procédure d'inversion de la courbe de dispersion. Nous avons déjà dit que l'un des objectifs principaux pour nous est de bien estimer l'incertitude sur le modèle obtenu pendant l'inversion. Pour faire cela, nous avons d'abord estimé les erreurs sur la mesure de la dispersion. Maintenant on cherche une méthode d'inversion qui permettra de convertir ces erreurs sur les vitesses en erreurs sur les paramètres du modèle.

On peut formuler le problème de la façon suivante. On a des valeurs de la dispersion de la vitesse de groupe ou de la vitesse de phase d_i , $i = 1, N$ et des erreurs de la mesure de ces vitesses σd_i . N est le nombre de valeurs de vitesse mesurées. On cherche un modèle à couches planes avec des paramètres élastiques dans les couches m_j , $j = 1, M$ et on veut aussi estimer des erreurs sur ces paramètres σm_j . M est le nombre total de paramètres du modèle. En général les paramètres sont, pour chaque couche, les valeurs, des vitesses d'onde P et d'onde S, de la densité et la profondeur.

Le problème direct - calcul d'une courbe de dispersion et des fonctions propres pour un modèle donné - a une solution numérique très efficace avec des méthodes de Thompson-Haskell. La relation des vitesses de groupe et de phase avec les paramètres du modèle est non-linéaire. Mais après avoir trouvé une courbe de dispersion et des fonctions propres on peut exprimer d'une façon simple les dérivées partielles de la vitesse par rapport aux paramètres du modèles (Levshin et al. 1989):

$$\frac{\partial d_i}{\partial m_j} \quad (1)$$

Cette situation donne la possibilité de résoudre le problème inverse par des méthodes itératives linéarisées. La version la plus utilisée de ce genre de méthodes est employée dans les logiciels standards comme celui de Herrmann (1987).

Des incertitudes sur les paramètres du modèle peuvent être estimées à partir des éléments diagonaux de l'opérateur de covariance à posteriori (Tarantola 1987). Dans le cas quand on ne dispose pas de l'information à priori:

$$C_M = (G^T C_D^{-1} G)^{-1} \quad (2)$$

où G est une matrice de taille $M \times N$ composée des dérivées partielles (1), C_M est une matrice de taille $M \times M$ et C_D est une matrice diagonale de taille $N \times N$:

$$(C_D)^{i,j} = (\sigma d_i)^2 \delta^{i,j} \quad (3)$$

et les incertitudes sur les paramètres du modèle sont obtenues par :

$$\sigma m_j = \sqrt{(C_M)^{j,j}} \quad (4)$$

Cette méthode d'estimation des erreurs est basée sur les propriétés locales du problème direct à proximité d'un modèle choisi. Mais, dans le cas de grandes erreurs sur la courbe de dispersion mesurée, on peut avoir plusieurs modèles qui donnent des courbes théoriques à l'intérieur des barres d'erreur. Et les dérivées partielles peuvent varier beaucoup ainsi que l'estimation des incertitudes sur le modèle. Pour illustrer cela, nous avons choisi deux modèles qui donnent des courbes de dispersion qui vérifient des données obtenues dans le chapitre précédent à peu près avec la même précision. Pour chacun de deux modèles nous avons estimé des incertitudes avec la formule (4). Les courbes de dispersion pour chaque modèle sont montrées sur la Figure 1 et les valeurs des vitesses d'onde S et leurs incertitudes sont montrées sur les Figures 2 et 3. On voit bien que l'estimation de l'erreur sur les profondeurs inférieures à 15 km varie beaucoup. Par conséquent, on ne sait pas laquelle des deux estimations d'incertitude est correcte. C'est pourquoi on a préféré choisir une autre méthode pour l'inversion de la dispersion.

Une façon idéale pour estimer l'incertitude serait de vérifier tous les modèles possibles et choisir ceux qui donnent une courbe de dispersion à l'intérieur des barres d'erreur. Autrement dit, il s'agit d'une méthode d'inversion globale. Mais une exploration totale de l'espace des paramètres du modèle est impossible à cause de problèmes de temps de calcul. Même si le calcul d'une courbe de dispersion prend très peu de temps, le nombre total de modèles est énorme. Dans ce cas, on utilise des méthodes de Monte-Carlo dans lesquelles on choisit les modèles d'une façon aléatoire. On peut diviser les méthodes de Monte-Carlo en deux groupes : les méthodes globales et les méthodes semi-globales. Dans le premier cas, on donne la même probabilité pour le tirage aléatoire des modèles pour tous les points dans l'espace des paramètres. Dans notre cas, cette approche devient aussi trop coûteuse au niveau du temps de calcul. Pour cette raison, on a choisi d'utiliser un schéma semi-global d'inversion. Dans ce cas, la distribution de la probabilité dans l'espace des paramètres du modèle dépend de l'information obtenue avec des modèles déjà testés. Deux méthodes les plus connues de ce type sont l'inversion génétique et le recuit simulé. Des algorithmes

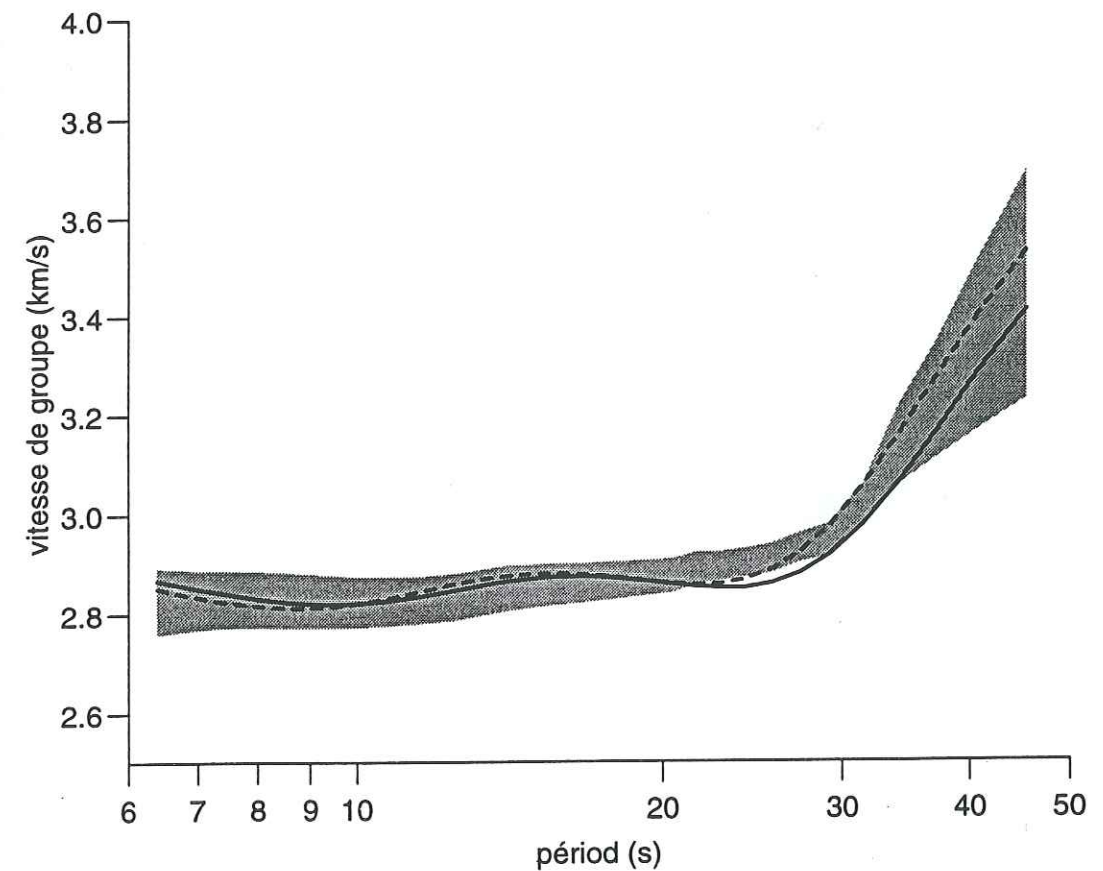


Figure 1. Courbes de dispersion. Le domaine gris est la courbe mesurée pour la région entre la côte de Guerrero et la vallée de Mexico dans le chapitre 2.2. Les lignes continue et en pointillés sont les deux courbes théoriques pour les deux modèles.

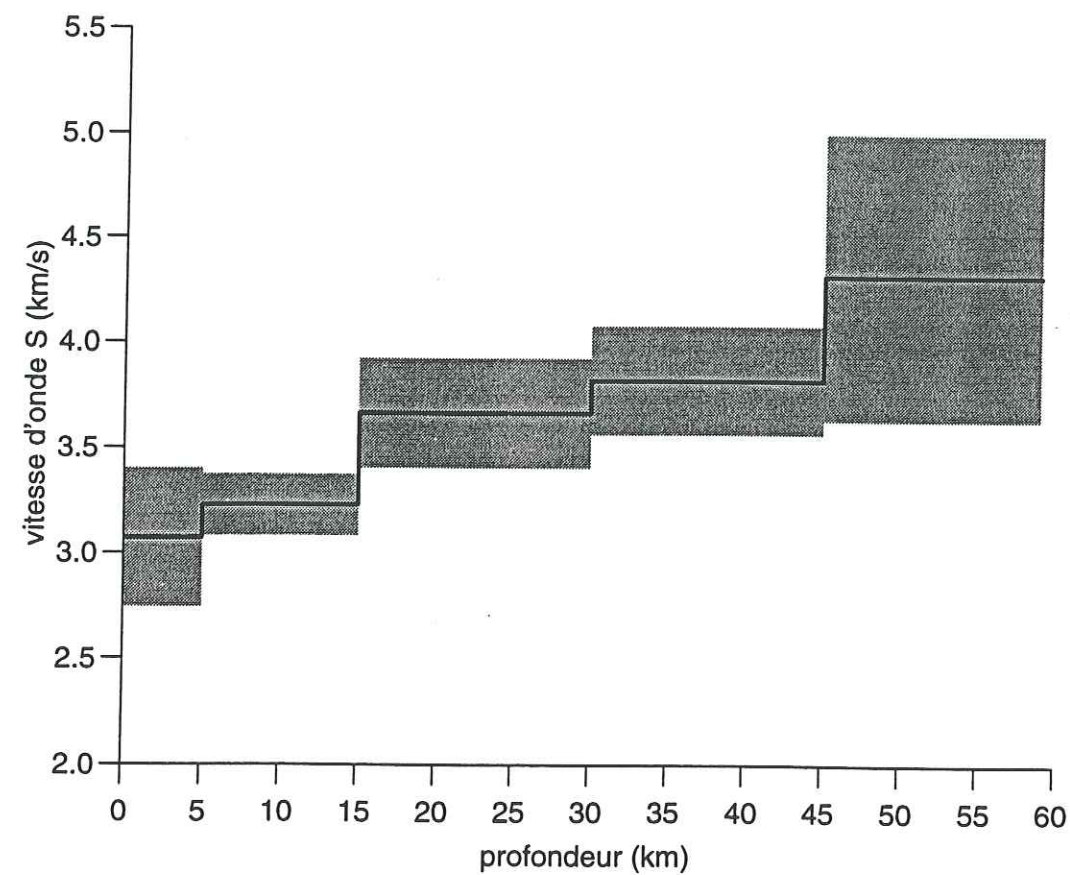


Figure 2. Modèle de vitesse utilisé sur la Figure 1 (ligne continue) et incertitudes calculées en utilisant des dérivées partielles.

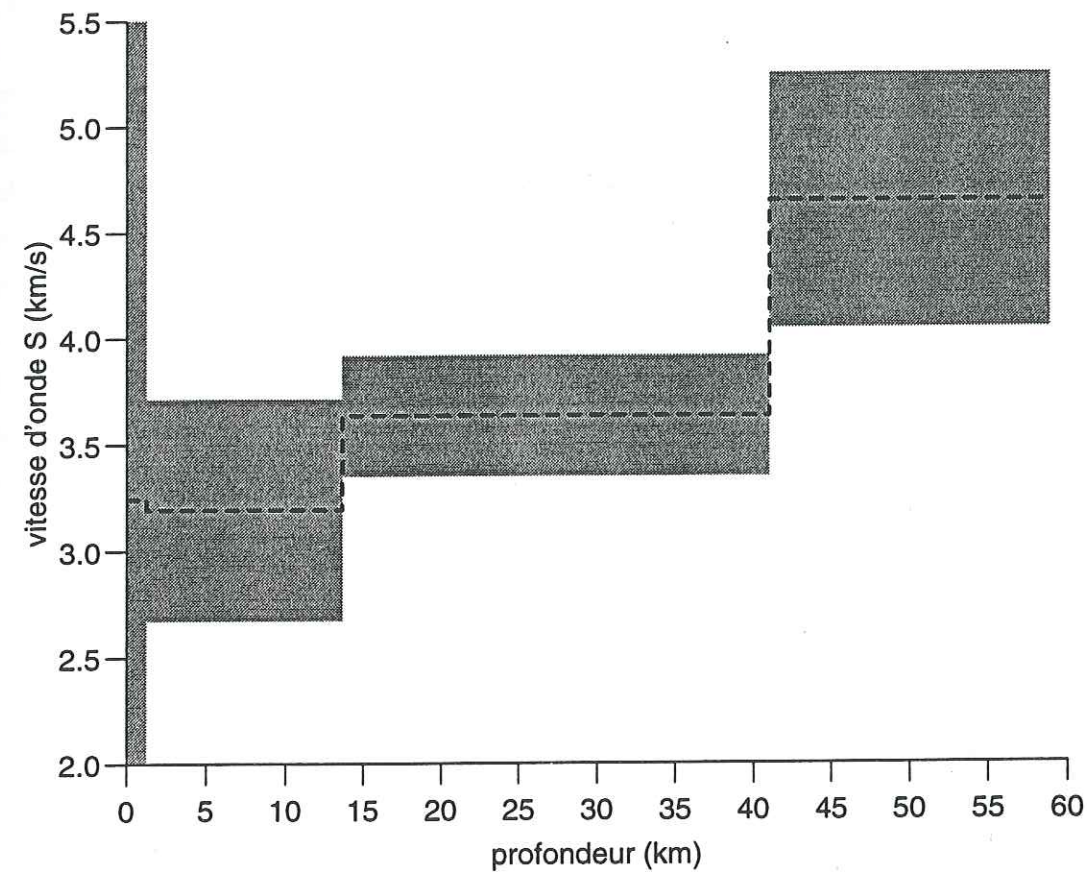


Figure 3. Modèle de vitesse utilisé sur la Figure 1 (ligne en pointillés) et incertitudes calculées en utilisant des dérivées partielles.

de ce type commencent à être appliqués pour l'inversion des courbes de dispersion des ondes de surface (Lomax & Snieder 1994, 1995; Yamanaka & Ishida 1996) mais, pour notre cas, nous avons trouvé qu'une méthode plus simple, décrite rapidement dans le chapitre précédent est suffisamment efficace. Nous allons maintenant présenter en détail notre méthode. Le schéma d'ensemble est présenté sur la Figure 4.

La première étape est une inversion linéarisée. Avant de la commencer, on doit choisir la paramétrisation du modèle, c'est à dire le nombre de couches et de paramètres que l'on va inverser dans chaque couche. On verra plus tard que le résultat final peut dépendre beaucoup de cette paramétrisation. On utilise le programme de Herrmann pour l'inversion linéarisée. La sortie de ce programme est utilisée par la suite comme modèle initial pour la recherche aléatoire. Pendant cette étape, on génère des modèles avec des paramètres aléatoires proches de ceux du modèle initial, c'est à dire qu'on définit pour chaque paramètre les limites dans lesquelles il peut varier pendant la recherche aléatoire. Pour chaque modèle, on calcule une valeur de fonction d'écart qui montre si la courbe de dispersion se trouve ou pas à l'intérieur des barres d'erreur mesurées. Si on obtient une réponse négative, on crée un nouveau modèle aléatoire à partir du modèle initial et on répète le calcul de fonction d'écart. Si on obtient une réponse positive, on garde le modèle testé comme un modèle acceptable, on remplace le modèle initial pour la recherche aléatoire par ce modèle et on recommence la recherche à proximité de ce nouveau modèle. On répète cette opération jusqu'à obtenir un nombre assez grand de modèles qui donnent des courbes de dispersion à l'intérieur des barres d'erreur.

On voit que le résultat de l'inversion dépend d'un certain nombre des paramètres. Ce sont: 1) la paramétrisation du modèle, 2) la façon dont on calcule la fonction d'erreur et 3) la taille de la région dans laquelle, à chaque fois, on cherche un modèle aléatoire.

La façon de calculer la fonction d'erreur est montrée sur la Figure 5. On calcule d'abord la surface S à l'intérieur des barres d'erreur $V_{\max}$ et $V_{\min}$ définies pendant la mesure de la dispersion. Ensuite, on calcule la surface dS du domaine où la courbe de dispersion V pour un modèle testé dépasse les barres d'erreur. La valeur d'écart est alors obtenue comme:

$$D = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[\cos\left(\frac{\pi}{\epsilon} \frac{dS}{S}\right) + 1 \right] & \frac{dS}{S} \leq \epsilon \\ 0 & \frac{dS}{S} > \epsilon \end{cases} \quad (5)$$

Cette fonction est égale à 1 quand la courbe de dispersion se trouve entièrement à l'intérieur des barres d'erreur, et elle est égale à 0 si le rapport dS/S est supérieur à ϵ . Si on trouve une valeur

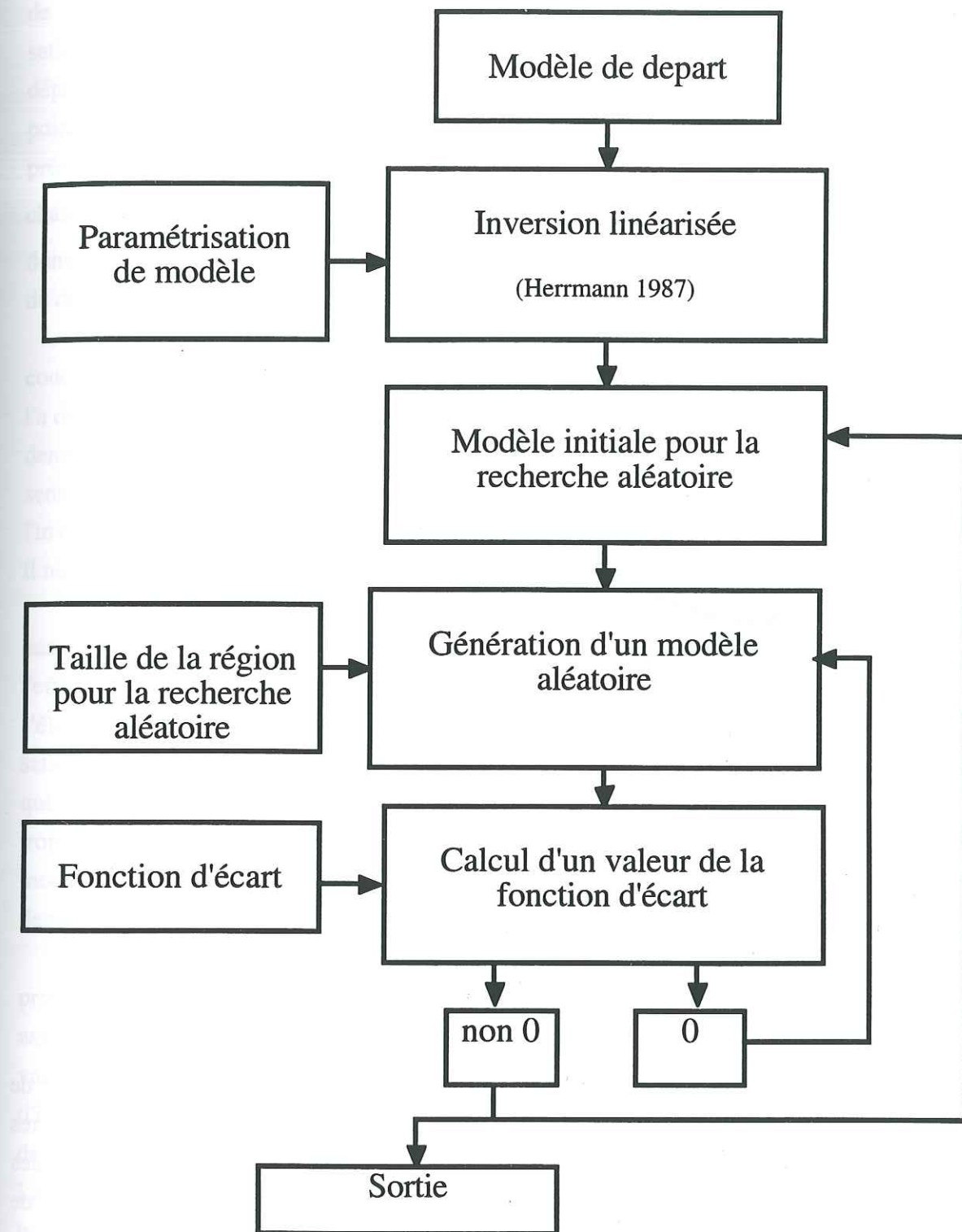


Figure 4 Schéma d'ensemble de l'inversion de la courbe de dispersion

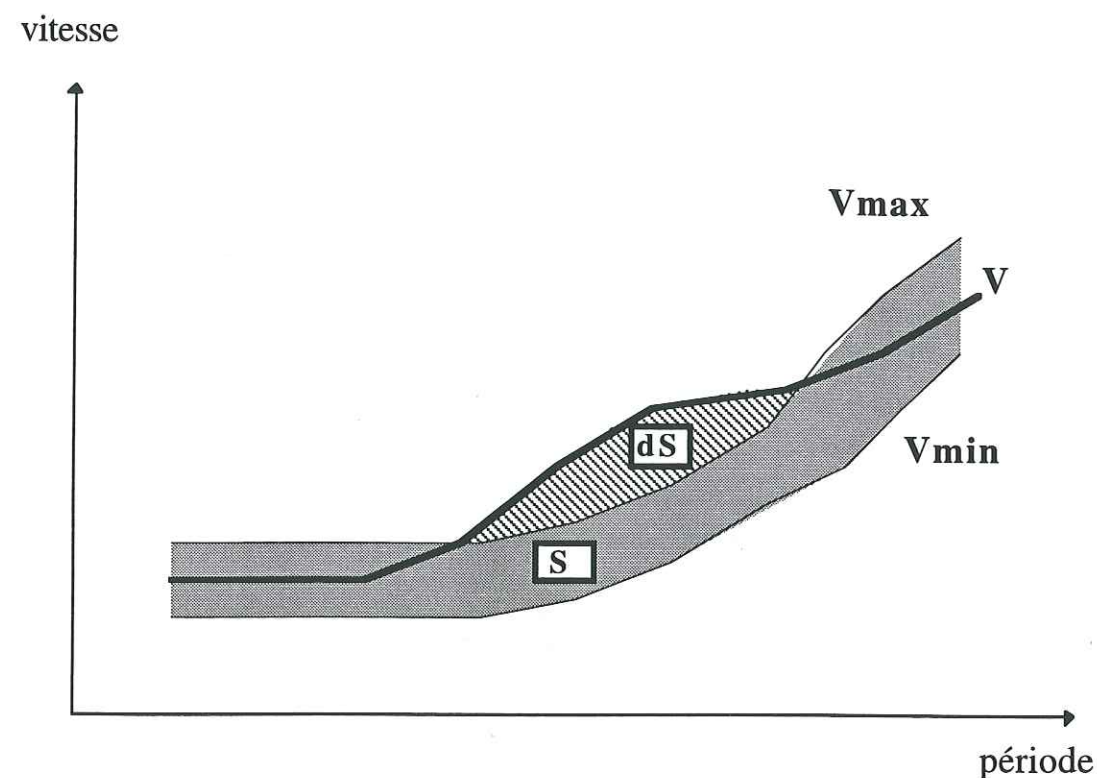


Figure 5. Calcul de la fonction d'écart (equation (5)). La ligne discontinue montre une courbe de dispersion calculée pour un modèle en train d'être testé. Les lignes continues montrent les barres d'erreur V_{max} et V_{min} obtenues pendant la mesure de la courbe de dispersion à partir des données. S est la surface à l'intérieur de ces barres d'erreur V_{max} et V_{min} . dS est la surface de la région où la courbe théorique dépasse les barres d'erreur.

de la fonction d'écart non nulle, on décide que la courbe de dispersion et le modèle sont satisfaisants. L'utilisation de la fonction d'écart "intégrale" a l'avantage que, dans ce cas, elle ne dépend pas de la discrétisation dans le domaine de période. Si on calcule cette fonction point par point, on donne plus de poids pour la partie de spectre où on a le plus de valeurs de dispersion. La précision avec laquelle on veut vérifier l'écart de la courbe de dispersion peut être variée. Il suffit de changer dans la formule (5) la valeur de ϵ . Nous avons utilisé $\epsilon = 0.01$ pour l'inversion des données du Mexique. Cela veut dire qu'on a toujours choisi les modèles qui donnent des courbes de dispersion complètement à l'intérieur des barres d'erreur.

Maintenant on va discuter de la paramétrisation du modèle. On considère des modèles à couches planes. Ainsi le premier paramètre est le nombre de couches qu'on va utiliser. Comme on l'a dit avant, les paramètres possibles dans chaque couche sont les vitesses d'onde P et d'onde S , la densité et l'épaisseur. On sait que les courbes de dispersion des ondes de surfaces sont surtout sensibles à la vitesse d'onde S . On utilise cette propriété pour diminuer le nombre de paramètres de l'inversion. Dans chaque couche, on fixe la densité et le rapport V_p/V_s . Ainsi, dans chaque couche, il nous reste 2 paramètres à inverser: la vitesse d'onde S et l'épaisseur.

Comme on l'a dit, pendant la recherche aléatoire on définit pour chaque paramètre des limites dans lesquelles il peut varier. Le choix de ces limites est un compromis entre le temps de calcul et l'efficacité de l'exploration de l'espace des modèles. Si on prend ces limites trop grandes, on s'éloigne trop du modèle initial et la probabilité de générer un modèle qui donne une dispersion satisfaisante devient petite. On est alors obligé de tirer beaucoup de modèles avant d'en trouver un qui soit acceptable. Si, par contre, on prend ces limites trop petites, on risque de rester toujours trop près du modèle qu'on a obtenu avec une inversion linéarisée et ne pas bien explorer tous les modèles possibles. En général, après avoir fait quelques essais on peut facilement trouver quels degrés de liberté il faut donner à la recherche aléatoire.

Auparavant, il y a deux possibilités pour retrouver les profondeurs des interfaces où se produisent des changements de propriétés de la croûte. On peut soit mettre beaucoup de couches assez fines avec des épaisseurs constantes et faire varier seulement les vitesses, ou on peut faire varier l'épaisseur de chaque couche pendant l'inversion. Dans le premier cas, on n'introduit pas d'information a priori en espérant trouver tous les paramètres pendant l'inversion. Dans le deuxième cas, on suppose qu'on connaît le nombre maximal des interfaces que l'on peut trouver. La première approche semble être plus attractive, mais demande d'explorer des modèles avec beaucoup plus de paramètres et cela peut poser des problèmes pour la stabilité de l'inversion.

Pour voir laquelle des deux approches est préférable, on a fait une série des tests. Pendant ces tests on essaye toujours d'inverser la courbe de dispersion mesurée dans le chapitre précédent pour la région entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico. On utilise toujours le même modèle de départ. Dans le premier test, on a travaillé avec des modèles à 12 couches de 5 km d'épaisseur

chacune. Les épaisseurs n'ont pas varié et les changements de vitesse d'onde S pendant chaque pas ont été limités à 0.2 km/s sur les 15 premiers km de profondeur, à 0.4 km/s pour des profondeurs entre 15 et 40 km, et à 0.5 km/s pour des profondeurs supérieures à 40 km. On a trouvé 492 modèles qui donnent des vitesses de groupe à l'intérieur des barres d'erreur. Les résultats sont montrés sur la Figure 6. Les incertitudes sur les vitesses dans chaque couche sont trop grandes. On ne voit pas d'interfaces clairement définies non plus. Finalement on peut seulement déduire des résultats de cette inversion une valeur très approximative de la vitesse et on peut voir que la vitesse a tendance à augmenter avec la profondeur. On a voulu trouver tous les paramètres et finalement on n'a rien trouvé. L'inversion avec trop de paramètres devient instable.

Pour le deuxième test, on a mis seulement 5 couches avec des épaisseurs 5, 10, 15, 15 km au-dessus d'un demi-espace. Ces épaisseurs sont tirées de Valdes et al. (1989) qui ont étudié la structure de la croûte du Sud du Mexique en utilisant des données de sismique réfraction. Ils ont trouvé deux couches dans la croûte supérieure, deux couches dans la croûte inférieure, puis le Moho. Cette fois, les épaisseurs sont restées constantes comme pendant le test précédent. La variation de vitesse pendant chaque pas a été limitée à 0.3 km/s dans chaque couche. On a trouvé 510 modèles satisfaisants. Ils sont montrés sur la Figure 7. Cette fois, on a trouvé des incertitudes beaucoup plus petites. Les différences des vitesses dans la croûte supérieure, la croûte inférieure et le Moho sont bien résolues. On voit bien que la diminution des nombre de paramètres rend l'inversion beaucoup plus stable.

Le problème du test précédent est qu'on n'a pas inversé les profondeurs des interfaces. On a pris ces valeurs comme information a priori. On a donc fait aussi une inversion où on a changé dans chaque couche la vitesse et l'épaisseur. Pendant ce test la variation de la vitesse à chaque pas a été limitée à 0.5 km/s et la variation de l'épaisseur à 0.5 km. On a trouvé 937 modèles satisfaisants. Les résultats sont montrés sur la Figure 8. Ce sont les mêmes résultats qui sont présentés et discutés dans l'article du chapitre précédent. Parmi les trois tests, c'est le dernier qui donne l'information la plus complète et stable sur la structure et les incertitudes.

En concluant ce chapitre consacrée à la méthode d'inversion on peut dire ce qui suit:

1. Dans le cas de grandes incertitudes sur la courbe de dispersion mesurée (c'est le cas quand on étudie les structures superficielles dans des régions complexes), la méthode d'inversion linéarisée ne permet pas d'estimer correctement les incertitudes sur les paramètres du modèle de croûte.

2. Pour mieux estimer ces incertitudes nous proposons un schéma d'inversion que l'on peut classer comme une méthode de Monte-Carlo semi-globale.

3. Les données de dispersion de vitesse de groupe du mode fondamental seul ne sont pas suffisantes pour pouvoir résoudre tous les paramètres possibles. Pour obtenir des résultats stables on est obligé de mettre des contraintes a priori sur le modèle. Par exemple, l'information sur le nombre de couches existant dans la croûte peut améliorer beaucoup la stabilité de l'inversion.

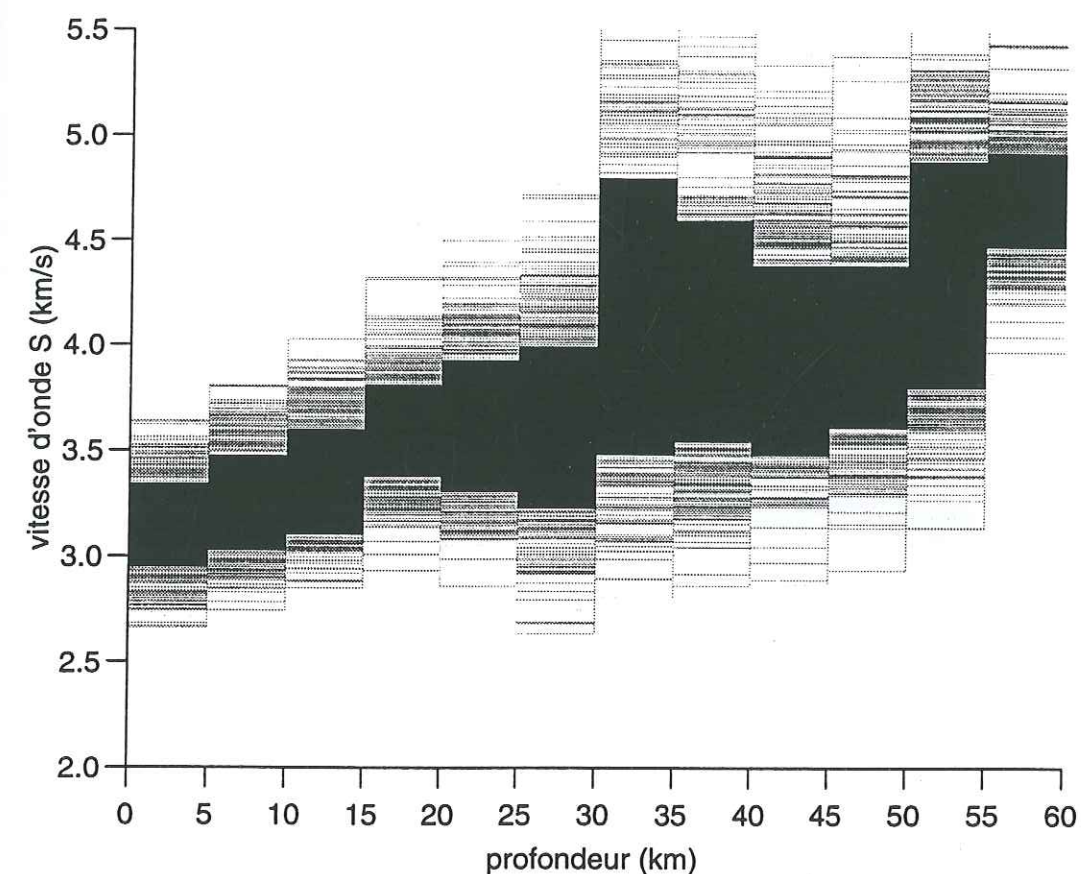


Figure 6. Résultats du premier test (voir texte) de l'inversion par Monte-Carlo. Le nombre de couches des modèles est 12. Les profondeurs des interfaces sont fixées. Le domaine en noir montre une vitesse moyenne et une déviation standard pour chaque couche calculées à partir de tous les modèles obtenus pendant l'inversion.

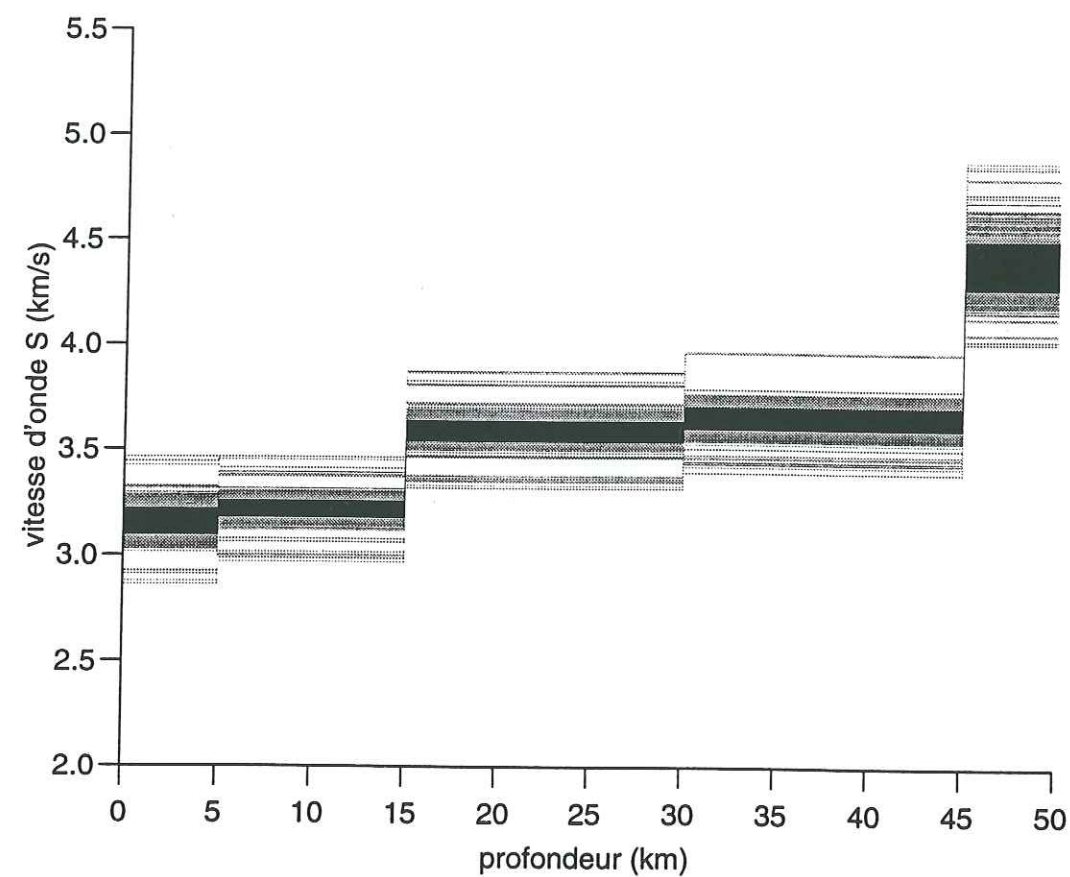


Figure 7. Résultats du deuxième test (voir texte) de l'inversion par Monte-Carlo. Le nombre de couches des modèles est 5. Les profondeurs des interfaces sont fixées. Le domaine en noir montre une vitesse moyenne et une déviation standard pour chaque couche calculées à partir de tous les modèles obtenus pendant l'inversion.

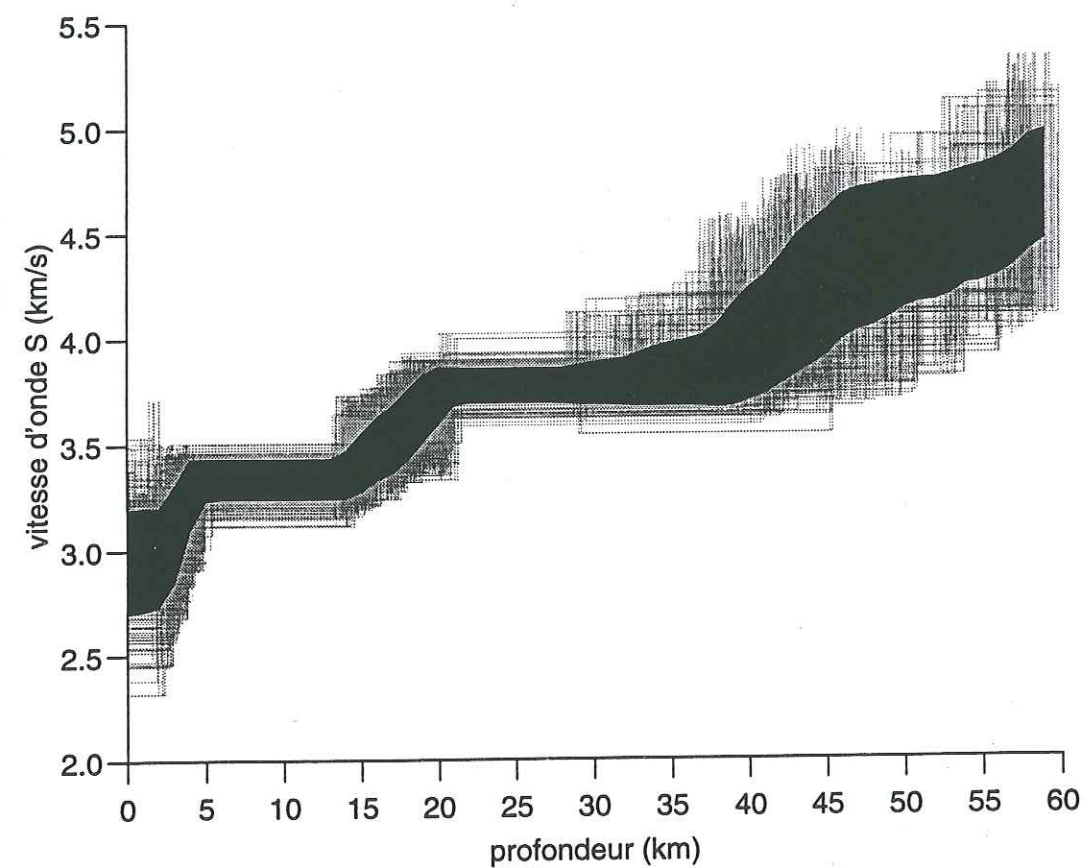


Figure 8. Résultats du troisième test (voir texte) de l'inversion par Monte-Carlo. Le nombre de couches des modèles est 5. Les profondeurs des interfaces varient. Le domaine en noir montre une vitesse moyenne et une déviation standard pour chaque couche calculées à partir de tous les modèles obtenus pendant l'inversion.

Bibliographie

- Herrmann, R.B., 1987. Computer Programs in Seismology, Volume IV: Surface Waves Inversion, Saint Louis University, Missouri.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. & Its, E. N., 1989. Surface wave in vertically inhomogeneous media. In: *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth* (ed Keilis-Borok, V. I.), pp. 131-182, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht.
- Lomax, A., and R. Snieder, 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, 1995.
- Lomax, A.J., and R. Snieder, Finding sets of acceptable solutions with a genetic algorithm with application to surface wave group dispersion in Europe, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2617-2620, 1994.
- Tarantola, A., Inverse Problem Theory, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam-Oxford-NewYork-Tokio, 1987.
- Yamanaka, H. & Ishida, H., 1996. Application of Genetic Algorithms to an Inversion of Surface-Wave Dispersion Data. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86(2), 436-444.

Chapitre 2.4 Amplification des ondes sismiques large-bande par la Chaîne Volcanique Transmexicaine.

Article accepté à Geophysical Journal International.

RESUME

Un réseau de dix sismographes large-bande a été installé de mars 1994 jusqu'à mai 1994 dans le but d'étudier la propagation des ondes sismiques à travers la Chaîne Volcanique Transmexicaine (CVT). Il a permis d'observer une amplification des ondes sismiques dans une large bande de période sur les stations situées dans la partie sud de la CVT.

Les vitesses de groupe du mode fondamental de l'onde de Rayleigh mesurées entre 2 et 13 s de période sont plus faibles dans la partie sud de la CVT.

L'inversion des courbes de dispersion montre que la différence des vitesses de groupe est liée à la présence d'une couche superficielle à moindre vitesse (avec une vitesse d'onde S moyenne de 1.7 km/s et jusqu'à une profondeur moyenne de 2km) sous la partie sud de la CVT. Cette zone à moindre vitesse est associée à une région de volcanisme actif.

Des simulations numériques montrent que cette couche superficielle induit une amplification régionale sur les périodes 8-10 s de même ordre de grandeur que l'amplification observée. Cette couche augmente aussi la durée du signal sur les périodes plus courtes (3-5s) à cause de la dispersion des ondes de surface.

**Surface wave propagation across the Mexican
Volcanic Belt and the origin of the long-period seismic-
wave amplification in the Valley of Mexico.**

N.M. Shapiro¹, M. Campillo¹, A. Paul¹, S.K. Singh², D. Jongmans³,
F.J. Sánchez-Sesma⁴.

¹ *Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, UA CNRS 733, Université Joseph
Fourier, Grenoble, France*

² *Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, México DF, Mexico*

³ *Laboratoire de Géologie de l'Ingénieur et d'Hydrogéologie, Université de Liège, Liège, Belgium*

⁴ *Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, México DF, Mexico*

Short title: Surface waves across the Mexican Volcanic Belt

SUMMARY

A network of nine broad-band seismographs was operated from March to May 1994 to study the propagation of seismic waves across the Mexican Volcanic Belt (MVB) in the region of the Valley of Mexico. Analysis of the data from the network reveals an amplification of seismic waves in a wide period band at the stations situated in the southern part of the MVB.

The group velocities of the fundamental mode of the Rayleigh wave in the period range 2 - 13 s are found to be lower in the southern part of the MVB than in its northern part and in the region south of MVB. The inversion of dispersion curves shows that the difference in group velocities is due to the presence of a superficial low-velocity layer (with an average S-wave velocity of 1.7 km/s and an average thickness of 2 km) beneath the southern part of the MVB. This low-velocity zone is associated with the region of active volcanism.

Numerical simulations show that this superficial low-velocity layer causes a regional amplification of 8-10 s period signal which is of the same order as the amplification measured from the data. This layer also increases significantly the signal duration because of the dispersion of the surface waves. These results confirm the hypothesis of Singh et al. (1995): the regional amplification observed in the Valley of Mexico is due to the anomalously low shear-wave velocity of the shallow volcanic rocks in the southern MVB.

Key words: surface wave analysis, seismic amplification, Mexican Volcanic Belt.

INTRODUCTION

The strong amplification of seismic waves in the Valley of Mexico has been investigated by numerous authors (a summary of studies on this topic can be found in Singh et al., 1995). A large part of this amplification is due to the shallow crustal structure, especially the presence of recent, very soft lake sediments beneath part of the valley. The models which only take in account shallow,

soft sediments give a relatively good agreement between observed and simulated amplifications but fail to explain the long duration of ground motion. Several hypotheses have been proposed to explain the unusual duration. Singh et al. (1993) propose that the origin of the long coda in the region of the Valley of Mexico is not in the shallow structure but in the structure at regional scale. The existence of such a structure was inferred from by the observation of a regional amplification (Ordaz & Singh, 1992, Singh et al., 1995). Singh et al. (1995) suggested that the smaller-than-normal shear-wave velocities in volcanic rocks could be the cause of this regional amplification.

The Mexican Volcanic Belt (MVB) is a prominent structural element in the geology of Mexico (Fig. 1). The geochronological data (Demant, 1981; Robin, 1981) show that the volcanic rocks forming the MVB are Pliocene and Quaternary in age. With its east-west orientation, the MVB intersects other geological structures of Mexico. The MVB is surrounded by Mesozoic rocks of the Sierra Madre Oriental in the north, and Sierra Madre del Sur in the south. It is generally accepted that the andesitic volcanism of the MVB is due to the subduction of the Cocos plate under the North American continent. The zone of present-day volcanic activity is located in the southern part of the MVB. In the region of the Valley of Mexico, the MVB is composed of three main elements: Nevado de Toluca to the west, Sierra Chichinautzin to the south and Sierra Nevada to the east. The northern part of the MVB consists of rocks more than 2.5 m.y. old and is not presently active. The migration of the volcanism from the north to the south is associated with the acceleration of the Cocos plate subduction between 4 and 5 m.y. before present (Robin, 1981).

To verify experimentally if the regional amplification in the Valley of Mexico is caused by the regional structure, a 300 km long profile of nine broad-band, three-component seismographs was installed across the MVB in an approximately north-south direction. The experiment lasted three months (March to May, 1994). Its goal was to study seismic waves originating from earthquakes occurring along the Guerrero subduction zone and propagating through the MVB including the Valley of Mexico.

The location of the broad-band stations is shown in Fig. 2 and given in Table 1. Two of these (UNAM and Iguala) are permanent stations. The others are portable Reftek recorders connected to Guralp CMG40 sensors which were installed for the duration of the experiment.

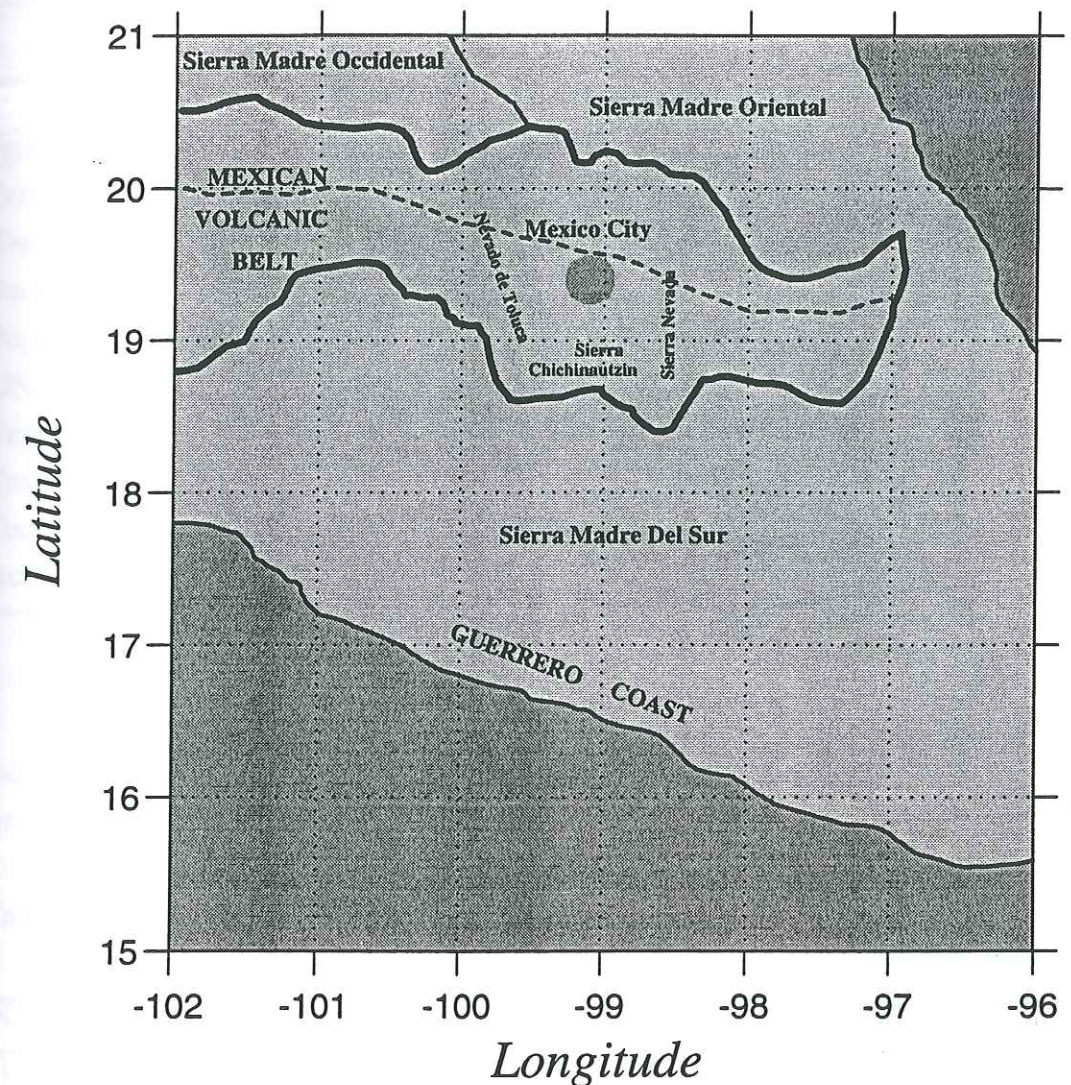


Figure 1. Structural map of southern Mexico (from Tardy, 1980). The solid line shows the boundaries of the Mexican Volcanic Belt (MVB). The dashed line shows the limit between the zone of actual volcanism and the northern nonactive part of the MVB (Robin, 1981).

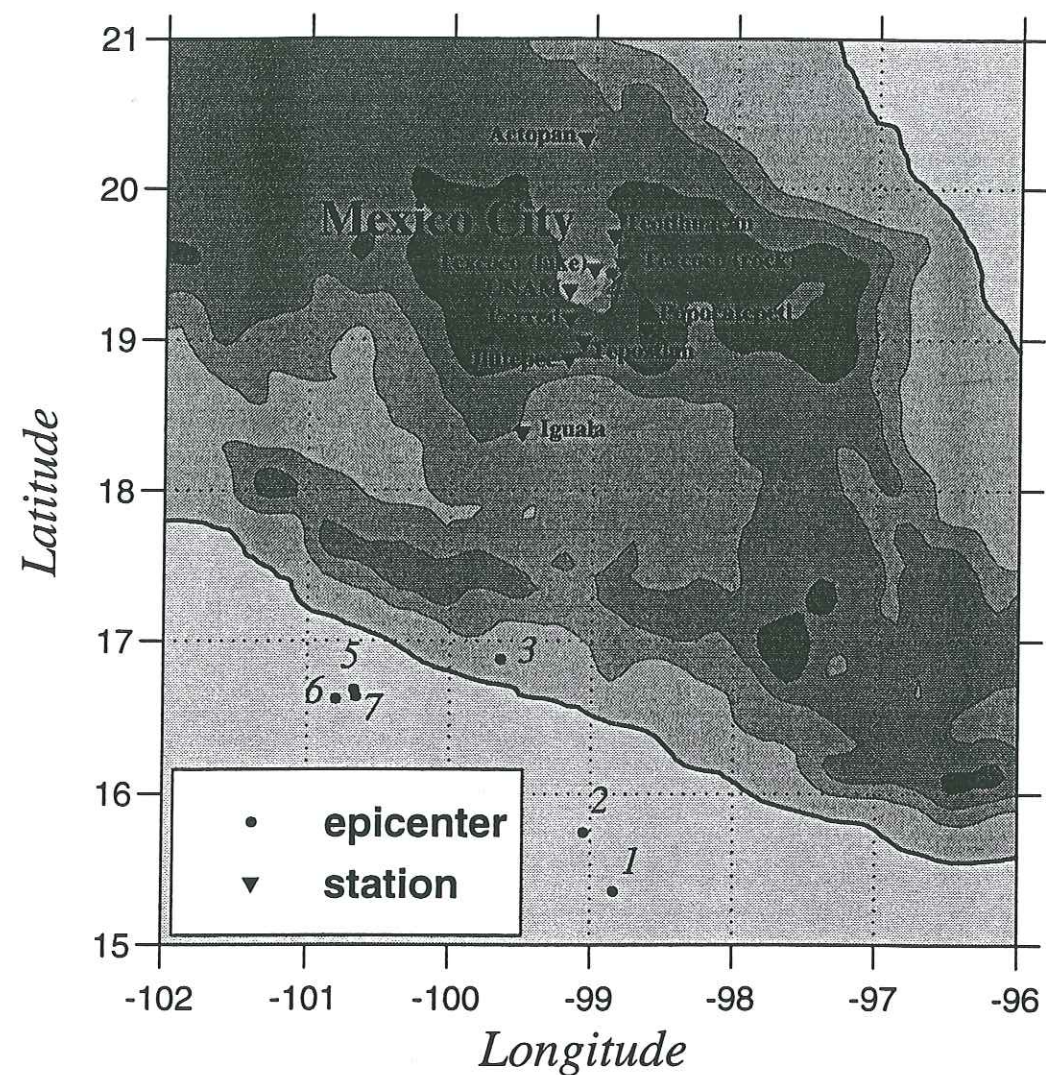


Figure 2. Topographic map of southern Mexico showing location of seismic stations and earthquakes used in this study. The italic numbers assigned to the events are keyed to Table 2. Note that except for event 4, which occurred in the Valley of Mexico, all other were located near the Coast of Guerrero

Table 1. Station locations. UNAM and Iguala are permanent very broad-band stations operated by UNAM. Others were broad-band portable seismographs (Reftek + CMG40T seismometers) installed during the three months of the experiment.

Name	Begin	End	Latitude	Longitude
Iguala	permanent	permanent	18.389	-99.51
Jiutepec	24.04.1994	14.05.1994	18.875	-99.175
Tepoztlan	26.03.1994	14.05.1994	18.986	-99.075
Parres	26.03.1994	23.04.1994	19.139	-99.174
Popocatepetl	28.03.1994	15.05.1994	19.067	-98.63
UNAM	permanent	permanent	19.329	-99.178
Texcoco (lake)	30.03.1994	13.05.1994	19.465	-99.00
Texcoco (rock)	07.04.1994	13.05.1994	19.501	-98.806
Teotihuacan	27.03.1994	13.05.1994	19.69	-98.86
Actopan	27.03.1994	13.05.1994	20.33	-99.066

The network crossed the MVB perpendicular to its east-west strike. The station Actopan was located approximately at the northern limit of MVB, while the sites Jiutepec and Tepoztlan were situated near its southern limit.

Table 2. Event locations.

N°	Latitude	Longitude	Year	Month	Day	Hour	Min	Sec	M
1	15.36	-99.84	1994	3	31	21	58	54	4.6
2	15.75	-99.05	1994	4	2	11	47	43	4.8
3	16.88	-99.64	1994	4	15	4	48	18	4.3
	19.44	-98.88	1994	4	30	8	10	30	4.0
5	16.68	-100.67	1994	5	4	19	57	42	4.4
6	16.62	-100.79	1994	5	5	12	18	45	4.4
	16.64	-100.65	1994	5	5	12	39	24	4.5

More than 30 seismic events with good signal to noise ratio were recorded during the experiment. In this work, we investigate the change in crustal structure across the MVB by

inversion of dispersion curves of surface waves between different stations. This requires events located in a direction close to the mean azimuth of the profile (north-south) and at a distance sufficiently large for the development of relatively long-period surface waves. Such events occurred in the subduction zone near the Guerrero coast. We present the analysis of six of them (see Table 2, events 1-3 and 5-7). Of particular interest was another small earthquake that occurred beneath Texcoco, in the suburbs of Mexico City (event 4). The locations of all events used in this study are shown in Fig. 2.

We first analyze the available seismograms in order to define the limits of the region where the amplification is observed. We then measure group and phase velocities of the Rayleigh wave in the northern and southern parts of the MVB using the Guerrero events for periods between 5 and 13 s (henceforth called the "long-period" range) and the Texcoco event in the period range 2-5 s (henceforth called the "short-period" range). The results of the measurements are used to build up composite dispersion curves for the northern and southern parts of the MVB, which are then inverted for local S-wave velocity structures. In the last section the results of the inversions are used to construct a simple model and to compute synthetic seismograms in order to verify if the observed structure can explain the amplification.

ANALYSIS OF SEISMOGRAMS

We first consider the records of six events occurred south of the MVB near the coastline of the State of Guerrero (events 1, 2, 3, 5, 6, and 7). We separate these events in three groups. The first group contains events 1 and 2 which occurred to the south of the Valley of Mexico. The second group consists of only event 3 which is located slightly to the west of the first group. And the third group contains events 5, 6 and 7 which occurred more to the west of the second group (Fig. 2). The reason of such a separation is that waves emitted by events of each group and recorded by stations of our network cross slightly different regions of the Valley of Mexico.

An important observation for all the Guerrero events is the confirmation of the amplification at the sites in the volcanic belt around the period of 3 s. This is illustrated in Fig. 3 which shows band-pass filtered (between 0.2 and 1 Hz) seismograms for event 1. The signal amplitude is larger at stations Parres, UNAM and Texcoco (lake) than at stations Iguala and Tepoztlan which are located closer to the epicenter. The amplitude reaches its highest value at a station Texcoco (lake) and then decreases at stations Teotihuacan and Actopan, located in the northern part of the MVB. This is especially clear on the horizontal components.

A careful analysis of the records shows that the signals remain amplified even at relatively long periods of 8-10 s. For event 1, this amplification can be seen in Fig. 4, especially on the horizontal components. Another interesting fact is that for events of the first group the amplitudes

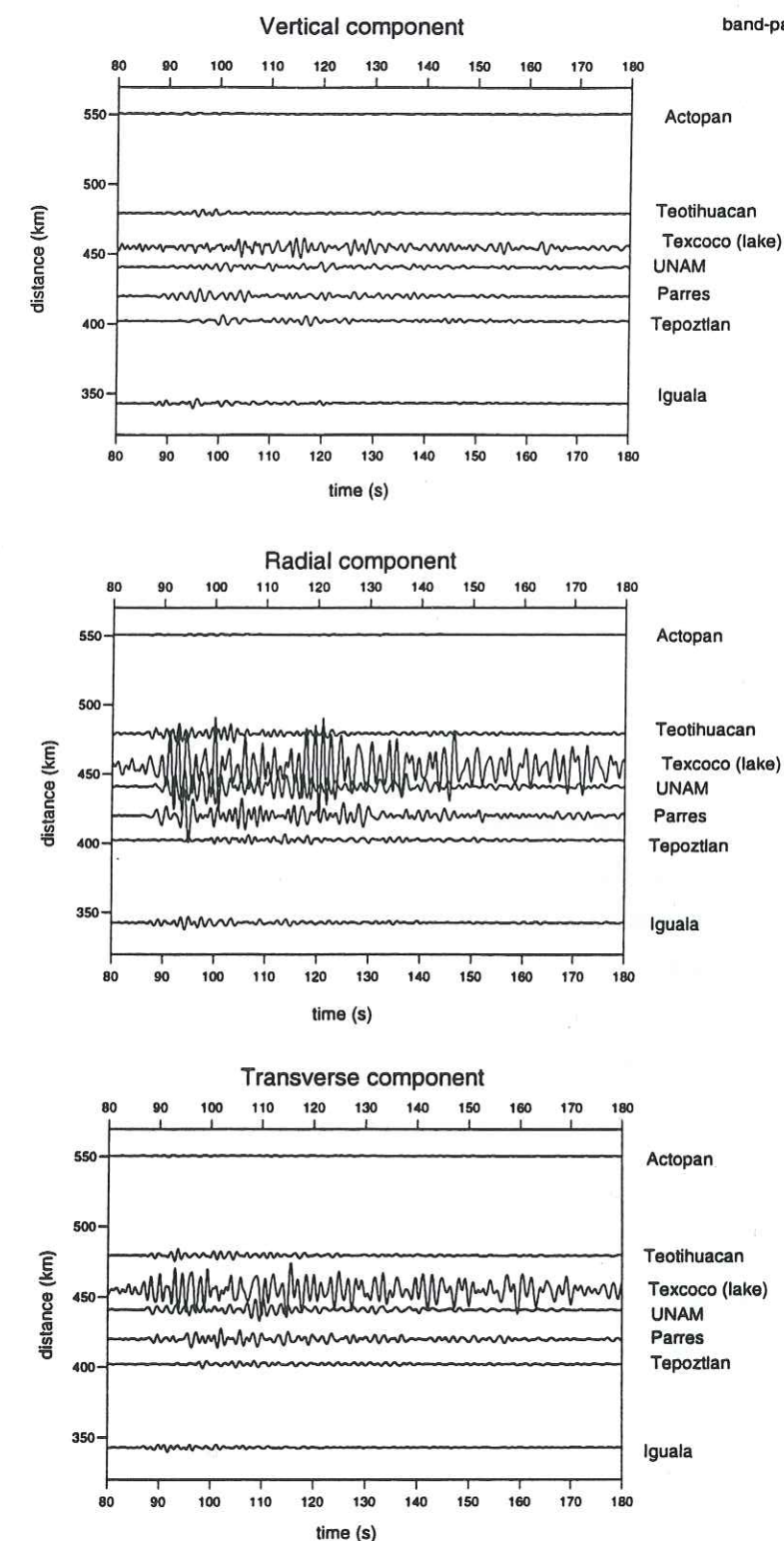


Figure 3. Seismograms of event 1 band-pass filtered between 0.2 and 1 Hz. Abscissa is the travel time reduced at 3.5 km/s.

have already decreased at Teotihuacan which is still located on volcanic rocks (see, for example, vertical and radial components for event 1 in Fig. 4).

Fig. 5 presents low-pass filtered seismograms for event 5. For events of the third group the amplification at long periods is observed on the horizontal components, but the amplitudes of vertical components remain almost constant at all the stations. For this event, the signal on the transverse component almost disappears in the northern part of the MVB (Actopan).

The main point deduced from seismograms of the Guerrero events is the amplification in the period range 1-10 s in the southern part of the MVB. The southern limit of the region where this amplification is observed is located near Tepoztlan and corresponds to the geographical and geological limit of the MVB. The characteristics of the signal in the northern part of the MVB changes for events of the different groups. However, no strong amplification is observed at Teotihuacan and Actopan. This suggests that the northern limit of the region with amplification is situated near Teotihuacan.

Another indication of a change in the crustal structure near Teotihuacan comes from records of the small event which occurred on 30 April 1994 near Texcoco (event 4). The main feature of the seismograms of this earthquake is a great difference in the duration of the signals at different stations. The vertical component seismograms are shown in Fig. 6 (the signal duration is the same for all three components) where the seismograms are normalized and low-pass filtered at 1 Hz. The traces recorded south of the epicenter (Iguala, Jiutepec, Tepoztlan, Popocatepetl, UNAM) are much longer than those recorded in the north (Actopan, Teotihuacan, Texcoco rock). This point is well illustrated by comparing the records at Teotihuacan and UNAM, two stations located at approximately the same distance from the epicenter (Fig. 6). The duration of the records at Tepoztlan and Jiutepec are longer than at Actopan while the epicentral distances are about two times smaller. The record at Popocatepetl is shorter than at other stations in the south but the group velocity of the most energetic arrival at this station remains smaller than at Teotihuacan and Actopan. The long duration of the record at UNAM can be explained by the fact that the travel path lies inside the Valley of Mexico which is known to be covered by very soft lacustrine deposits. Simultaneously with this broad-band experiment, we also operated a dense array of seismometers in the vicinity of UNAM. The array analysis of this event shows that the later arrivals (after 60s) observed at UNAM are probably refracted from the edge of the Valley of Mexico (Barker et al., 1996). This explanation, however, is not valid for other stations, especially the one at Popocatepetl. In this case, the travel path lies entirely outside the Valley of Mexico. This suggests the possibility of the existence of a low velocity structure beneath MVB.

Summarizing these preliminary observations, we observe an amplification in the southern part of the MVB. The southern limit of the region of observed amplification is situated near Tepoztlan and the northern limit near Teotihuacan. The existence of the northern limit is also

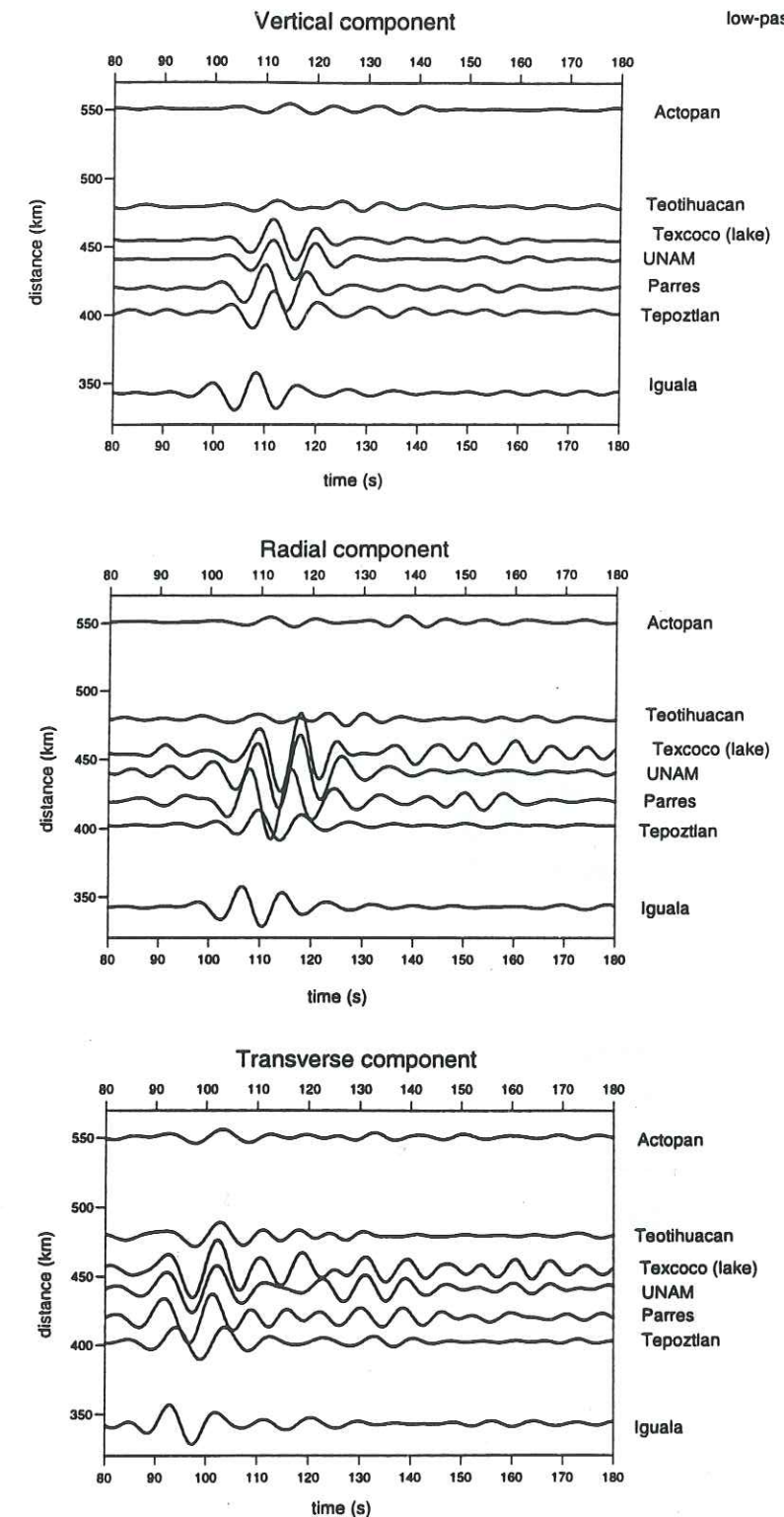


Figure 4. Same as Fig. 3 but low-pass filtered at 0.15 Hz.

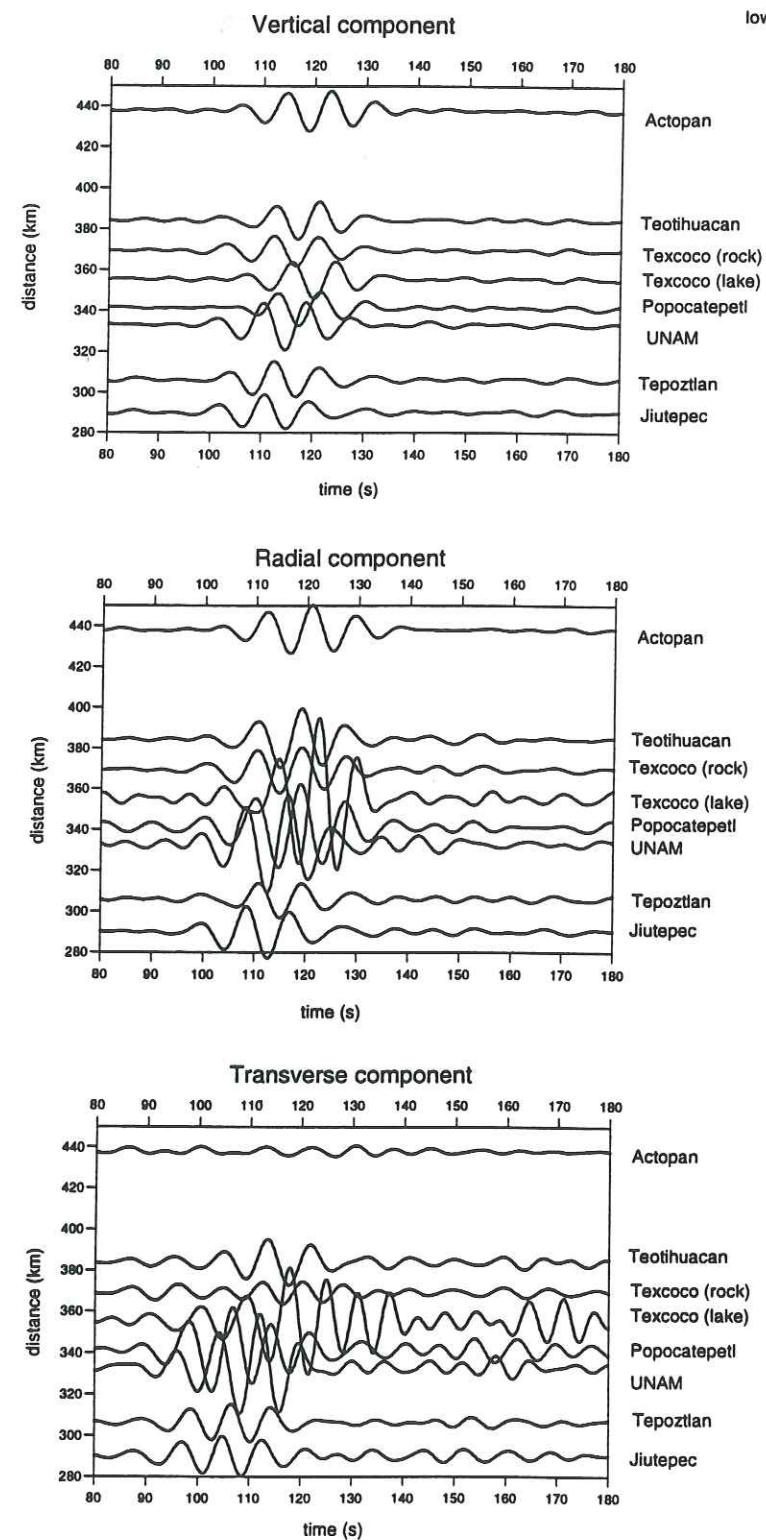


Figure 5. Same as Fig. 4 but for event 5.

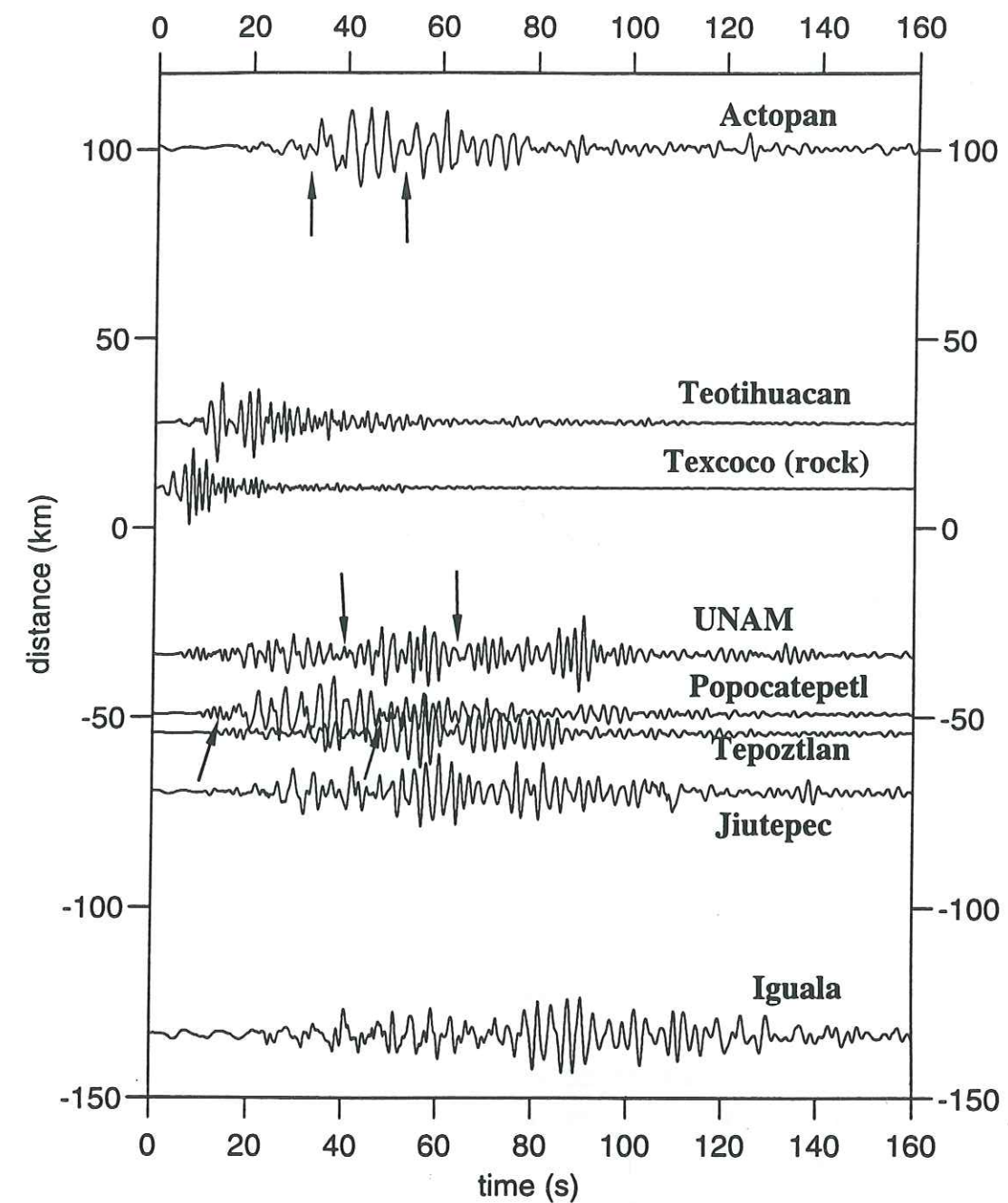


Figure 6. Vertical-component seismograms of the Texcoco event (event 4). The seismograms are low-pass filtered at 1 Hz. The sign of the distance depends on the station location with respect to the epicenter: positive to the north, and negative to the south. Note larger signal duration to the south. Arrows show arrivals of the Rayleigh wave at Actopan, UNAM and Teotihuacan which are used for the measurement of group velocity.

indicated by the change in the duration of the records of the Texcoco event. Both amplification and long signal duration can be explained by the existence of a layer of low-velocity material in the southern part of the MVB. In order to verify of this hypothesis we will measure group and phase velocity dispersion curves of the Rayleigh wave inside and outside the amplifying zone in the southern part of the MVB. The limits of this zone (Fig. 7) are tentatively assigned from the analysis of seismograms described above.

RAYLEIGH WAVE IDENTIFICATION

Before measuring the group and phase velocity dispersion of the Rayleigh wave, we must select in each record the time interval and the period range in which this type of wave is dominant and, if possible, extract this wave from the signal. A frequency-time analysis (e.g. Levshin et al., 1989, Dziewonski et al., 1969) is used to characterize the dispersed signals (see Appendix A).

The period-time diagrams for vertical component records of the Texcoco event at stations Popocatepetl and Actopan are shown in Fig. 8a and 8b, respectively. They show that the signal consists of a set of different arrivals. The most energetic arrival shows slight dispersion. The polarization analysis (Levshin et al., 1989) shows that this first arrival can be identified as a Rayleigh wave. This type of analysis was performed on all the records. In Fig. 6, we indicate with arrows the parts of the seismograms identified as Rayleigh waves at stations Popocatepetl, Actopan, and UNAM. These records are used later for velocity measurements.

The same type of analysis was applied to the records of the Guerrero events. One example (vertical component record of event 7 at Teotihuacan) is presented in Fig. 8c. Polarization analysis shows that the most energetic arrival is a Rayleigh wave. It does not show important dispersion between 5 and 20 s.

A significant enhancement of the individual period-time diagrams can be obtained by logarithmic stacking (Campillo et al., 1996) which is described in Appendix A.

We selected events 5, 6, and 7 to perform this stacking because of their close epicentral locations which are confirmed by the similarity of individual seismograms at the same station. This similarity allowed us to correct for possible errors in the origin times. For the stacking in the period-time domain, we need the same absolute time scale for different events. To satisfy this requirement, we selected one of the events as reference (event 7) and corrected the origin time of all the others with respect to this reference. We measured the time delay between two records by a linear regression on the phase of the cross-spectrum (Poupinet et al., 1984). We then calculated the correction for the origin time of each event as the average value on all stations of the time delays between records of this event and the reference one. We checked that this delay was the same at the different stations with a precision of about 0.2 s. The hypothesis of the close location of the

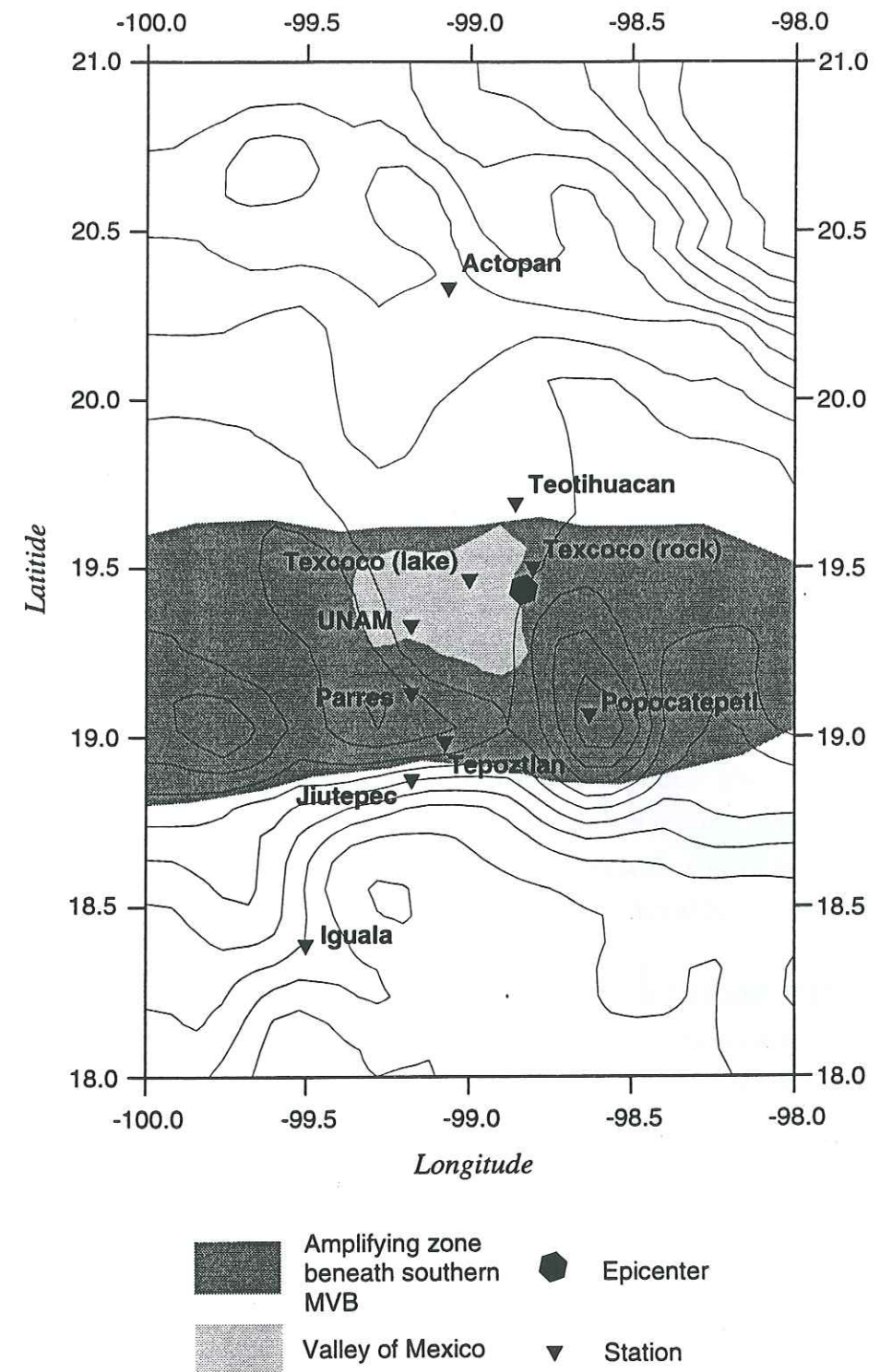


Figure 7. Map showing amplifying zone beneath the southern MVB. The southern and northern limits of the zone are situated near Tepoztlan and Teotihuacan, respectively. The existence of the northern limit is supported by a change in the duration record of the Texcoco event (see text).

different events was verified by the good linearity of the phase of the cross-spectra (in the case of a significant difference in travel paths, this phase is affected by the dispersion).

After applying the time corrections, we constructed stacked period-time diagrams for each station and measured the mean dispersion of the group time. At each station, a stacked diagram was calculated using the diagrams of vertical and radial components for each of the three events. The measurements were performed at seven stations: Jiutepec, Tepoztlan, UNAM, Texcoco (lake and rock sites), Teotihuacan, and Actopan. Station Iguala was not working during this period and station Popocatepetl could not be used because the GPS receiver was unlocked. Fig. 8d shows the stacked period-time diagram at Teotihuacan. Note that the period-time domain of the Rayleigh wave is better defined in the stacked diagram than in the diagram of an individual record (Fig. 8c).

The results of logarithmic stacking are the following. For all stations the amplitudes of stacked diagrams are high for periods between 5 and 13 s. For the stations Jiutepec and Tepoztlan, the amplitudes of the resulting diagrams remain high for periods as low as 2.5 s. On the contrary, the amplitudes are low at periods less than 5 s at stations located inside the MVB and to the north of it. These low amplitudes can be due to the presence of strong heterogeneities at kilometeric scale beneath the volcanic belt.

Summarizing results of frequency-time analysis, we can distinguish a Rayleigh wave with sufficiently high amplitudes on all seismograms. For the Guerrero events this wave is observed at periods 5-13 s. For the Texcoco event it is observed at periods 2-5 s, except at Actopan where it is seen up to 7 s period because of a larger epicentral distance (100km).

VELOCITY MEASUREMENTS

Group velocities at short periods (2-5 s)

The records of the Texcoco event are selected to measure group velocities in three different zones (Fig. 9a). Because of Love-wave contamination and enhanced mode coupling on the horizontal components (Stange and Friedrich, 1992), we use only the vertical components for the measurement of velocities of the Rayleigh wave at short periods. The records at Actopan, Popocatepetl, and UNAM are used to characterize the northern part of the MVB, the zone of active volcanism, and the Valley of Mexico, respectively (paths 1, 2 and 3 in Fig. 9a). We did not use the other records for the group velocity measurement because travel paths cross different regions and measurement results would have been difficult to interpret.

The procedure used in measuring the group velocity is outlined in Appendix B. The results of the analysis are shown in Fig. 9b. The solid lines show the group velocities obtained with equation (B1) and the shaded areas show the errors estimated from one-record period-time diagrams. The results of the measurement confirm the previous suggestion that the velocities south of the MVB are

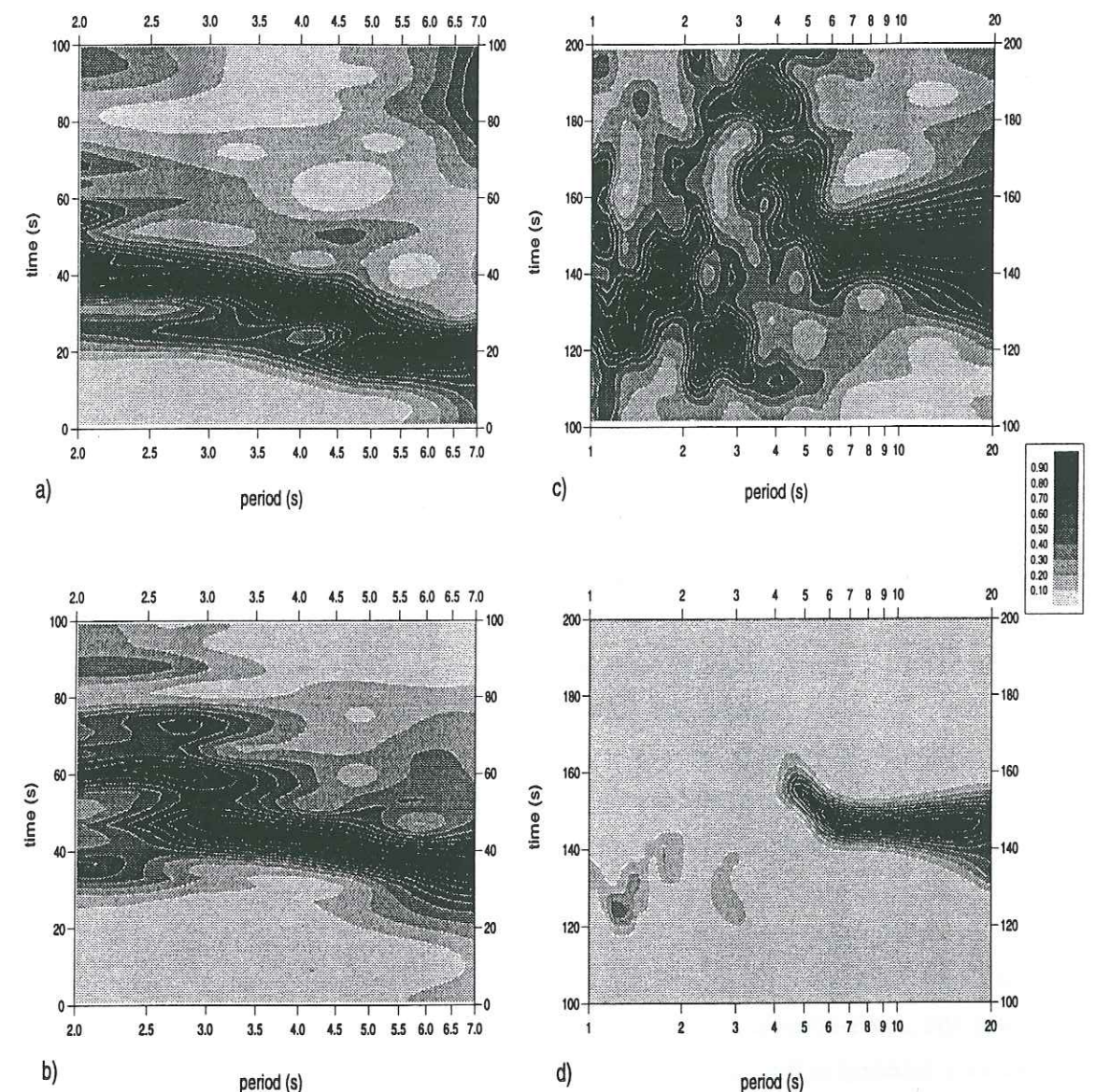


Figure 8. Some examples of period-time diagrams used for the identification of the Rayleigh wave and for the group velocity measurement. a) Period-time diagram for the vertical-component record of the Texcoco event at Popocatepetl. Polarization analysis shows that the first ridge corresponds to the Rayleigh wave. The corresponding arrival on the seismogram is shown by arrows in Fig. 6. b) Same as a) but recorded at Actopan. c) Period-time diagram for the vertical-component record of event 7 at Teotihuacan. d) Stacked diagram at Teotihuacan (records of the vertical and radial components of events 5, 6 and 7). The period-time domain corresponding to the fundamental mode of the Rayleigh wave is well defined between 5 and 20 s.

lower than those in the north. At periods 2-3s, the group velocity is about 2.2 km/s in the northern part of the MVB and it is about 1.4 km/s in its southern part.

Group velocities at long periods (5-13 s)

We used records of the Guerrero events and equation (B2) to determine group velocities in the northern and southern parts of the MVB. Group times at each station were defined using stacked period-time diagrams. The diagrams for individual records were not sufficiently narrow to allow a precise estimation of the group time.

We measured group velocities between Teotihuacan and Actopan to characterize the northern part of the MVB (path 4 in Fig. 9c). Jiutepec, Tepoztlan, and Teotihuacan were used to obtain mean velocities inside the volcanic belt (paths 5 and 6 in Fig. 9c). Other possible combinations of stations were not used because they correspond to very small inter-station distances or to paths crossing different zones. The results of the group velocity measurements are shown in Fig. 9d. As in Fig. 9b, solid lines show average dispersion curves obtained with equation (B2) and shaded areas show the standard deviation deduced from equation (A4). In spite of the large uncertainties, the difference in group velocities between the southern and northern parts of MVB at long periods is well resolved. We find once again that group velocities are larger in the northern part of the MVB. Unfortunately, we cannot perform similar measurement for the zone situated south of the MVB because of the lack of data at Iguala.

Phase velocities at long periods

We also performed measurements of inter-station phase velocities for the same pairs of stations applying the cross-spectrum method which is outlined in Appendix C (equation (C2)) with preliminary filtering in the frequency-time domain.

The results of measurements for the paths 4, 5, 6, and 7 in Fig. 9c are presented in Fig. 9e. The error in the measurement is represented by the shaded area which has a width equal to one standard deviation. In agreement with the previous results, the velocities south of the MVB are found to be lower than those in the north.

We measured phase velocities between Iguala and UNAM (path 7 in Fig. 9c) using records of vertical and radial components of events 1, 2, and 3. Unfortunately, the measurement between Iguala and Jiutepec or Tepoztlan could not be performed accurately because of the difference in the instrument response of the very broad-band seismographs at Iguala and the portable seismograph. The path Iguala-UNAM does not only characterize the southern zone but it also partly crosses the MVB. The velocities obtained for this path (Fig. 9e, curve 7) are intermediate between those in the northern and southern parts of the MVB. This result allows us to assume that the regions south and north of MVB have similar upper crustal structure.

For the southern part of the MVB, the group velocities measured directly (Fig. 9d) have smaller values than the ones deduced from the phase velocities through equation (C3) (Fig. 9f). The opposite is true to the north of the MVB. The main observation, however, that the group velocities beneath the southern part of the MVB are lower than in its northern part is verified.

INVERSION OF GROUP VELOCITY DISPERSION FOR THE CRUSTAL STRUCTURE

The different measurements of the group velocity dispersion indicate the existence of a low velocity zone beneath the southern part of the MVB. The group velocities in the northern part are higher than those in the southern part in the period range between 2 and 13 s. South of the MVB, the crustal structure seems to be close to the one in the north. This similarity is also supported by the similarity between the group velocities measured at periods 5-13s for the northern part of the MVB and the mean group velocity dispersion found by Campillo et al. (1996) for the region between the Guerrero coast and Mexico City.

By putting together the measurements at short periods (from the Texcoco event) and long periods (from the Guerrero events), we construct a composite dispersion curve. The dispersion curve inside the low-velocity zone is obtained by combining the curve for the path Texcoco - Popocatepetl (at short periods) with the curve for the paths Jiutepec - Teotihuacan and Tepoztlan - Teotihuacan (at long periods). The dispersion curve for the northern part of MVB is a combination of the measurements for the paths Texcoco - Actopan and Teotihuacan - Actopan.

The resulting dispersion curves for the northern and southern parts of the MVB are shown in Fig. 10a. We do not obtain a single curve for each region but an area of confidence using the uncertainties of measurements. At periods of 5 to 13 s, we have two types of measurement of the group velocity: (1) obtained from logarithmic stacking, and (2) deduced from phase velocities. Both measurements are taken into account for the composite dispersion curve. As a consequence, the uncertainty of the measurement of group velocities at these periods is large.

We invert these resulting dispersion curves for the velocity structure in two steps. At first, we perform a gradient inversion (Herrmann, 1987) of the average dispersion curve. The initial model is based on the velocity model found by Campillo et al. (1996). It includes five layers with constant velocities. The initial depths of the interfaces are 2, 5, 17 and 45 km. We perform the inversion for the S-wave velocity in each layer and for the depth of the interfaces. The density and Poisson ratio are kept fixed in each layer. In the second step, we estimate the uncertainty of the results obtained by linearized inversion. Starting from the model obtained by gradient inversion, we generate a set of new ones by changing randomly the S-wave velocity of each layer in the range [-0.5 km/s, +0.5 km/s] and changing randomly the depth of the interfaces in the range [-0.3 km, +0.3 km]. For each new model, we calculate group velocities of the fundamental mode of the Rayleigh wave using the

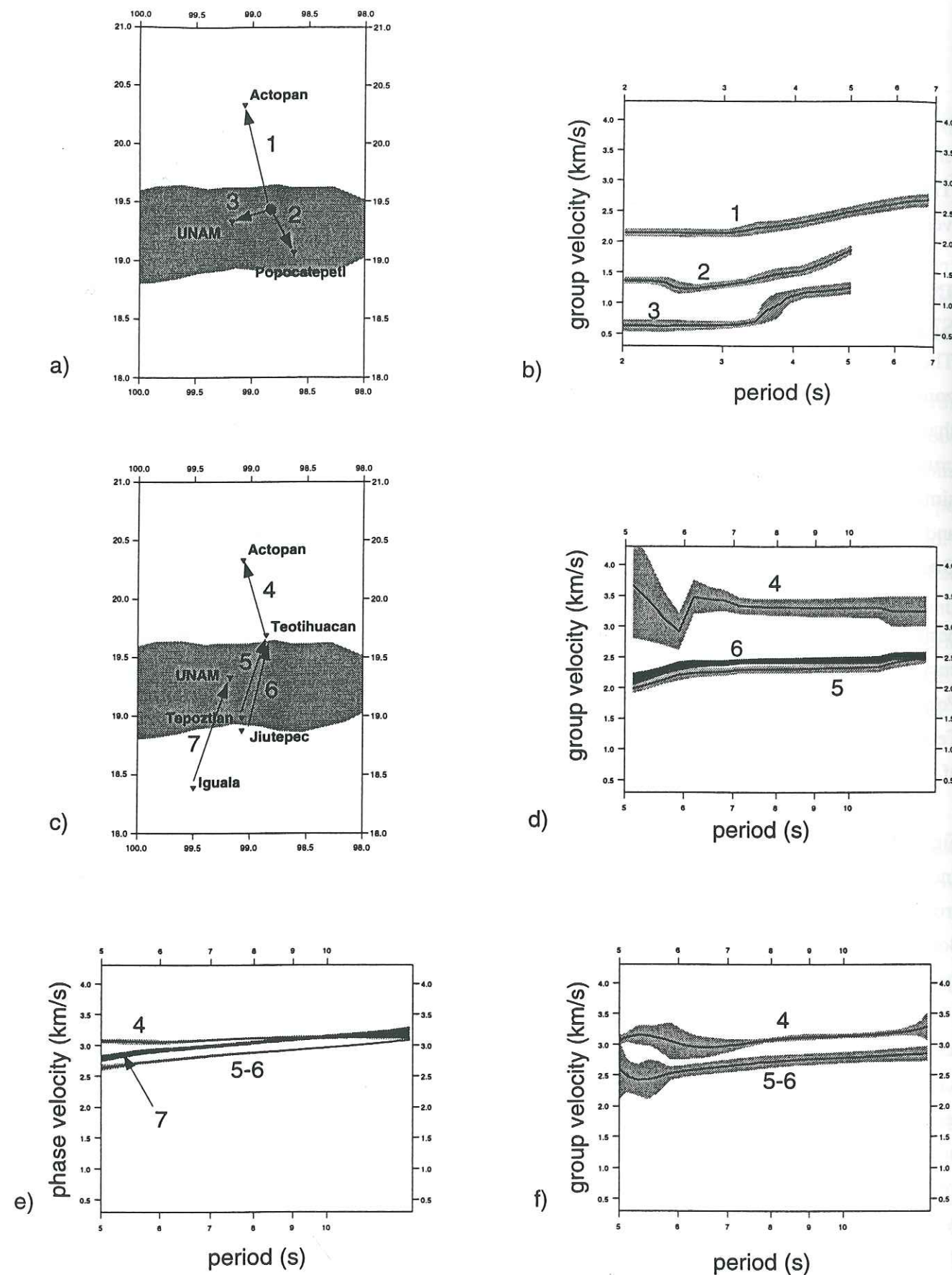


Figure 9. Results of the velocity measurements. a) Paths used for the measurements of group velocities at short periods. b) Group velocities at short periods. c) Paths used for the velocity measurements at long periods. d) Group velocities at long periods. e) Phase velocities at long periods. f) Group velocities at long periods deduced from the phase velocities shown in e).

subroutines of Herrmann (1987). When these group velocities are found inside the area of confidence (Fig. 10a), the corresponding model is kept and the search is continued in the vicinity of this model. The reason to use this two-step procedure is a search of a technique which efficiently samples a large model space. An alternative to this approach is the use of a genetic algorithm (Lomax & Snieder, 1994, 1995).

A first test showed that the uncertainty on the velocity in the deep layers (> 10 km) is large and the deep crustal structure is not resolved by our data. To study the uncertainties on the shallow structure, we generate a set of models where the S-wave velocity and the interface depths change only in the three shallow layers.

More than 10000 models were tested and more than 500 of them were found acceptable for each of the two regions (the southern and the northern parts of the MVB). All acceptable models are plotted in Fig. 10b. Despite the large uncertainties, the difference in the shallow (< 2 km) structures of the two regions is well resolved. The observed difference in group velocities between the southern and northern parts of the MVB is due to the presence of a superficial low velocity layer with an average thickness of 2 km in the southern part. The S-wave velocity in this layer is the single parameter for which the inversion gives a relatively small uncertainty. It is about 1.7 km/s. This is in agreement with a refraction study in the Valley of Mexico by Havskov and Singh (1977-78) who reported an upper layer of 2 km thickness with a P-wave velocity of 2.9 km/s. Jongmans et al. (1996) studied the P-wave velocity of the volcanic rocks in the region of Mexico City using seismic refraction techniques and also obtained low values. Thus we can associate the low-velocity zone with the volcanic layer.

We conclude that a superficial low-velocity layer exists in the active part of the MVB. Our data show that its thickness is about 2 km. The north-south extension of this layer can be roughly estimated as the distance between Teotihuacan and Tepoztlán which is about 80 km. We think that the difference in the upper crustal structure between the northern and southern parts of MVB is due to the difference in the type and the age of the volcanism (Robin, 1981).

NUMERICAL SIMULATIONS

In the previous section, we have seen that the region where the amplification of seismic waves is observed is characterized by the presence of a low-velocity layer beneath the surface. We now test whether this superficial low-velocity layer is the cause of the regional amplification.

To determine the influence of this layer on the propagation of the Rayleigh wave, synthetic seismograms are calculated using the Indirect Boundary Integral Method described by Pedersen et al. (1995). We consider a model with a single layer of 2 km thickness and with S-wave velocity of 1.7 km/s overlying a half-space with a velocity of 3 km/s (see Table 3 for model parameters). The width of the low-velocity structure is 80 km. The incident wave is a Rayleigh wave. The time

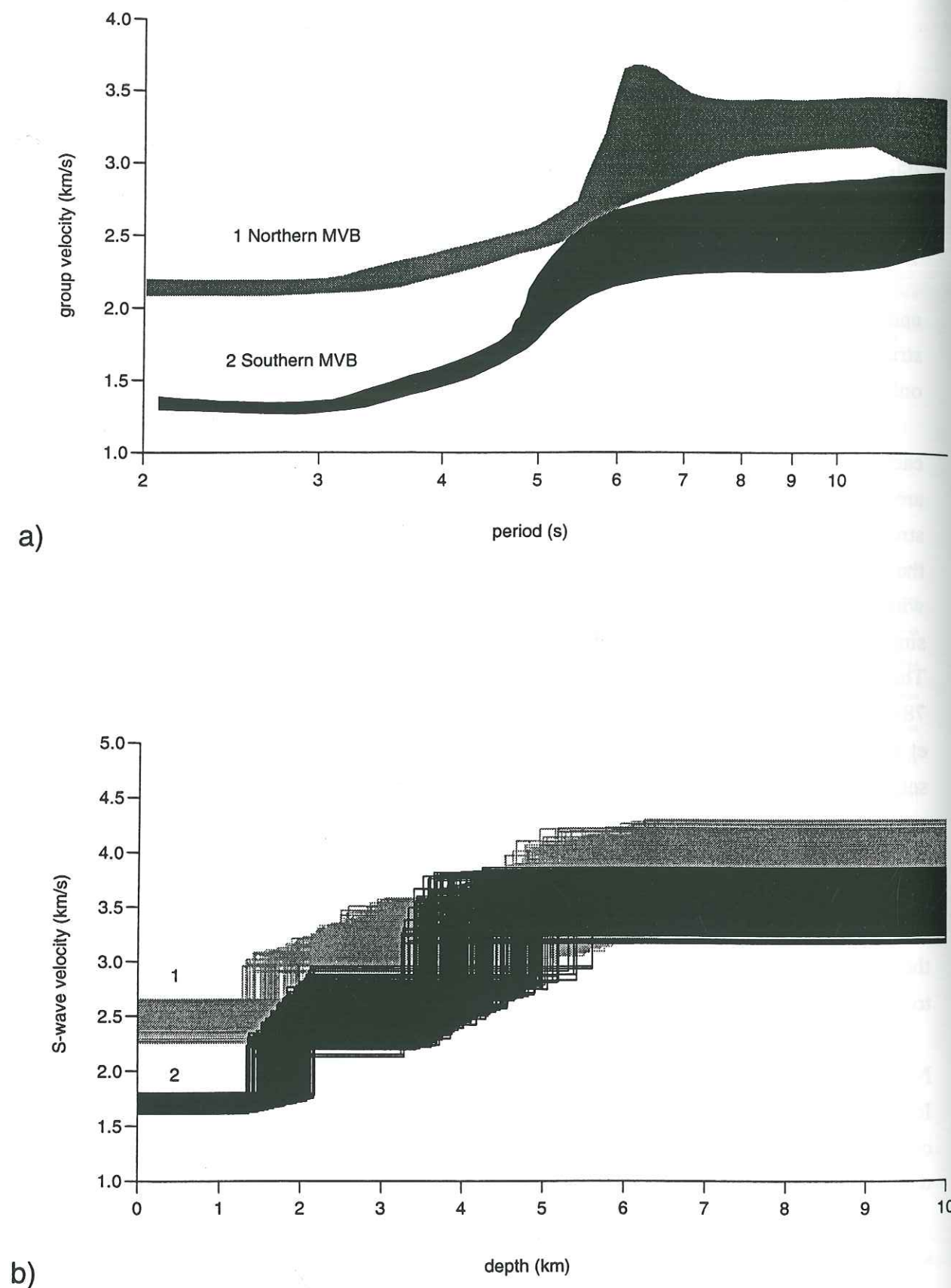


Figure 10. a) Combined group velocity dispersion curves for the two regions: 1: northern part of the MVB, 2: southern part of the MVB. b) Velocity models considered as acceptable for these two zones.

function of the incident signal is a 5 s Ricker wavelet. The origin of the spatial coordinate is at the center of the low-velocity layer and its edges are located at 40 km and -40 km. Twenty one receivers are located between the positions -80 km and 80 km.

Table 3. Parameters of the model used in the numerical simulation.

Layer	Vp (km/s)	Vs (km/s)	ρ (g/cm ³)
1	2.93	1.71	2.1
2	5.20	3.00	2.4

In Figs. 11a and 11b we present the synthetic seismograms filtered in the same way as the records of event 1 in Figs. 3 and 4, and of event 5 in Fig. 5. Low-pass filtered seismograms of the observed data (Fig. 4 and 5) and of the synthetics (Fig. 11a) have similar characteristics. The shape of the signal is roughly the same at all the receivers but the amplitudes are larger above the low-velocity layer. A discrepancy between data and synthetics is the strong attenuation of the observed signals in the northern part of the MVB for events 1 and 2.

The high-frequency synthetics (Fig. 11b) cannot be directly compared with the data. In the simulation, the incident wavefield consists of the fundamental mode of the Rayleigh wave alone, whereas the wavefield in the real data is much more complicated. An interesting feature of these high-frequency synthetics is the generation of a packet of dispersed waves at the edge of the upper layer (Volcanic Belt). The dispersion of surface waves inside the low-velocity layer induce a strong increase of the signal duration, especially on periods around 3 sec where a very well defined Airy phase of the Rayleigh wave is observed.

We do not know the precise geometry of this layer since the inversion only gives its average thickness. It seems reasonable to assume for a volcanic chain to be a strongly heterogeneous structure and not a homogeneous layer. In order to test the influence of a possible heterogeneity on the signal, we construct a model where we define the base of the low-velocity layer as a random irregular function with an average wave length of 10 km and a maximum possible deviation of 1.5 km from the mean value. The 2D irregular model is shown in Fig. 12.

At long periods (Fig. 12a), the seismograms are very similar to the ones presented in Fig. 11a with a similar amplification in the low-velocity layer. At short periods (Fig. 12b) the form of the packet of dispersed waves above the low-velocity layer is different from Fig. 11b and its duration is not as long as for the model with homogeneous layer. The irregularity of the base does not allow a constructive interference inside the low-velocity layer. Consequently we do not observe

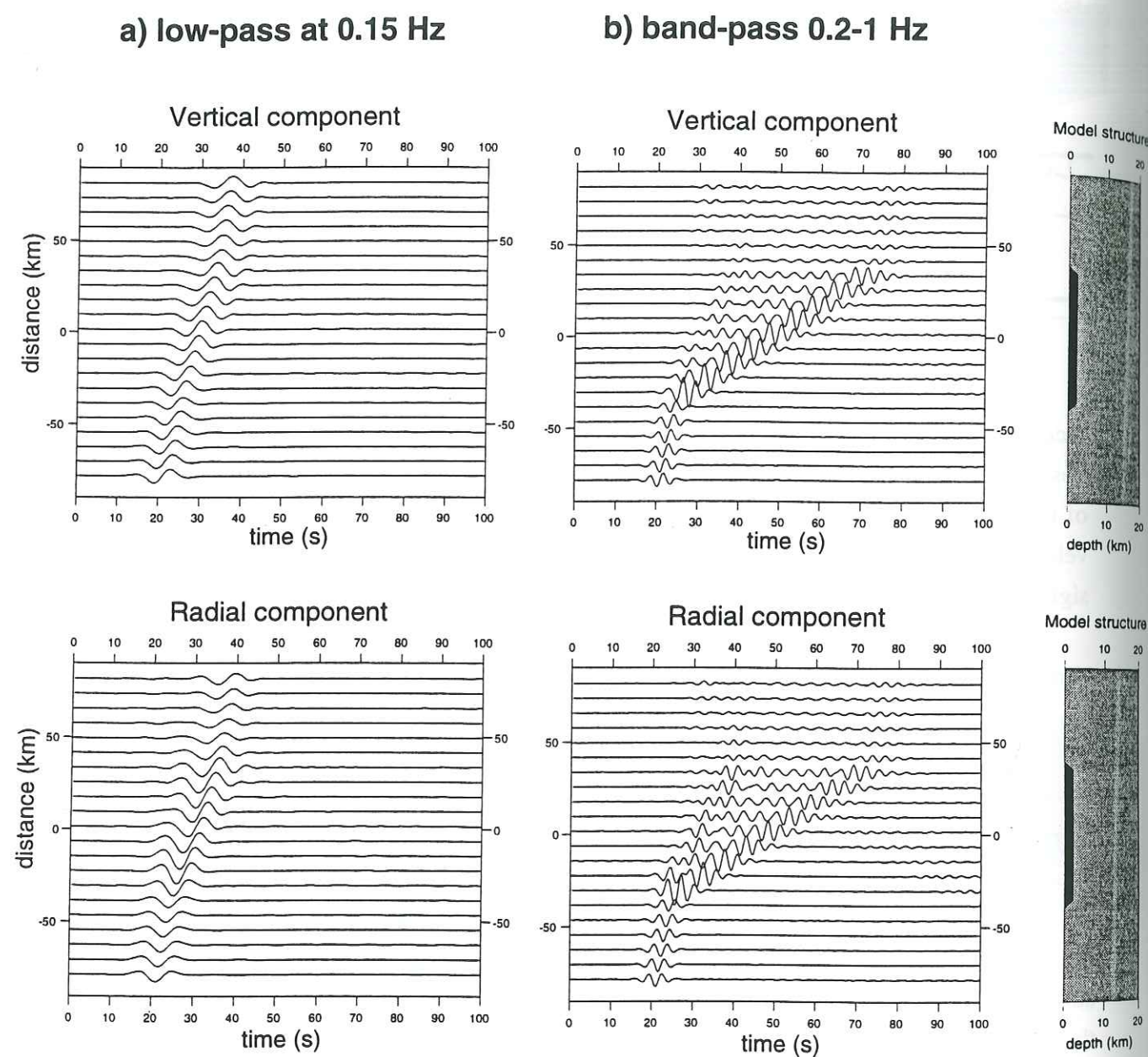


Figure 11. Synthetic seismograms computed for a shallow low-velocity layer with a flat basement. The abscissa is the time reduced to a velocity of 3.5 km/s. The model cross-section is plotted in the right-hand side of each section. The parameters of the model are shown in Table 3. a) Seismograms which are low-pass filtered at 0.15 Hz. b) Seismograms which are band-pass filtered between 0.2 and 1 Hz.

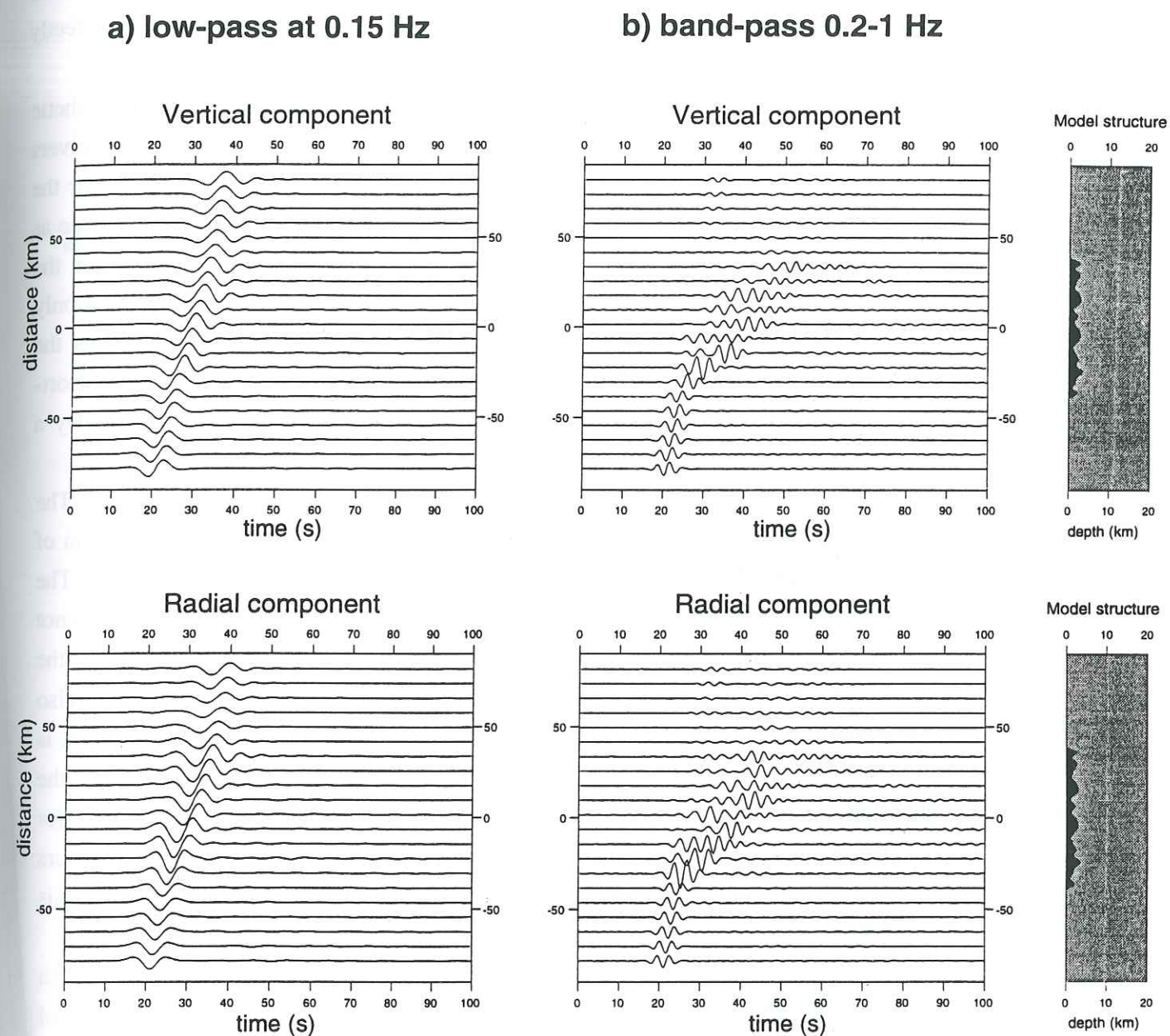


Figure 12. Same as Fig. 11 but for a shallow low-velocity layer with an irregular basement

a well defined Airy phase. However, the increase of signal duration due to the dispersion of surface waves inside the low-velocity layer is still observed. We do not have the data which could allow us to verify which of two models is the closest to the actual structure of the MVB. Nevertheless, we prefer the second one because it is difficult to imagine the volcanic chain to be a perfectly homogeneous layer.

In Fig. 13 we compare long-period spectral amplification (8-10 s) of the synthetic seismograms computed for the model with the low-velocity layer with irregular base at receivers located above this layer with the amplification observed in the southern part of the MVB. For the synthetic data the first receiver is taken as the reference. For the observed data Iguala site is taken as the reference for events 1, 2, and 3 and Jiutepec for events 5, 6, and 7. A correction for the geometrical spreading is made assuming surface-wave propagation for the observed data. We only consider the amplification at long periods (8-10 s) for two reasons: (1) At smaller periods the observed signals do not consist of the fundamental mode of the Rayleigh wave alone. (2) Short-period synthetics cannot be compared with the observation since very shallow structures play a prominent part in the amplification of seismic waves.

The comparison in Fig. 13 is fair inside the low-velocity zone (-40 km to 40 km). The horizontal component of the synthetics is amplified by a factor of about 1.7. The amplification of the vertical component depends on the topography of the base of the low-velocity layer. The amplification of synthetic seismograms is of the same order as that of the observed ones. We do not pretend to simulate exactly the regional amplification because of the lack of information on the detailed structure of the volcanic layer. The influence of the small-scale shallow structure must also be considered particularly for stations UNAM and Texcoco (lake site). Another important point is that the volcanic chain is a 3-dimensional structure. For example, the model does not explain the fact that the amplitude of the Rayleigh wave at Teotihuacan and Actopan is strongly reduced for events 1 and 2. This could be due to the local heterogeneity in the region of Texcoco. For others events along the Guerrero Coast, with more westerly locations, the travel paths do not cross this region and the amplitude reduction in the northern part of the MVB is not observed.

The main conclusion obtained from the numerical simulations is that a shallow layer with parameters deduced from the inversion of the group velocity dispersion causes a regional amplification at long periods which is in agreement with the observed one. The signal duration is increased because of the dispersion of surface waves inside this layer.

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The analysis of seismograms shows the existence of a region in a southern part of the MVB where seismic signals are amplified. The southern limit of this region is situated near Tepoztlan and corresponds to the geographical limit of the MVB. The northern limit of the region is located near

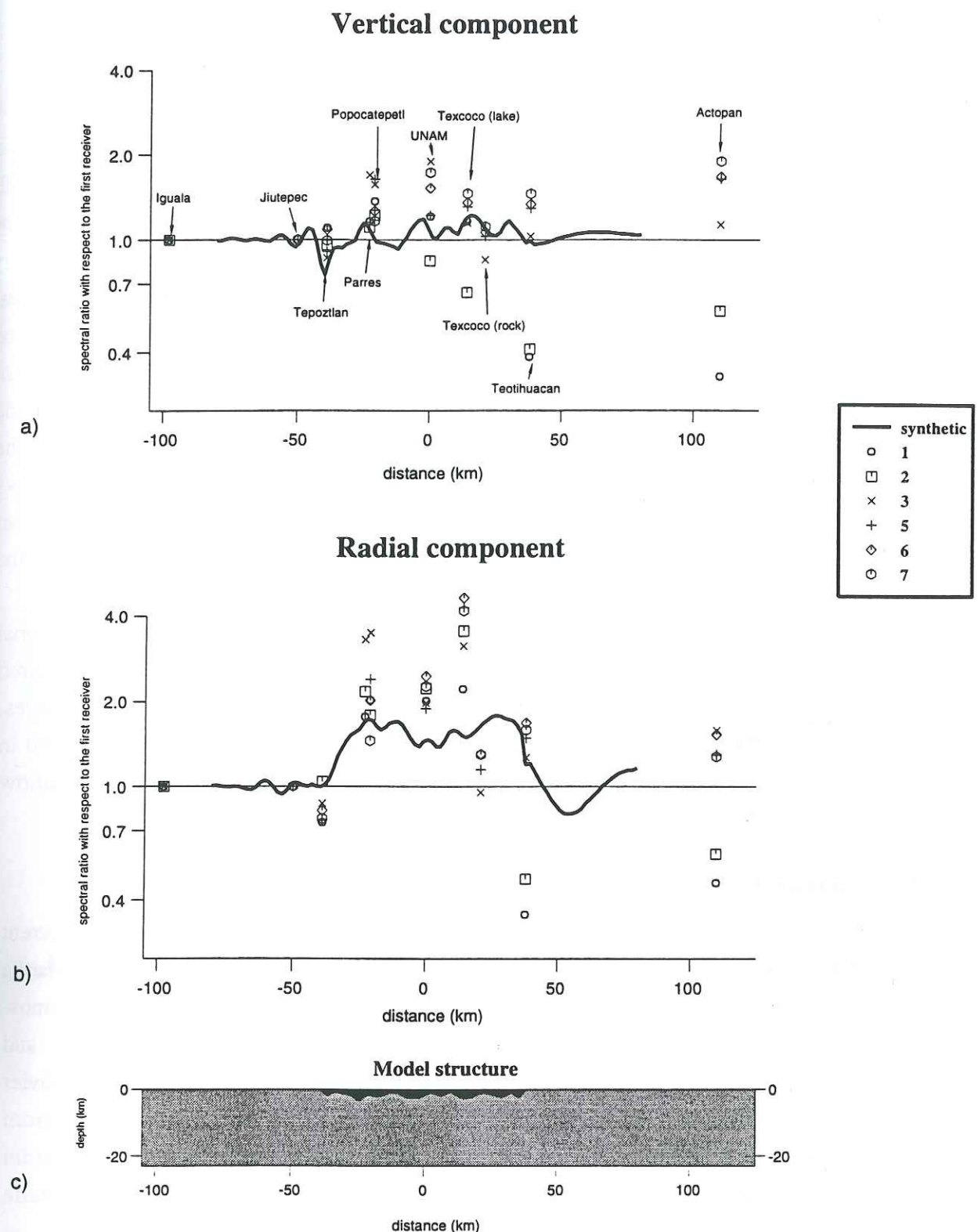


Figure 13. Comparison of calculated and observed amplification of seismic waves in the MVB at long period (8-10s). a) Amplification for the vertical component. b) Amplification for the radial component. c) Model cross-section.

Teotihuacan. This delimitation is also supported by a strong difference in the duration of seismograms recorded towards north and south of a local earthquakes in the Valley of Mexico. Group and phase velocities in the period range 2 - 13 s are smaller in the southern part of the MVB than in its northern part. Although we could not measure the velocity in the region south of the MVB directly, the values of the phase velocity for the path Iguala-UNAM and the group velocity measured for the region between Guerrero coast and Mexico City by Campillo et al. (1996) suggest that the velocities south of Tepoztlan are close to the ones measured in the northern part of the MVB. The low-velocity zone can be associated with the region of active volcanism in the southern part of the MVB. The northern limit of this zone approximately corresponds to the limit between the two different parts of the MVB deduced from geological data (Robin, 1981). The inversion of the group velocity dispersion curve measured in the northern and the southern parts of the MVB shows that the difference in velocities is due to the presence of a superficial low-velocity layer (with an average S-wave velocity of 1.7 km/s and an average thickness of 2km) in the southern part of the MVB.

The numerical simulations show that this superficial low-velocity layer causes a regional amplification of the 8-10 s period signal which is of the same order as the amplification measured from the data. It also increases the signal duration because of the dispersion of surface waves. These results confirm the hypothesis of Singh et al. (1995): the regional amplification observed in the vicinity of Mexico City is due to the anomalously low shear-wave velocity in the shallow volcanic rocks of the southern MVB.

ACKNOWLEDGMENTS

We are very grateful to all the people who participated in the experiment: D. Demanet, C. Horrent from Université de Liège; Jose Manuel Castillo-Covarrubias, Rafael Avila-Carrera, and Martha Suarez from Instituto de Ingenieria, UNAM; Marco Antonio Arreguin-Lopez, Jaime Ramos-Martinez, Jose Luis Rodriguez-Zuniga, Evangelina Romero-Jimenez, Edna Ojeda-Xalteno, and Consuelo Gomez from Centro de Investigacion Sismica (Fundacion J. Barros Sierra); Javier Pacheco Alvarado from Instituto de Geofisica, UNAM; Gerardo Cruickshank, Alberto Luck from Proyecto Texcoco de la Comision Nacional del Agua (CNA); Venustiano Caldino from Jardin Botanico de l'Instituto de Biologia, UNAM; Carlos Valencia from la Planta de Asfalto (Secretaria de Obras del DDF) (Parres); R. Guiguet from Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Grenoble. We also thank Marc Tardy for fruitful discussions and Helle Pedersen for the numerical code used for the synthetics. This research was supported by the Commission of the European Communities under contracts N° CI1*-CT92-0036 and N° CI1*-CT92-0025. Numerical simulations were performed at the Centre de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble.

REFERENCES

- Barker, J. S., Campillo, M., Sánchez-Sesma, F. J., Jongmans, D. & Singh, S. K., 1995. Analysis of Wave Propagation in the Valley of Mexico from a Dense Array of Seismometers. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **submitted**.
- Campillo, M., Singh, S. K., Shapiro, N., Pacheco, J. & Herrmann, R. B., 1996. Crustal Structure South of the Mexican Volcanic Belt, Based on Group Velocity Dispersion. *Geofis. Intern.*, **In press**.
- Demant, A., 1981. L'Axe Néo-Volcanique Transmexicain. Etude volcanologique et pétrographique. Signification géodynamique. *Thèse de doctorat, Université de droit, d'économie et des sciences d'Aix-Marseille, Marseille*.
- Dziewonski, A., Bloch, S. & Landisman, N., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 427-444.
- Havskov, J. & Singh, S. K., 1977-78. Shallow crustal structure below Mexico City. *Geofis. Intern.*, **17**, 223-229.
- Herrmann, R. B., 1987. Computer Programs in Seismology, Saint Louis University, Missouri.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. & Its, E. N., 1989. Recording, identification, and measurement of surface wave parameters. In: *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth* (ed Keilis-Borok, V. I.), pp. 131-182, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht.
- 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.
- Lomax, A. J. & Snieder, R., 1994. Finding sets of acceptable solutions with a genetic algorithm with application to surface wave group dispersion in Europe. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2617-2620.
- Ordaz, M. & Singh, S. K., 1992. Source spectra and spectral attenuation of seismic waves from Mexican earthquakes, and evidence of amplification in the hill zone of Mexico City. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 24-43.
- Pedersen, H. A., Campillo, M. & Sánchez-Sesma, F. J., 1995. Azimuth dependent wave amplification in alluvial valleys. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **14**, 289-300.
- Robin, C., 1981. Relations volcanologie - magmatologie - géodynamique: application au passage entre volcanismes alcalin et andésitique dans le sud mexicain. *Thèse de doctorat, Université de Clermont-Ferrand II, Clermont-Ferrand*.
- Singh, S. K. & Ordaz, M., 1993. On the origin of long coda observed in the lake-bed strong motion records of Mexico city. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 1298-1306.

- Singh, S. K., Quass, R., Ordaz, M., Mooser, F., Almora, D., Torres, M. & Vasquez, R., 1995. Is there truly a "hard" rock in the Valley of Mexico. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 481-484.
- Stange, S. & Friederich, W., 1992. Guided wave propagation across sharp lateral heterogeneities: the complete wavefield at a cylindrical inclusion. *Geophys. J. Int.*, **111**, 470-482.
- Tardy, M., 1980. Contribution à l'étude géologique de la Sierra Madre Orientale du Mexique. *Thèse d'Etat, Université Pierre et Marie Curie, Paris.*

APPENDIX A

Logarithmic stacking of period-group velocity diagrams

To enhance the period-time diagrams we use a logarithmic stacking in period-time domain (Campillo et al. 1996) based on the frequency-time analysis described by Levshin et al. (1989). In this technique, the spectrum of the signal is multiplied by a narrow Gaussian window centered at period T and then the inverse Fourier transform is computed. These two steps are repeated for a large number of periods T , thus obtaining a function of time and period, $A(t, T)$. The amplitude of this function is used for the graphic representation of the signal in the period-time domain.

We calculate a mean period-time envelope, $As(t, T)$, as the product of the normalized envelopes of the n records used:

$$As(t, T) = N_1(t, T) \cdot N_2(t, T) \cdot \dots \cdot N_n(t, T) \quad (A1)$$

where $N_i(t, T)$ is the normalized envelope of record i . This procedure is called logarithmic stacking.

Let us assume that, at a given period T , the envelopes have the theoretical Gaussian shape with the same width parameter a and the maxima at times τ_i (group time at period T):

$$N_i(t, T) = e^{-\frac{(t-\tau_i)^2}{2a^2}} \quad (A2)$$

Combining equations (A1) and (A2) we can see that, if the group time τ_i is the same for all the records, the resulting envelope has a unit maximum value and a bandwidth equal to $a/\sqrt{n}$. If the group times τ_i differ, the maximum amplitude of the resulting envelope is smaller than 1. Let us consider the group times τ_i distributed around a mean value τ_0 :

$$\tau_i = \tau_0 + \delta_i \quad (A3)$$

where δ_i is the deviation of the group time for each record. In this case, the mean envelope has the maximum at the time τ_0 with an amplitude equal to:

$$\text{Max}(A_s(t, T)) = e^{-\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{2a^2}} \quad (A4)$$

The resulting period-time envelope has strong amplitudes in the narrow region where coherent arrivals exist and small amplitudes for periods where the coherence between different signals disappears. Therefore, this method allows a better definition of the period-time range for which a stable arrival is observed on all the records. An additional advantage of this technique is that the amplitude of the mean envelope at a given period depends on the variance of group times (equation (A4)). Therefore, this variance can be measured directly from the amplitude of the stacked period-time diagram. The logarithmic stacking allows a direct evaluation of uncertainty of the group time.

Using one period-group velocity diagram, we estimate a dispersion of the group time. At each period T , the value of the group time $\tau(T)$ is estimated as the time where the amplitude of $A(t, T)$ (in the case of a one-record diagram) or $As(t, T)$ (in the case of a stacked one) has its maximum.

The uncertainty of the group time is a main source of error during the group velocity measurement. To estimate this uncertainty from one-record period-time diagram, we define the interval of possible values of group time at each period T as the interval where the amplitude of the function $A(t, T)$ is larger than 95% of its maximum. An estimation of the uncertainty on the group time can also be made in the case of a stacked diagram using equation (A4).

APPENDIX B

Group velocity measurement

We apply frequency-time analysis to measure dispersion curves of the group time $\tau(T)$ and its uncertainty. We can use one or two-station measurement to obtain the value of the group velocity. In the first case we apply the formula

$$\tau(T) = d/U(T) \quad (B1)$$

where d is the epicentral distance and $U(T)$ is the group velocity at period T . In the second case, we measure group times τ_1 and τ_2 at each of the two selected stations. The inter-station group velocity is then the ratio of the inter-station distance to the difference between those group times:

$$U(T) = \frac{(d_2 - d_1)}{(\tau_2(T) - \tau_1(T))} \quad (\text{B2})$$

where T is the period and d_1 and d_2 are the epicentral distances for each station.

APPENDIX C

Phase velocity measurement

To measure inter-station phase velocities, we apply the cross-spectrum method. The phase of the cross-spectrum gives the frequency-dependent time delay between two stations:

$$\delta t(\omega) = \frac{\varphi(\omega)}{i\omega} \quad (\text{C1})$$

The phase velocity $C(\omega)$ is therefore given by:

$$C(\omega) = \frac{(d_2 - d_1)}{\delta t(\omega)} \quad (\text{C2})$$

where ω is the angular frequency, $\delta t(\omega)$ is the time delay, $\varphi(\omega)$ is the phase of the cross-spectrum, and d_1 and d_2 are the epicentral distances for each station. The coherence between the two signals is calculated to control the quality of the measurement. The measurements are performed only in the period range where the value of the coherence is close to 1.

An important improvement in the quality of such measurements can be obtained by a preliminary filtering of the signals. Following Levshin et al. (1989), we filter the data in the frequency-time domain to isolate the fundamental mode of the Rayleigh wave.

Finally, group velocity is related to phase velocities by:

$$U(\omega) = C(\omega) \left/ \left(1 - \omega \frac{\partial C(\omega)}{\partial \omega} \right) \right/ C(\omega) \quad (\text{C3})$$

In this case, an average velocity between two stations and an estimation of the error are obtained as an average value and a standard deviation of individual dispersion curves measured from records of different events on different components. The averaging is done using the values of coherence as weights.

Dispersion de l'onde de Rayleigh et structure de la croûte dans la région au sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine

Ici et dans le chapitre 2.6 nous allons présenter les derniers résultats obtenus en utilisant des données du réseau large-bande de l'UNAM. Ce réseau a été installé au cours des deux dernières années. Il est actuellement composé de 15 stations, dont chacune consiste en un capteur STS2 connecté à un accéléromètre Kinematics FBA-23 qui est à son tour connecté à un convertisseur numérique Quanterra de 24 bits de dynamique. Parmi d'autres possibilités, le réseau permet d'étudier la propagation des ondes de surface dans les différentes régions du Mexique. Nous commençons par compléter les mesures de la dispersion de l'onde de Rayleigh dans les régions proches de la Chaîne Volcanique Transmexicaine (CVT).

Nous n'avons pas pu mesurer la dispersion des ondes de surface dans la région au sud de la CVT en utilisant des données du réseau temporaire. La raison principale était la différence des réponses instrumentales des capteurs STS2 et Guralp CMG40. L'impossibilité de corriger précisément ces réponses n'a pas permis de mesurer la vitesse de phase entre les sites Iguala et Jiutepec.

Récemment, une station du réseau large-bande de l'UNAM a été installée sur le site de Yautepec juste au sud de la chaîne volcanique. Le capteur et les composantes électroniques de cette station sont similaires à la station d'Iguala et, par conséquent, le problème de réponse instrumentale est résolu. On va donc pouvoir mesurer les vitesses entre cette station et la station d'Iguala. Les positions des deux stations sont montrées sur la Figure 14, et les localisations exactes sont données dans le Tableau 4.

Lieu	Station	Latitude	Longitude
Iguala	PLIG	18.389	-99.501
Yautepec	YAIG	18.862	-99.067

Tableau 4 Stations utilisées pour la mesure de la dispersion dans la région au sud de la chaîne volcanique.

Pour mesurer la vitesse de phase entre ces deux stations, nous avons sélectionné 5 séismes localisés dans la zone de subduction de Guerrero. Les critères de sélection ont été un bon rapport signal sur bruit et le fait que l'épicentre se trouve à peu près sur le grand cercle passant par les deux stations.

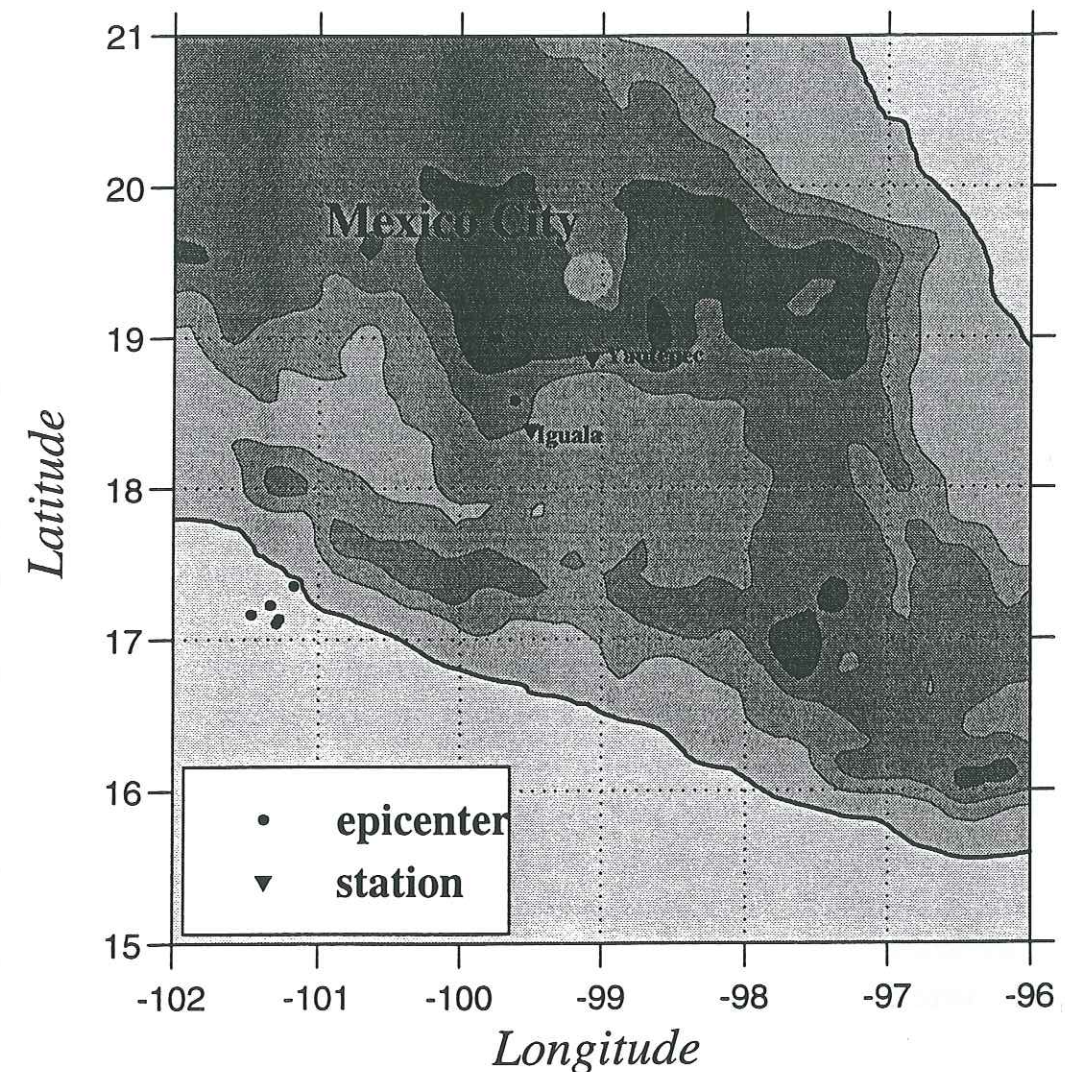


Figure 14. Carte de localisation des deux stations et des épicentres de six séismes qui sont utilisés pour mesurer la dispersion de l'onde de Rayleigh au sud de la chaîne volcanique.

N°	année	mois	jour	heur	min	sec	lat	lon	M
1	95	12	23	13	27	33.3	17.36	-101.17	4.7
	95	12	24	12	37	27.4	17.17	-101.46	4.3
3	96	03	31	23	39	1.6	17.11	-101.29	4.7
4	96	04	10	09	52	19.5	17.14	-101.27	4.7
5	96	04	18	22	16	23.9	17.23	-101.33	5.0
6	95	09	02	10	16	44.7	18.32	-99.61	4.0

Tableau 5 Événements utilisés pour la mesure de la courbe de dispersion pour la région au sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine

Nous utilisons la méthode interspectrale pour mesurer les vitesses de phase. Avant de calculer l'interspectre, les signaux sont filtrés avec des filtres temps-fréquence. La procédure complète est décrite dans l'article au début de ce chapitre.

Les courbes de dispersion et les fonctions de cohérence spectrale pour chaque événement sont montrées sur la Figure 15. On voit que la vitesse de phase est bien définie pour les périodes entre 5.5 et 20 s.

Après avoir mesuré des vitesses de phase pour des événements individuels, nous calculons des courbes de dispersion moyennes de vitesse de phase et de vitesse de groupe. Ces courbes, avec leurs déviations standards, sont montrées sur la Figure 16.

Pour mesurer des vitesses de groupe pour des périodes plus petites dans la même région, nous avons choisi un petit tremblement de terre qui a eu lieu à proximité de la station Iguala (événement 6 dans le Tableau 5). Nous utilisons l'enregistrement de la composante verticale à Yautepec. Nous appliquons l'analyse temps-fréquence de la même façon que dans l'article au début de ce chapitre. La courbe de dispersion avec des incertitudes de mesures est montrée sur la Figure 17.

Après avoir mesuré les vitesses de groupe sur les longues et courtes périodes, nous construisons une courbe de dispersion composite pour toute la gamme des périodes 2-13s. Les résultats des deux mesures sont différents entre 5 et 7 s, c'est à dire pour les périodes sur lesquelles les deux mesures se chevauchent. La raison de cette différence est que, sur ces périodes, les deux mesures ne sont pas très stables. Pour le petit séisme, il n'y a pas beaucoup d'énergie sur ces périodes et la mesure est influencée par les périodes plus petites où la vitesse est plus faible. D'un autre côté, la mesure de vitesse de phase sur ces périodes est influencée par la présence des modes supérieurs qui ont des vitesses plus grandes.

A cause de cette instabilité, nous avons décidé d'attribuer une grande incertitude sur ces périodes pour la courbe composite. Elle est montrée sur la Figure 18a. Si on fait la comparaison avec les deux courbes de dispersion obtenues avant à partir des données du réseau temporaire (voir:

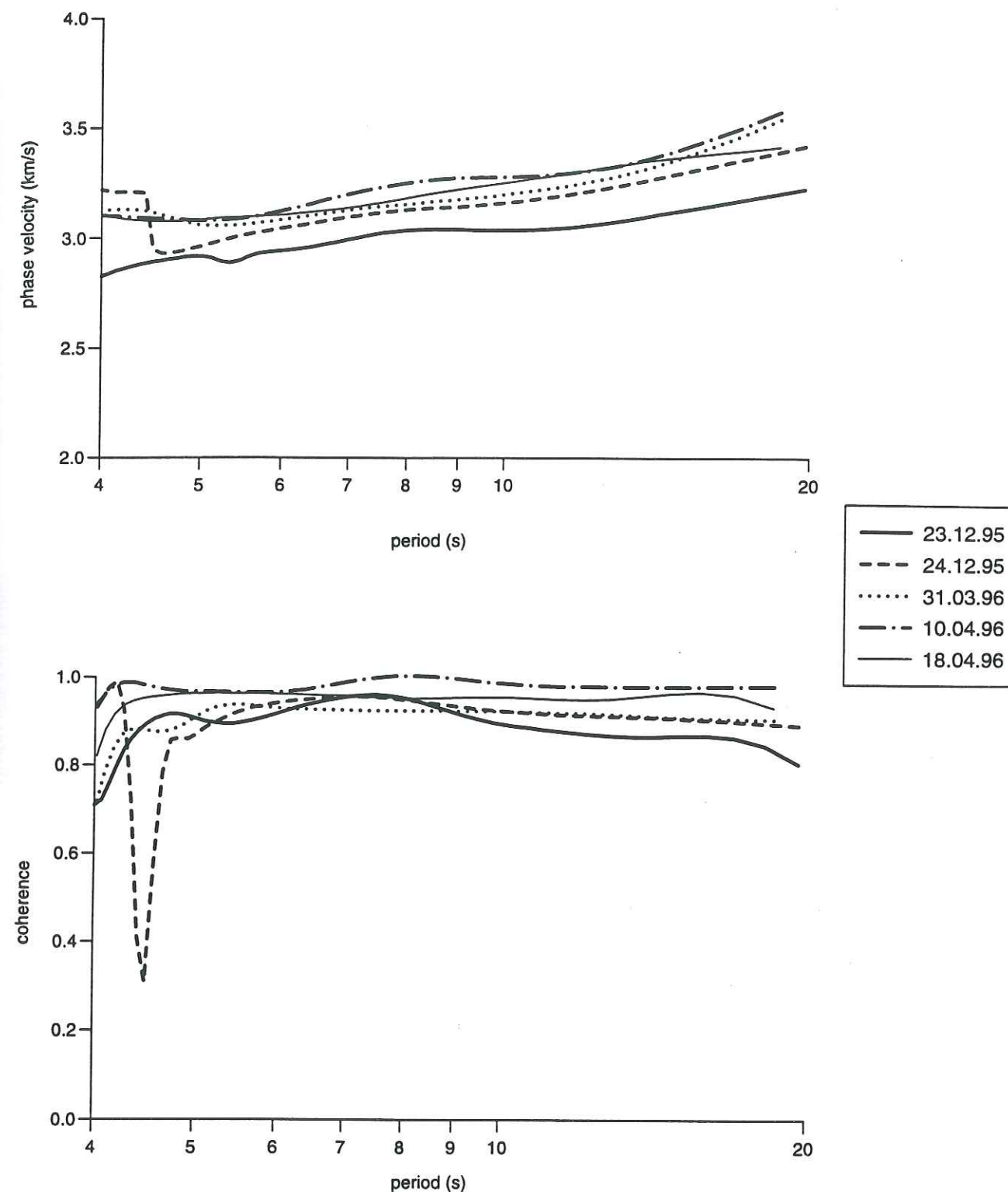


Figure 15. Vitesses de groupe et valeurs de cohérence spectrale mesurées entre Iguala et Yautepec pour cinq séismes de Guerrero.

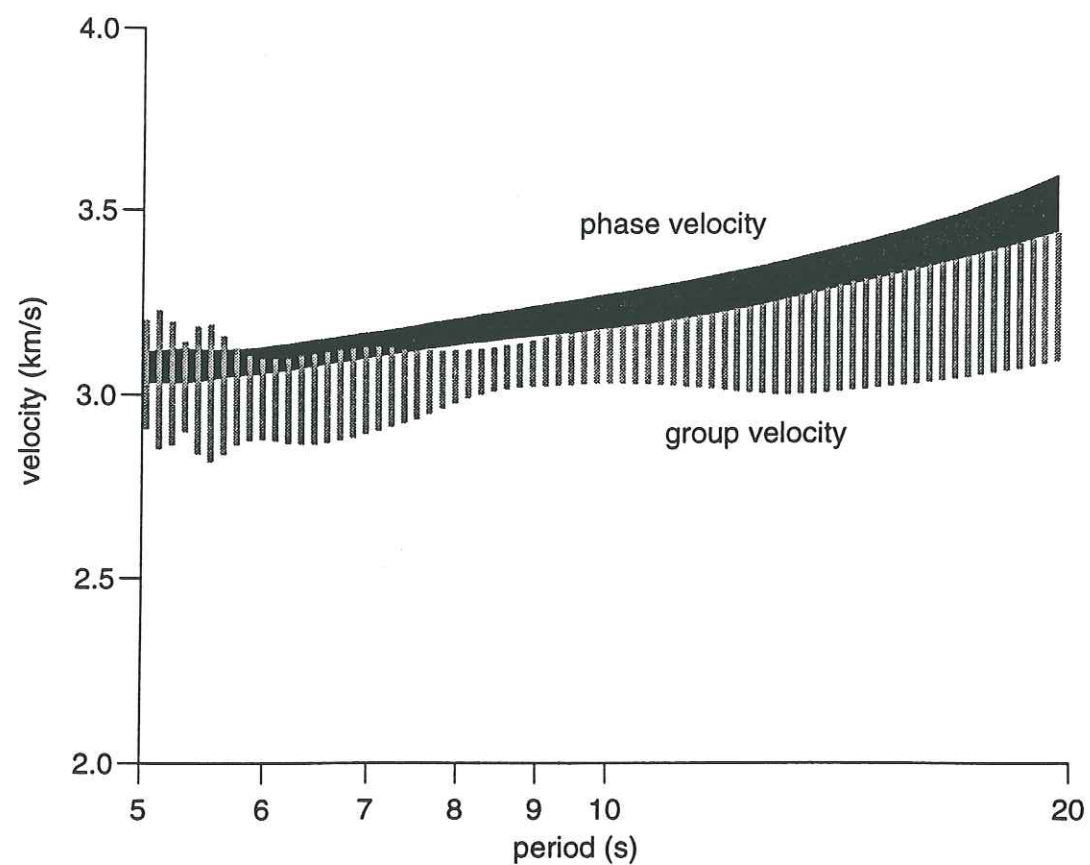


Figure 16. Courbes de dispersion moyenne de vitesse de phase et de vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh entre Iguala et Yautepec calculées en utilisant des enregistrements de cinq séismes de Guerrero.

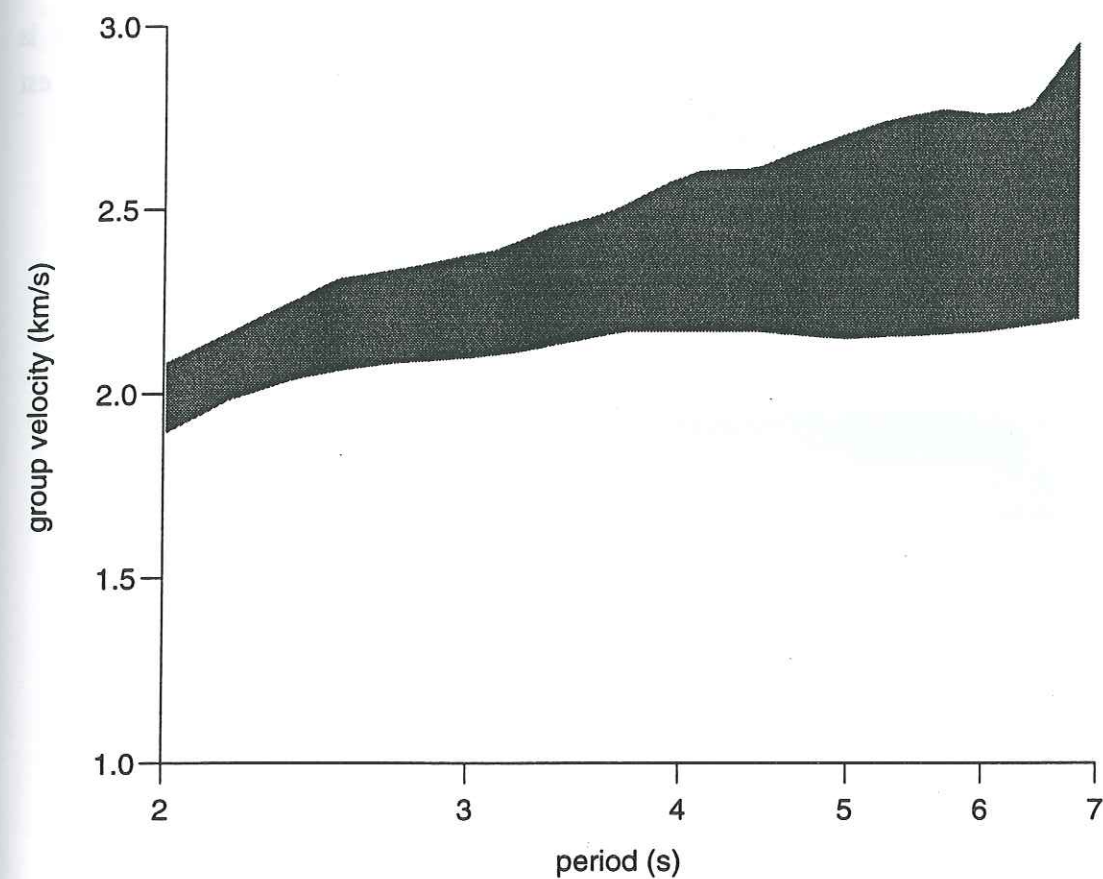


Figure 17. Courbe de dispersion mesurée à partir d'enregistrements d'un petit séisme (événement 6 dans le Tableau 5) à Yautepec.

p. 108), on voit que les courbes de dispersion pour les régions au nord et au sud de la chaîne volcanique sont proches et elles sont différentes de la courbe de dispersion mesurée à l'intérieur de la chaîne. Les vitesses sont plus faibles à l'intérieur de la chaîne.

Nous avons ensuite inversé la courbe obtenue pour déterminer les vitesses des ondes S dans la croûte. Nous utilisons le même algorithme d'inversion par méthode de Monte-Carlo. Là encore, nous pouvons seulement trouver la structure approximative des premiers 5 km de la croûte. Le résultat est montré sur la Figure 18b. Le modèle obtenu est proche de celui pour la région au nord de la chaîne volcanique, obtenu dans la partie précédente.

Finalement la suggestion que l'on a proposé précédemment, à savoir que la structure de la partie superficielle de la croûte est très similaire au nord et au sud de la chaîne volcanique, est confirmée.

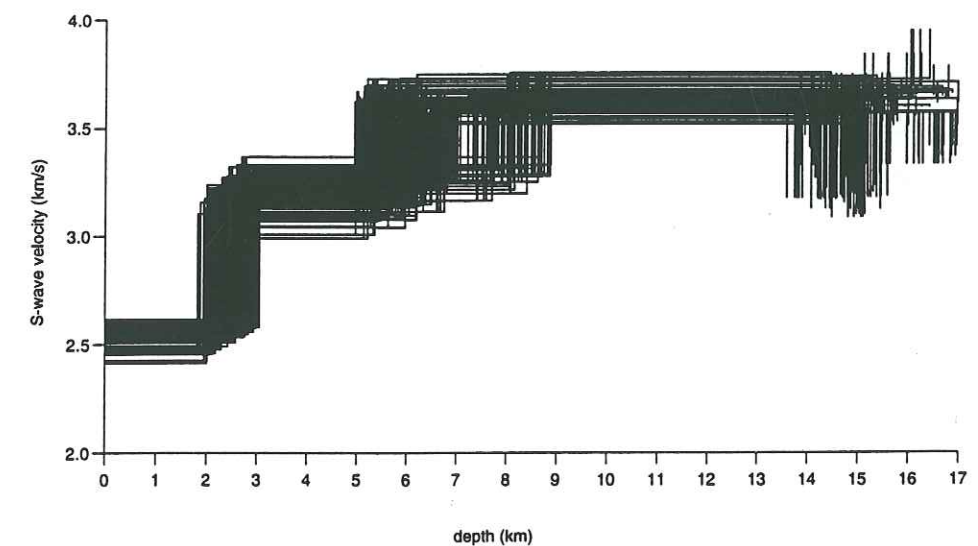
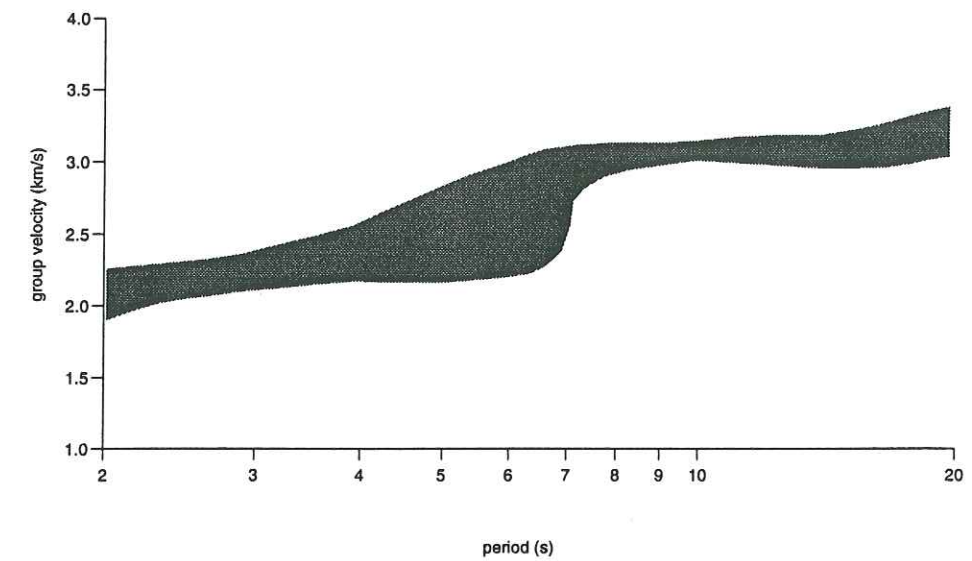


Figure 18. a) Courbe de dispersion composite pour la région entre Iguala et Yautepac. b) Modèles de structure en vitesse de l'onde S obtenus par inversion de la courbe composite.

Chapitre 2.5 Anomalie de la polarisation de l'onde de Rayleigh

L'enregistrement trois composantes nous donne la possibilité d'étudier la polarisation du signal. Dans des milieux à couches planes, la polarisation des ondes de surface est bien connue (Figure 1a). Pour l'onde de Rayleigh, elle est elliptique dans le plan vertical parallèle à la direction de propagation. Pour l'onde de Love, elle est linéaire perpendiculaire à ce plan. Le changement de type de polarisation par rapport à ce modèle théorique, appelé en général anomalie de polarisation, peut être lié à l'anisotropie ou à l'hétérogénéité du milieu. Ainsi ces anomalies de polarisation peuvent être utilisées pour la détection de la présence d'anisotropie ou d'hétérogénéité. Le pas suivant est de comprendre à quelle propriété de la croûte elles peuvent être liées exactement.

Une anomalie la polarisation pouvant être interprétée d'une façon assez simple est une anomalie azimutale. Dans ce cas, la polarisation reste toujours elliptique dans le plan vertical dans le cas de l'onde de Rayleigh, ou linéaire horizontale dans le cas de l'onde de Love. Mais le plan qui définit la direction de la polarisation a tourné par rapport à la polarisation théorique. On appelle ici polarisation théorique celle qui devrait être observée dans le cas où l'onde se propagerait dans un milieu à couches planes, c'est à dire viendrait de la direction de l'épicentre. La façon la plus simple d'expliquer une anomalie de ce type serait de supposer que le trajet parcouru par l'onde se trouve en dehors de la ligne directe qui relie la station et l'épicentre (Figure 1b). Ainsi, l'anomalie de polarisation pourrait être liée à une anomalie de propagation. Ce lien pourrait aider à déterminer la direction de laquelle l'onde arrive à partir d'un enregistrement à une seule station, sans utiliser de réseaux. C'est pourquoi l'étude de la polarisation des ondes est très intéressante. On utilise souvent cette hypothèse pour l'interprétation des anomalies de polarisation des ondes de surface téléseismiques (Levshin et al., 1994).

On a mesuré la polarisation de l'onde de Rayleigh pour les signaux enregistrés pendant les séismes de Guerrero sur toutes les stations du profil installé à travers de la CVT (chapitre 2.4). On a utilisé l'analyse de la polarisation des ondes de surface dans le domaine temps-fréquence (Levshin et al. 1989). Dans cette méthode, pour chaque fenêtre en temps et pour chaque fréquence on calcule une ellipse (une droite est considérée comme une ellipse dégénérée) qui ressemble le plus au mouvement des particules mesuré. A partir de ce calcul, on peut déterminer les différents paramètres de la polarisation. Un paramètre important pour nous est la déviation de l'azimut de polarisation qui est défini comme l'angle entre le plan où la direction de la polarisation est mesurée et le plan "théorique". Un autre paramètre est la qualité de la mesure de polarisation. C'est une valeur qui, d'une part, montre si le mouvement des particules est vraiment proche d'une ellipse et, d'autre part, si l'ellipse trouvée correspond bien à la polarisation théorique (sans prendre en compte la direction) d'une onde de surface.

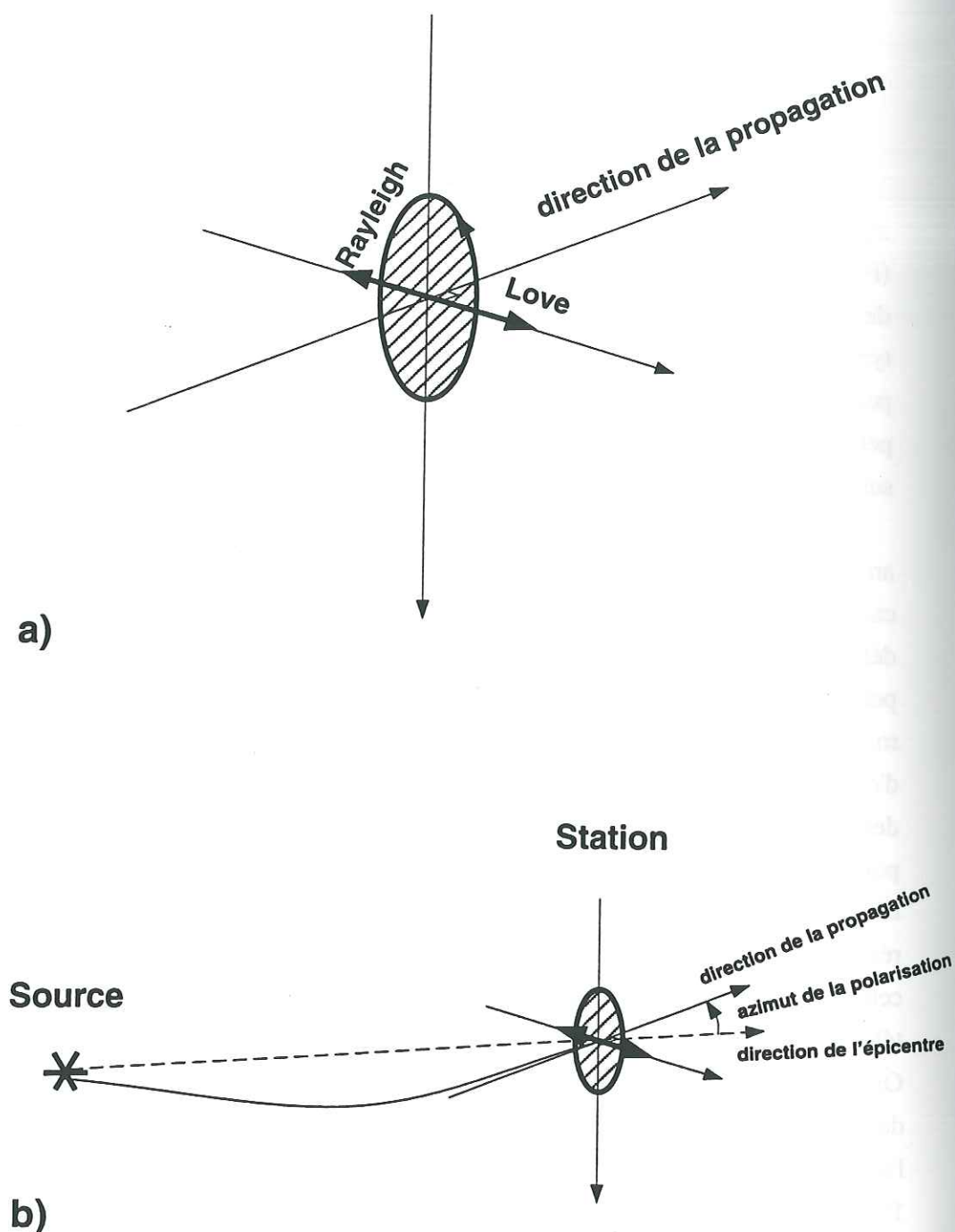


Figure 1. a) Polarisation des ondes de surface dans un milieu à couches planes, elliptique pour l'onde de Rayleigh et linéaire pour l'onde de Love. b) Anomalie azimutale de polarisation liée à une anomalie de propagation. Le trajet parcouru par l'onde est tracé avec une ligne continue et la ligne droite qui relie l'épicentre avec la station avec une ligne discontinue.

En résumé, les résultats de l'analyse de la polarisation de l'onde de Rayleigh des enregistrements de séismes de Guerrero sont les suivants. L'onde de Rayleigh est bien reconnue sur tous les signaux sur les périodes entre 5 et 13 s. Dans beaucoup de cas, on observe des anomalies azimutales de la polarisation. La plus forte et la plus intéressante est celle qui est observée pour les stations au sud de Texcoco pour 3 séismes avec un azimut d'incidence sur la CVT autour de 30° (événements 5, 6 et 7 dans le Tableau 2 du chapitre 2.4). Cette anomalie est intéressante parce que le changement de l'azimut de polarisation le long du profil est similaire pour les 3 séismes. On observe une déviation négative de l'azimut de la polarisation de l'ordre de $20-25^\circ$ sur les périodes autour de 10 s sur les stations au sud de Texcoco (Jiutepec, Tepoztlan, Popocatepetl et UNAM) et on n'observe pas de déviation importante de l'azimut de polarisation à Actopan et Teotihuacan. Les mesures de l'azimut de la polarisation ne sont pas stables à Texcoco. Le fait que cette anomalie soit mesurée sur plusieurs stations pour les trois séismes montre que c'est un phénomène réel qui n'est pas lié à des problèmes instrumentaux. Cette observation est illustrée sur la Figure 2 où les résultats de l'analyse de la polarisation des enregistrements à Tepoztlan et à Actopan pendant le séisme du 4 mai 1994 (événement 5 dans le Tableau 2 de l'article du chapitre 2.4) sont comparés.

La première idée que l'on a eu pour l'interprétation de cette anomalie est qu'elle est liée à la présence de la couche à moindre vitesse sous la partie sud de la CVT. On a pensé que la réfraction à l'intérieur de la zone à moindre vitesse pourrait changer la direction de propagation de l'onde (indiquée par la flèche sur la Figure 2a) et, par conséquent, l'azimut de polarisation. Le signe (négatif) de déclinaison de l'azimut de polarisation observé est en accord avec le schéma de réfraction proposé. Pour vérifier si la couche superficielle à moindre vitesse trouvée dans le chapitre 2.4 peut provoquer l'anomalie observée, on a calculé des sismogrammes synthétiques. On utilise le même modèle de la couche superficielle et la même méthode de simulation (Pedersen et al., 1995) que dans le chapitre 2.4. Cette fois, on considère une incidence de l'onde de Rayleigh de 30° . Sur la Figure 3 on montre la variation de l'azimut de polarisation avec la période et avec la distance. Sur les périodes entre 5 et 13 s on voit de légères perturbations de l'azimut mais une forte anomalie négative n'est pas observée, comme c'est le cas pour les données. Ce résultat n'est pas étonnant. Si on considère les vitesses de phase de l'onde de Rayleigh pour le demi-espace et pour le demi-espace avec une couche superficielle, on voit qu'elle sont assez proches. Si on calcule en appliquant la loi de Descartes quelle valeur de la déviation de l'azimut de propagation on peut attendre pour l'onde de Rayleigh incidente à 30° , on trouve des valeurs très petites par rapport aux valeurs observées (Figure 4).

La conclusion est que la couche superficielle observée ne semble pas pouvoir provoquer l'anomalie observée et on doit chercher une explication ailleurs. Une autre indication du fait que

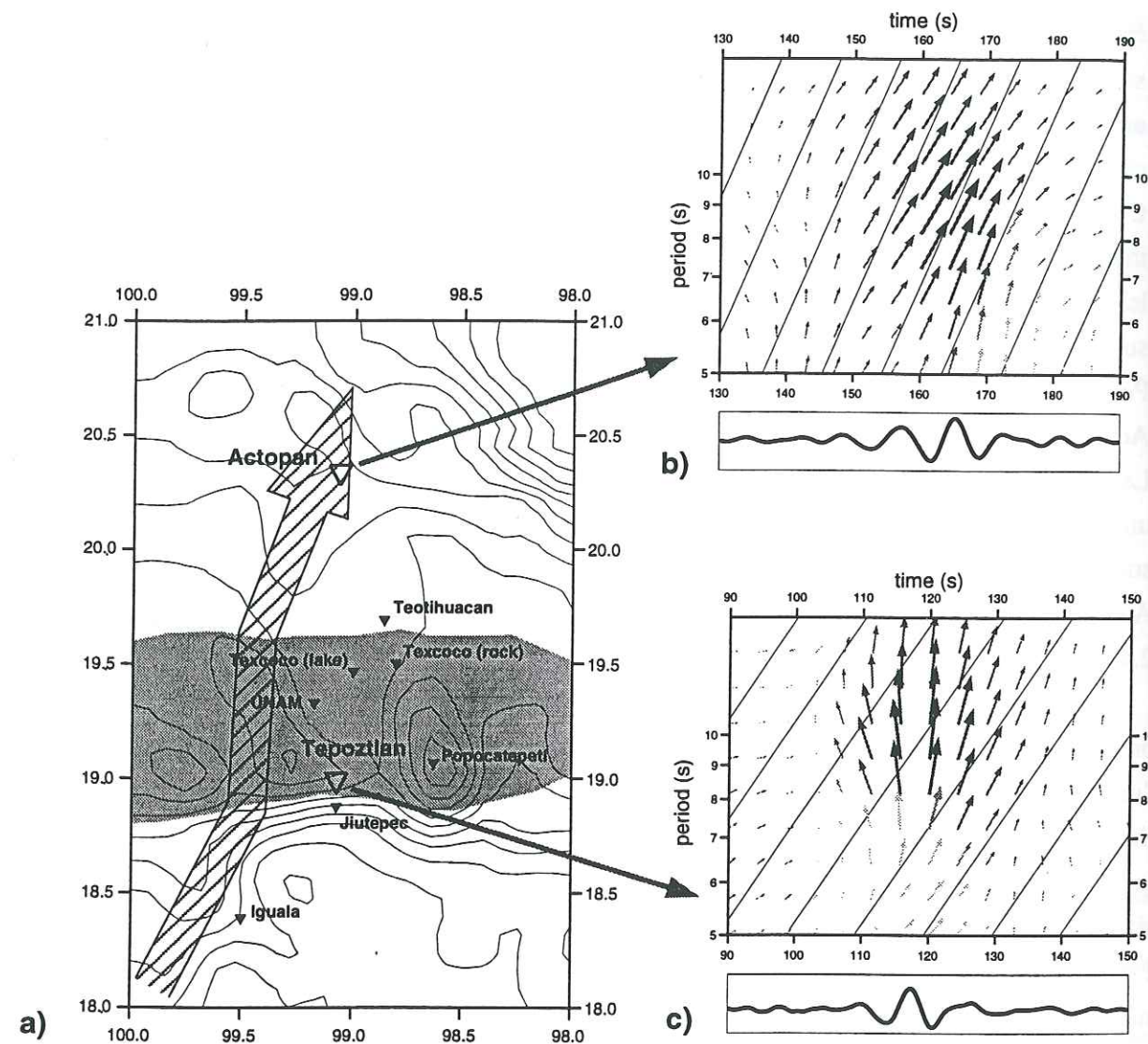


Figure 2. Anomalie de polarisation observée pour le séisme qui a eu lieu près de la côte de Guerrero le 5 mai 1994 (N° 5 dans le Tableau 2, chapitre 2.4). a) Schéma de la région avec les positions des stations (triangles) et la zone à moindre vitesse dans la partie sud de la CVT (domaine gris) superposé sur une carte topographique. La flèche montre le trajet de l'onde qui pourrait expliquer l'anomalie observée. b) Diagramme temps-période de la polarisation pour l'enregistrement à Actopan (les sismogrammes sont montrés en bas des figures). Les flèches indiquent les directions de polarisation. Leur longueur est proportionnelle à l'amplitude du signal et le niveau de gris est proportionnel à la qualité de la mesure de polarisation (voir texte). Les lignes continues indiquent la direction de l'épicentre. c) Diagramme temps-période de la polarisation pour l'enregistrement à Tepoztlan.

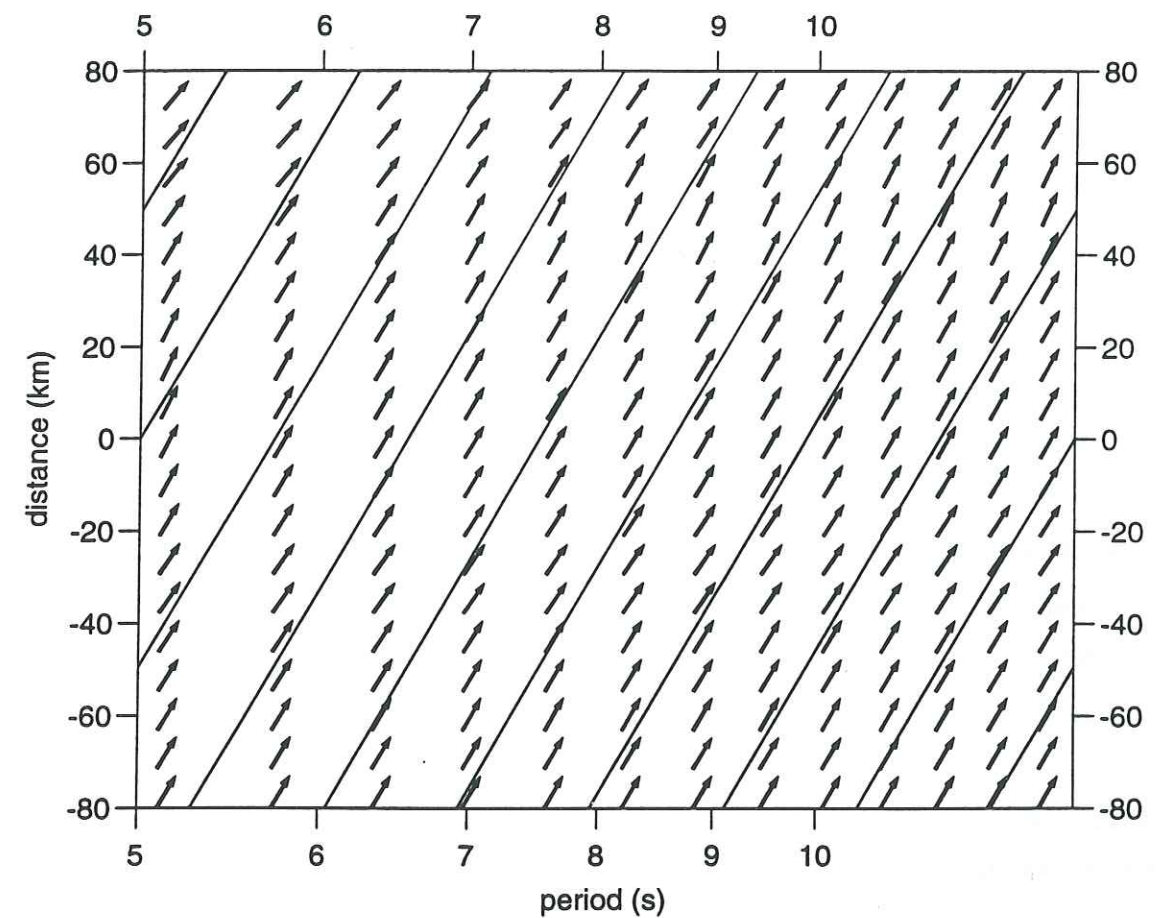


Figure 3. Changements avec la période et la distance de l'azimut de polarisation pour les sismogrammes synthétiques pour le modèle avec une couche superficielle à moindre vitesse. La direction des flèches correspond à la direction de polarisation. Les lignes continues indiquent la direction de l'épicentre.

l'anomalie n'est pas liée à la couche volcanique est qu'elle est déjà observée à Jiutepec qui n'est pas un site volcanique.

Maintenant, on va supposer que l'azimut de la polarisation est contrôlé par la direction de la propagation et on va essayer de voir quelle information la mesure de la polarisation pourrait apporter sur la structure. Notre observation est la suivante: entre la partie sud et la partie nord de la CVT, la polarisation de l'onde de Rayleigh tourne au moins de 20° . On va voir si on peut expliquer le changement de la direction de la propagation de 20° par une réfraction sur une limite entre deux milieux différents. Si on suppose que cette limite a une direction est-ouest, on a un angle d'incidence $\alpha_i = 10^\circ$ et un angle de réfraction $\alpha_r = 30^\circ$ (Figure 5a). La loi de Descartes nous donne un rapport des vitesses de phase des milieux de l'ordre de 2.8. C'est très loin de l'observation. En effet, si on utilise les résultats des mesures faites dans le chapitre 2.4 sur les périodes où l'anomalie de polarisation est observée (Figure 9 du chapitre 2.4), l'estimation la plus forte qu'on puisse obtenir pour le rapport des vitesses de groupe entre la partie nord et la partie sud de la CVT est 1.5. Pour la vitesse de phase ce rapport est encore plus faible de l'ordre de 1.2.

Premièrement, on va vérifier si la mesure de vitesse n'a pas pu être influencée par le changement de direction de propagation. Pendant la mesure de vitesse, on a supposé que l'onde venait de la direction de l'épicentre (direction 1 sur la Figure 5b). Dans le cas considéré, l'angle β_1 entre cette direction et la droite qui relie les deux stations entre lesquelles la vitesse est mesurée (direction 2 sur la Figure 5b) est de l'ordre de 5° . Ainsi, la distance apparente entre les deux stations est égale à la distance réelle multipliée par $\cos\beta_1$. Dans la partie sud de la CVT, on a trouvé une déviation de la direction de la polarisation de l'ordre de -20 à -25° . Si on considère que cette anomalie de polarisation est liée à une anomalie de propagation, on doit utiliser cette direction mesurée comme la vraie direction de propagation. Dans ce cas, on doit multiplier la distance entre les deux stations par $\cos\beta_2$, où β_2 est l'angle entre la direction de la polarisation et la droite qui relie les stations. Mais dans notre cas cet angle est de l'ordre de 15 à 20° et ainsi le rapport $\cos\beta_1/\cos\beta_2$ est inférieur à 1.06. Donc, le fait que la direction de propagation ait changé n'a pu produire qu'une petite surestimation de la vitesse dans la partie sud de la CVT. Dans la partie nord, cette estimation ne change pas parce qu'on n'a pas observé d'anomalie de polarisation. Pour conclure sur cette considération, on ne peut pas supposer que le rapport des vitesses de phase entre les deux parties de la CVT est supérieur à 1.3.

Ainsi, il nous reste une seule possibilité pour expliquer nos observations avec un schéma simple de réfraction. Elle est de supposer que l'orientation de la limite entre les milieux est différente de la direction est-ouest. Si, par exemple, elle a subi une rotation de -35° (Figure 5c) on a

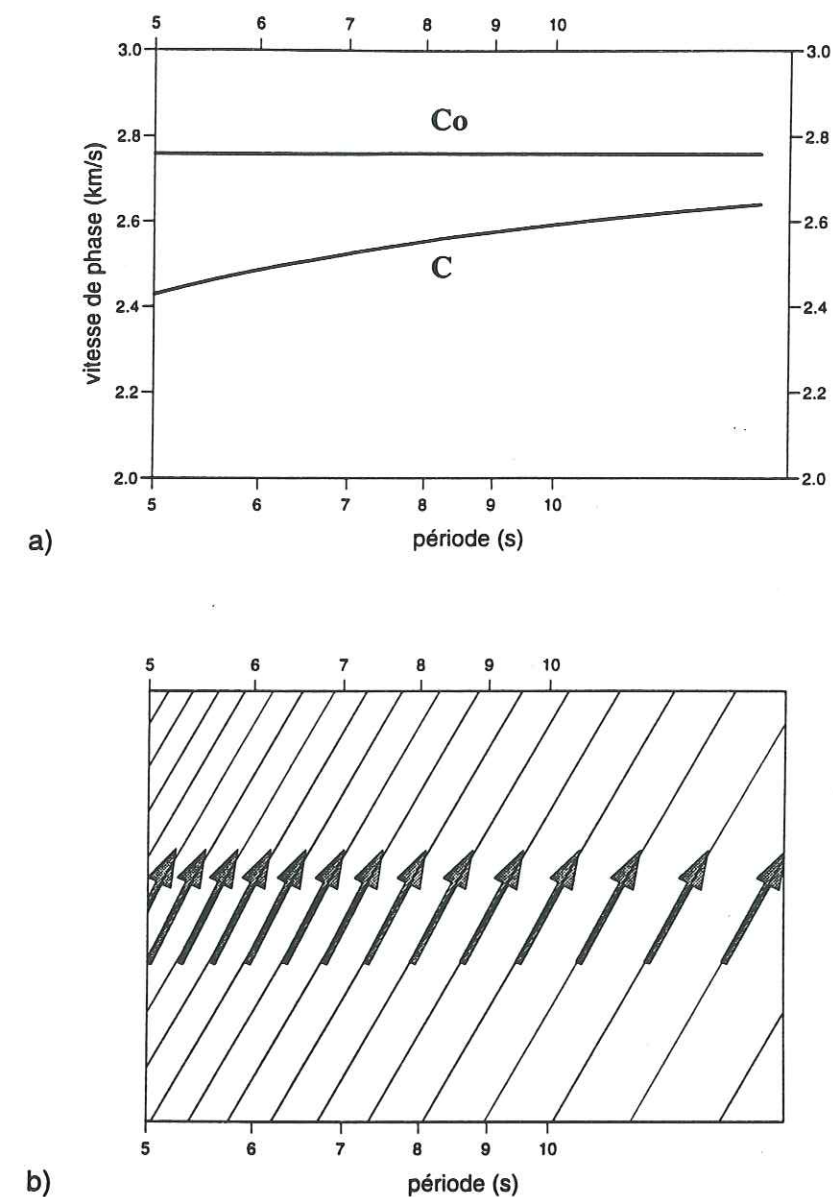


Figure 4. a) Vitesses de phase pour un demi-espace (C_0) et pour un demi-espace avec une couche superficielle lente de 2 km de profondeur (C). Les vitesses dans les couches sont données dans le Tableau 3 du chapitre 2.4. b) Déviation de la direction de propagation pour une onde de Rayleigh provenant d'un demi-espace et incidente à 30° sur une limite entre la région avec demi-espace et la région avec une couche superficielle. Cette déviation est calculée avec la loi de Descartes:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{C \sin 30^\circ}{C_0}\right). \text{ La direction initiale est indiquée par les lignes continues.}$$

un angle d'incidence $\alpha_i=45^\circ$ et un angle de réfraction $\alpha_r=65^\circ$. Alors, la loi de Descartes nous donne un rapport de vitesses entre les deux milieux de 1.28, ce qui est proche de l'observation.

Si on considère le modèle avec une couche superficielle lente, sur les périodes autour de 10 s on trouve un rapport de vitesses de phase entre les deux milieux de 1.08. Si on veut expliquer le changement de direction observé par de la réfraction en considérant ce rapport de vitesses, on doit supposer que l'angle d'incidence est au moins de 65° , et que l'angle de réfraction est supérieur à 85° . Ceci veut dire que l'incidence est presque critique, ce que devrait atténuer l'amplitude du signal. Ainsi, il semble plus raisonnable de considérer que le rapport de vitesses entre les deux milieux est plus fort que celui donné par le modèle avec une seule couche superficielle.

Une autre observation intéressante est que l'anomalie de la polarisation la plus forte est observée sur les périodes autour de 10 s. Sur les périodes plus petites, la déviation de la direction de la polarisation semble être moins importante. Et dans le cas du modèle avec une seule couche superficielle, on devrait observer le contraire, parce que le rapport de vitesses diminue lorsque la période augmente.

On peut supposer que les courbes de dispersion sur les périodes autour de 10s sont influencées par les structures plus profondes que deux kilomètres. Ainsi, il existe une différence de structure profonde entre les parties nord et sud de la CVT, mais l'orientation de la limite entre les deux types de structure profonde est différente de la limite qu'on mesure en surface avec des données géochronologiques (Robin, 1981).

Nous sommes conscients du fait que le schéma proposé reste assez spéculatif. Nous avons pris une hypothèse que l'anomalie de polarisation observée est liée à une hétérogénéité de la croûte et nous n'avons pas considéré une possibilité de la présence d'anisotropie. Mais les considérations présentées dans les paragraphes précédents montrent comment l'étude de la direction de propagation des ondes de surface pourrait apporter des contraintes additionnelles sur la structure d'une région. Dans notre schéma deux points demandent une vérification expérimentale ou théorique. Le premier est de savoir dans quelles conditions on peut expliquer la diffraction des ondes de surfaces sur une forte hétérogénéité dans la croûte par un simple schéma de réfraction contrôlée par la loi de Descartes. On pense ici que la réponse peut être obtenue en utilisant des simulations numériques avec des modèles 3D ou 2.5D. La deuxième question est de déterminer si l'azimut de polarisation correspond vraiment à la direction de propagation. En effet, l'anomalie de polarisation peut aussi être provoquée par une interférence de l'onde de Rayleigh avec d'autres types d'ondes diffractées par des hétérogénéités, surtout avec l'onde de Love. La vérification de ces hypothèses demanderait des données qui permettant de mesurer d'une façon fiable la direction de propagation de l'onde de Rayleigh, c'est à dire des enregistrements d'un réseau dense de plusieurs stations large-bande.

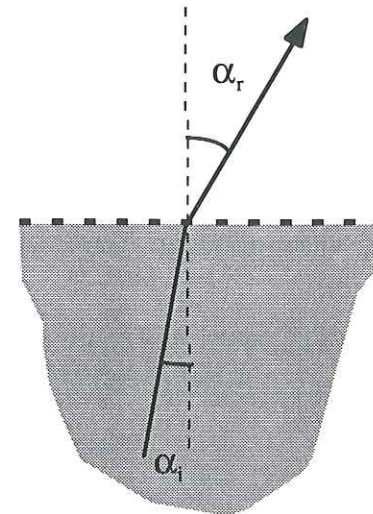


Figure 5a. Réfraction possible de l'onde de Rayleigh sur la limite entre les parties nord et sud de la CVT. La limite entre les deux milieux est orientée dans la direction est-ouest. L'angle d'incidence α_i est égal à 10° , l'angle de réfraction α_r est égal à 30° . Ainsi on trouve un rapport de vitesses égal à $\sin\alpha_r/\sin\alpha_i = 2.87$.

Figure 5b. Correction de la mesure de vitesses due à la déviation de la direction de la propagation dans la partie sud de la CVT. 1 - direction de l'épicentre. 2 - direction reliant deux stations. 3 - direction de propagation. $\beta_1 \approx 5^\circ$, $\beta_2 \leq 15^\circ$. Par conséquent, un facteur possible pour la correction de la vitesse est: $\cos\beta_1/\cos\beta_2 \leq 1.06$.

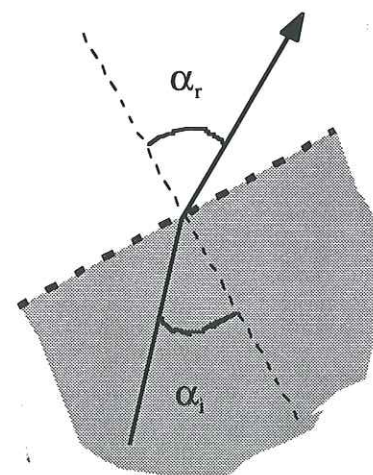
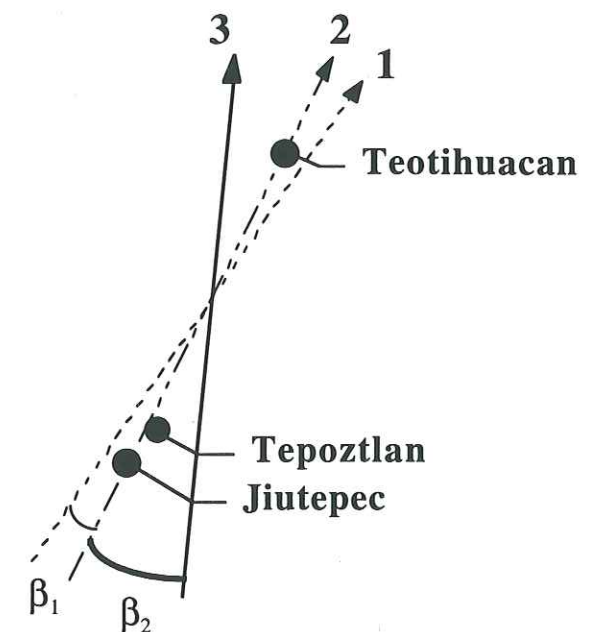


Figure 5c. Réfraction possible de l'onde de Rayleigh sur la limite entre les parties nord et sud de la CVT. La limite entre les deux milieux a subi une rotation de -35° par rapport à la direction est-ouest. L'angle d'incidence α_i est égal à 45° , l'angle de réfraction α_r est égal à 65° . Ainsi, on trouve comme rapport de vitesses $\sin\alpha_r/\sin\alpha_i = 1.28$.

Bibliographie

- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. & Its, E. N., 1989. Recording, identification, and measurement of surface wave parameters. In: *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth* (ed Keilis-Borok, V. I.), pp. 131-182, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht.
- Levshin, A. L., Ritzwoller, 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.
- Pedersen, H. A., Campillo, M. & Sánchez-Sesma, F. J., 1995. Azimuth dependent wave amplification in alluvial valleys. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **14**(4), 289-300.
- Robin, C., 1981. Relations volcanologie - magmatologie - géodynamique: application au passage entre volcanismes alcalin et andésitique dans le sud mexicain. *Thèse de doctorat, Université de Clermont-Ferrand II, Clermont-Ferrand*.

Chapitre 2.6 Propagation des ondes de surface le long de la zone de subduction au sud du Mexique.

A. Introduction

Cinq stations du réseau large-bande permanent de l'UNAM sont situées près de la côte Pacifique: GJIG, ZIIG, CAIG, PNIG, HUIG (voir la carte sur la Figure 1 et le Tableau 1).

Lieu	Station	Latitude	Longitude
Chamela, Jalisco	CGIG	19.5	-105.033
Zihuatenejo	ZIIG	17.607	-101.465
Cayaco	CAIG	17.048	-100.268
Pinotepa Nacional	PNIG	16.392	-98.127
Huatulco	HUIG	15.768	-96.108

Tableau 1 Stations utilisées pour l'étude de la propagation des ondes le long de la zone de subduction.

Avec ces stations placées près de la zone de subduction avec une sismicité très active on a une possibilité assez unique d'étudier en détail la propagation des ondes longue-période près et le long de la fosse. Cette étude est intéressante pour pouvoir connaître la structure en onde S de la croûte près de la zone de subduction et comprendre le caractère des signaux qui sont émis par des séismes qui ont lieu dans la zone de subduction.

Nous avons choisi seize événements pour étudier la propagation et mesurer la dispersion des ondes guidées dans des régions différentes près de la zone de subduction.

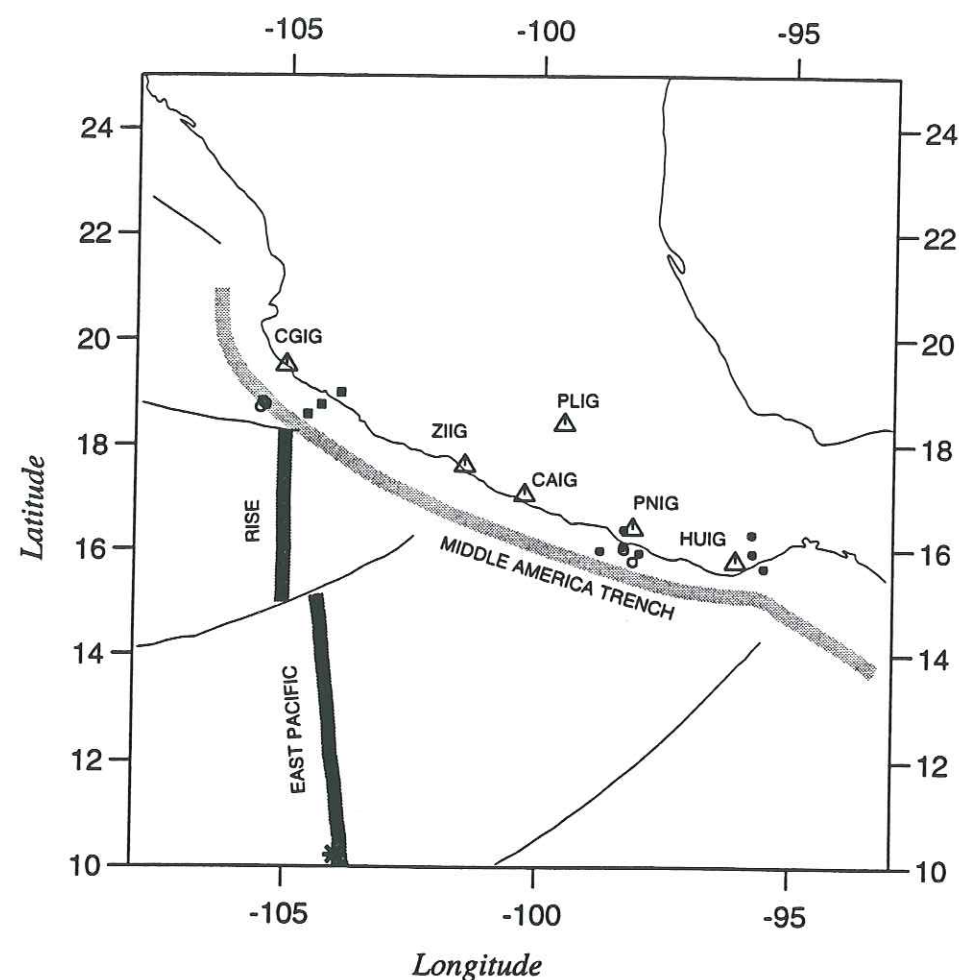


Figure 1. Carte de la région étudiée avec les éléments tectoniques principaux: la Fosse Centre-Américaine (ligne grise), la Dorsale du Pacifique Est (ligne grise foncée), et des failles transformantes (lignes fines). Les stations large-bande sont montrées avec des triangles. Les trois séismes près de la côte de Jalisco (événements 7, 8 et 9 dans le Tableau 2) sont montrés avec des carrés noirs. Les séismes utilisés pour la mesure de la dispersion dans la région de Oaxaca sud sont montrés avec des cercles noirs. Les séismes utilisés pour la mesure de la dispersion dans le fossé sont montrés avec des cercles vides. Le séisme sur la dorsale utilisé pour la mesure de la dispersion dans l'océan est montré avec un astérisque.

N	année	mois	jours	heure	min	sec	lat	lon	M
1	94	08	06	05	15	45.7	15.64	-95.53	5.0
2	94	09	20	06	14	7.1	15.92	-95.76	4.8
3	94	09	24	18	33	10.0	16.28	-95.78	4.7
4	95	01	08	11	17	8.0	16.05	-98.31	4.8
5	95	05	29	09	06	19.00	10.12	-103.96	5.1
6	95	05	31	12	49	28.00	15.97	-98.77	4.6
7	95	10	06	05	13	28.10	18.75	-104.34	5.2
8	95	10	10	00	06	16.40	18.58	-104.60	4.9
9	95	10	12	16	53	1.60	18.99	-103.95	5.3
10	95	12	11	14	09	21.40	18.74	-105.48	6.3
11	95	12	11	19	11	40.70	18.77	-105.53	5.4
12	95	12	11	19	44	09.20	18.74	-105.51	6.0
13	96	02	14	21	46	19.0	15.92	-98.00	4.7
14	96	02	25	03	08	17.4	16.00	-98.30	5.6
15	96	02	26	01	37	31.0	15.77	-98.13	5.1
16	96	03	27	12	34	48.1	16.37	-98.31	0.0

Tableau 2 Evénements utilisés pour l'étude de la propagation des ondes guidées près de la zone de subduction

B. Deux types d'onde

Pour commencer la description des ondes qui se propagent près de la zone de subduction nous avons choisi trois séismes qui ont eu lieu près de la côte de Jalisco (événements 5, 6 et 7 dans le Tableau 2, voir aussi la carte sur la Figure 1).

Nous montrons sur la Figure 2 des enregistrements de la composante verticale et radiale sur les stations ZIIG, CAIG, PNIG et HUIG. Les signaux sont filtrés avec un filtre passe-bande entre 6 et 30 s.

Pour les trois événements on voit à ZIIG un pulse étroit et relativement fort. Ce pulse disparaît sur les enregistrements aux stations CAIG, PNIG et HUIG. A ces stations l'amplitude du signal est diminuée et la durée est augmentée. On peut dire que le signal à ZIIG est composé de deux parties. La première est ce pulse étroit, qui disparaît à plus grande distance et la deuxième est le train d'onde dispersif qui se propage jusqu'à HUIG.

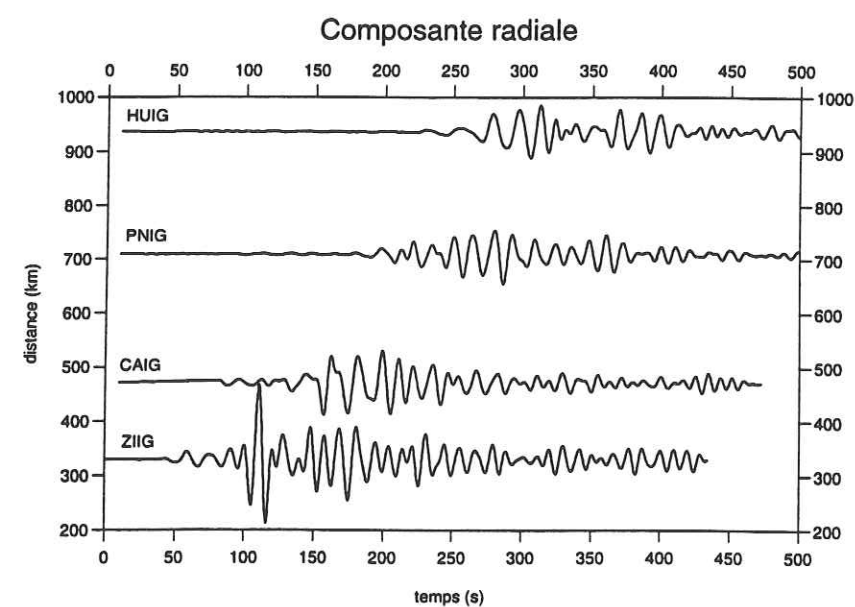
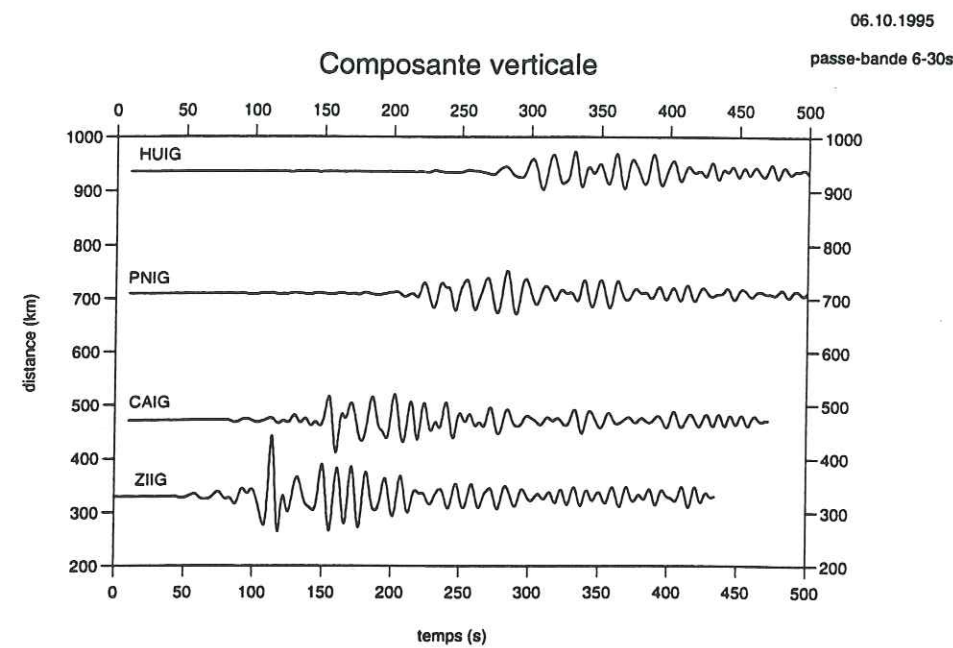


Figure 2a. Sismogrammes des composantes verticales et radiales enregistrés pendant un séisme près de la côte de Jalisco (événement 7) par les stations ZIIG, CAIG, PNIG et HUIG.

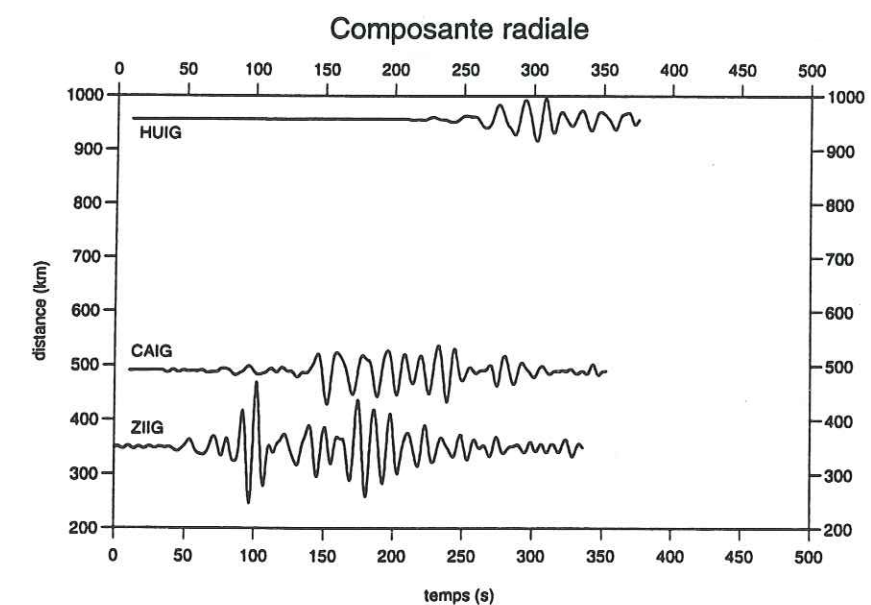
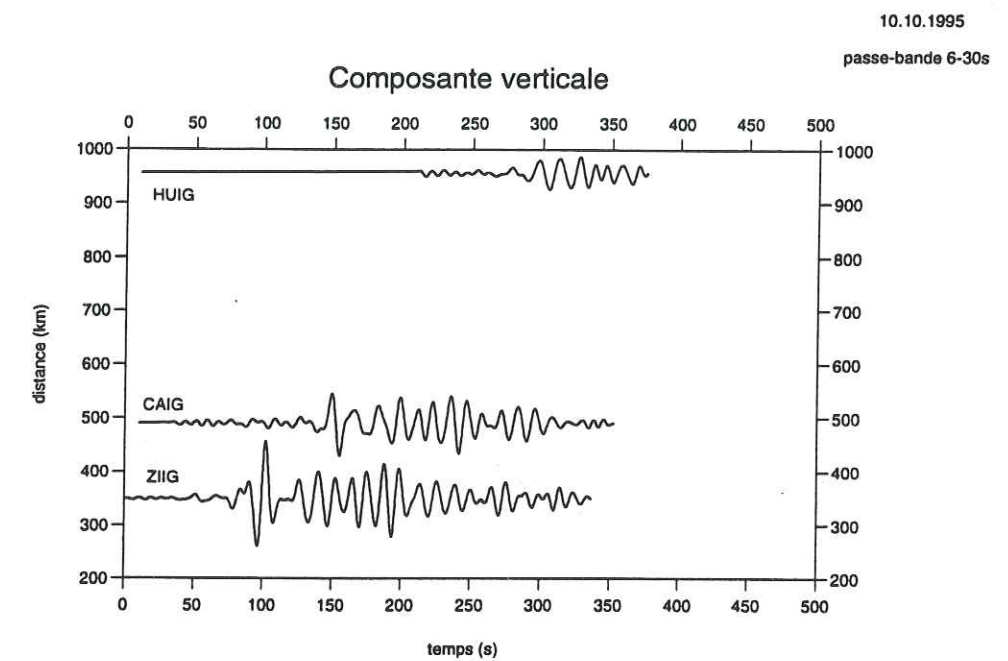


Figure 2b. Sismogrammes des composantes verticales et radiales enregistrés pendant un séisme près de la côte de Jalisco (événement 8) par les stations ZIIG, CAIG et HUIG.

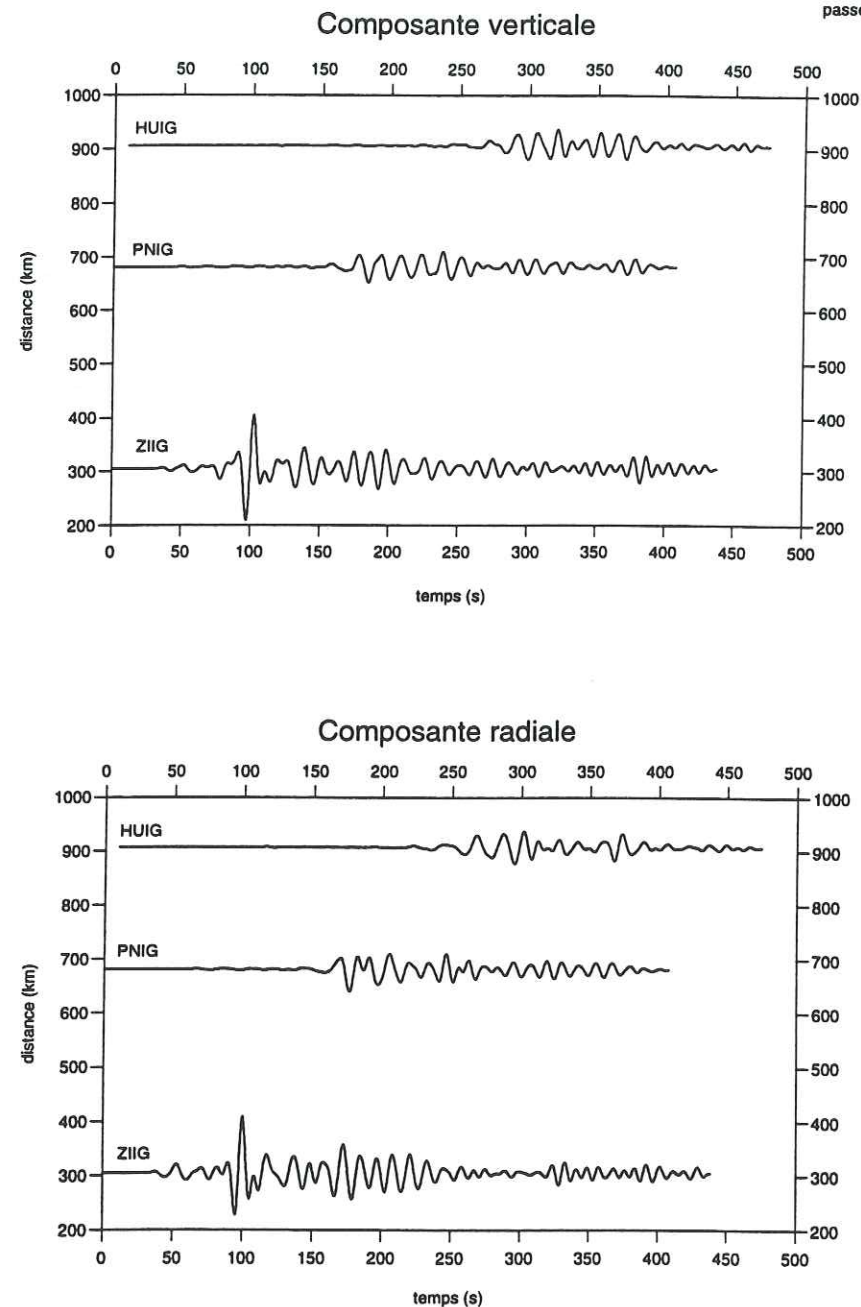


Figure 2c. Sismogrammes des composantes verticales et radiales enregistrés pendant un séisme près de la côte de Jalisco (événement 9) par les stations ZIIG, PNIG et HUIG.

Pour étudier la nature de ces deux différentes parties de signal on a décidé de regarder la dispersion de vitesse de groupe. Pour mesurer cette dispersion on utilise la méthode de la sommation dans le domaine période-vitesse de groupe qui est décrite dans le chapitre 2.2. On utilise seulement des enregistrements de la composante verticale. Ainsi on ne dispose pas de beaucoup de signaux pour faire le sommation mais on ne cherche pas mesurer précisément les vitesses à ce stade.

Nous montrons ici des diagrammes de sommation pour les stations ZIIG, CAIG et PLIG. Elles sont présentées sur les Figures 3-5 respectivement. La diagramme à Zihuatenejo a deux "branches" sur les périodes de moins de 20s. La première, plus forte, a une vitesse presque constante, autour de 3 km/s. La deuxième tombe brutalement vers les basses vitesses entre 20 et 10 s.

On peut tout de suite remarquer que la dispersion de la première branche est proche de celle mesurée pour la région entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico dans le chapitre 2.2. Pour avoir une autre référence on a calculé le sommation des enregistrements de la composante verticale de ces 3 événements à Iguala (Figure 4). Et on trouve toujours quelque chose de très similaire. Une vitesse constante (à peu près 3 km/s) sur les périodes 5-20s. Et sur les périodes plus grandes, la vitesse augmente.

Cette similarité des diagrammes suggère l'idée que la branche rapide à Zihuatenejo correspond à une onde de Rayleigh qui se propage dans la plaque continentale. Sur les sismogrammes cette onde se voit comme un pulse étroit. La partie dispersée du signal pourrait alors correspondre à une onde qui se propage du côté océanique de la zone de subduction.

Si on regarde le diagramme à CAIG, c'est la deuxième branche qui devient dominante comme on l'a vu sur les sismogrammes. C'est à dire que l'onde de Rayleigh avec les caractéristiques de la propagation continentale a presque disparu entre ces deux stations.

On a donc observé deux types d'onde et on les a interprétés comme une onde qui se propage dans la plaque continentale et une onde qui se propage dans une plaque océanique. La deuxième se propage assez loin alors que la première est bien observée seulement à la station la plus proche de l'épicentre (ZIIG). Pour l'instant on n'a pas d'explication pour cette différence de longueur de propagation. On peut supposer des lois d'atténuation différentes pour ces deux types d'onde, ou on peut supposer que la disparition de l'onde avec des caractéristiques de propagation continentale pourrait être liée à un changement de la structure locale de la croûte entre les stations ZIIG et CAIG.

C. Dispersion de l'onde de Rayleigh dans la région de Oaxaca sud

Maintenant nous essayons de mesurer plus précisément la dispersion des ondes qui se propagent près de la côte. Pour commencer, nous voulons mesurer la dispersion de l'onde de Rayleigh continentale. Pour ce faire on cherche des événements qui ont lieu près de la côte. Ce sont

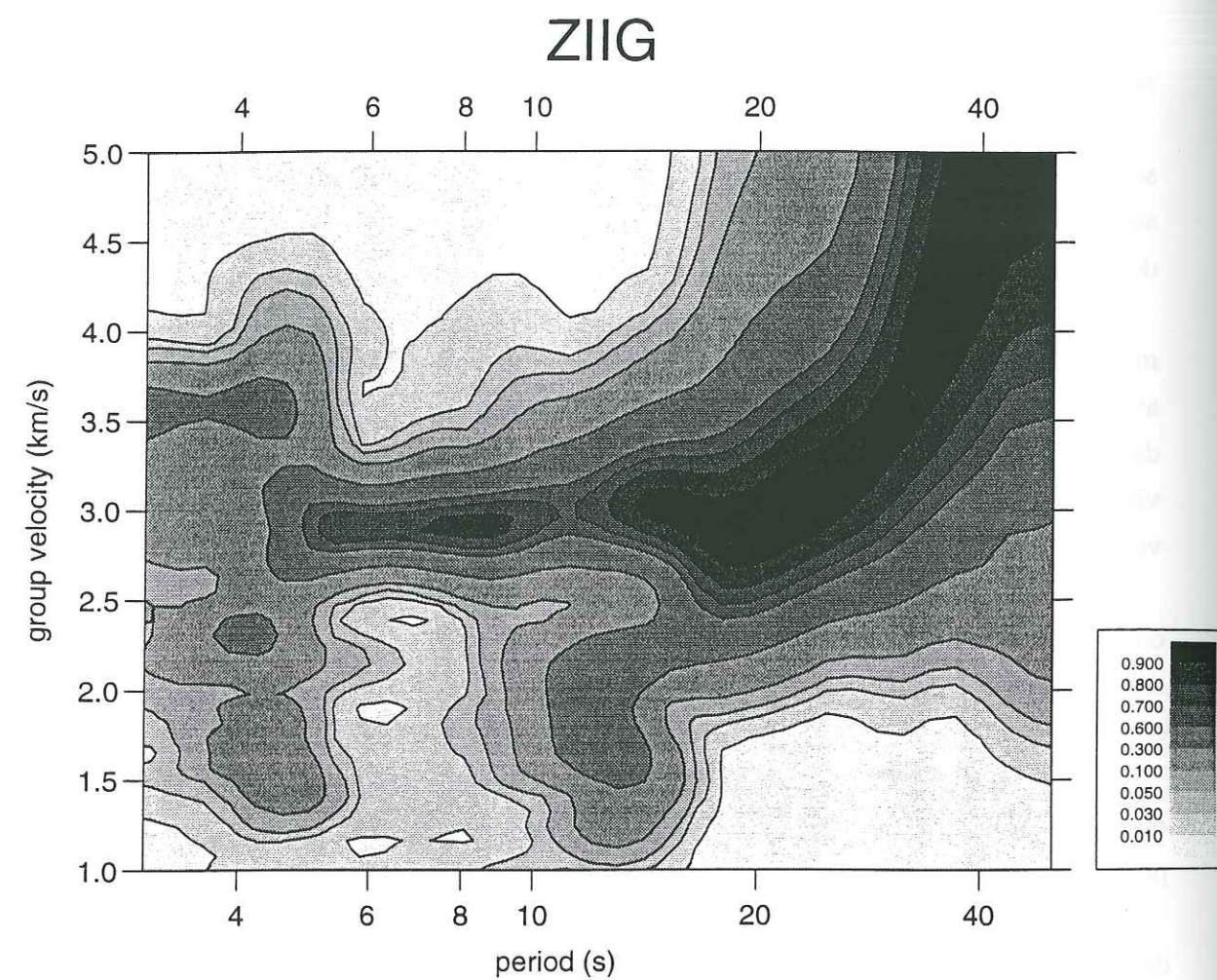


Figure 3. Diagramme de sommation période-vitesse de groupe des enregistrements des composantes verticales des séismes 7 et 9 (Tableau 2) à ZIIG.

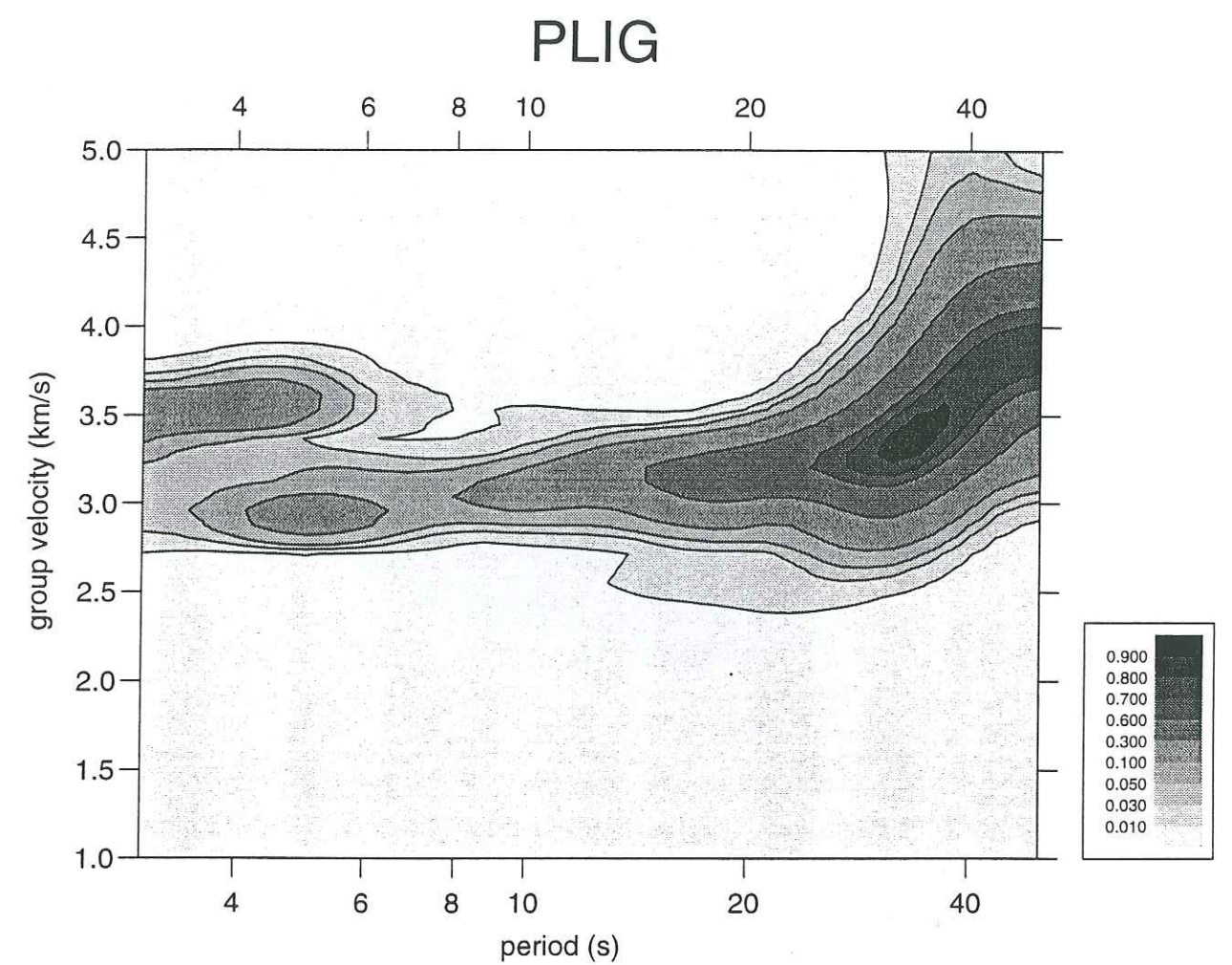


Figure 4. Diagramme de sommation période-vitesse de groupe des enregistrements des composantes verticales des séismes 7, 8 et 9 (Tableau 2) à PLIG.

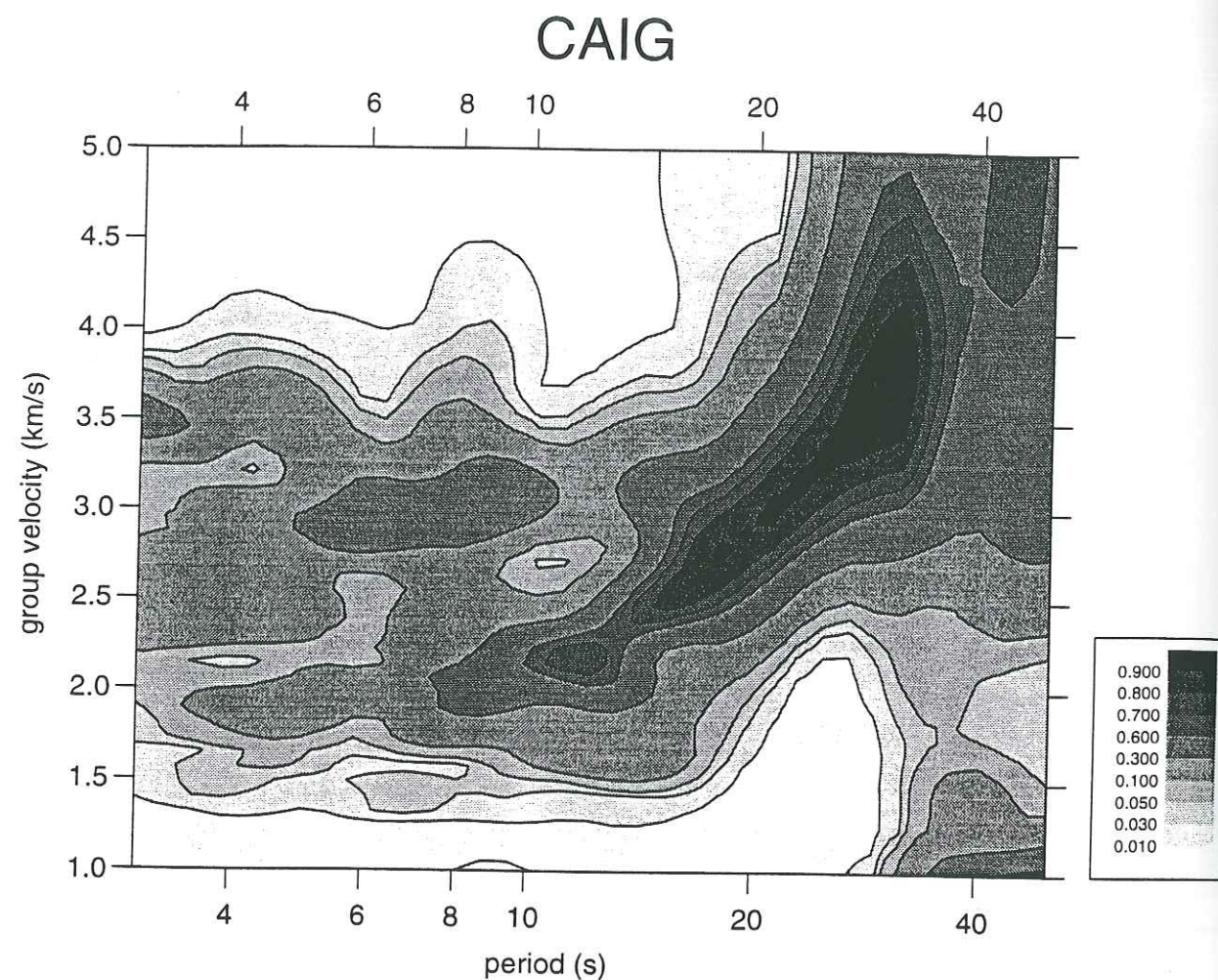


Figure 5. Diagramme de sommation période-vitesse de groupe des enregistrements des composantes verticales des séismes 7 et 8 (Tableau 2) à CAIG.

essentiellement des séismes liés à la subduction. Et on veut aussi que ces séismes donnent des enregistrements presque purement continentaux. Dans le cas contraire l'interférence avec des ondes océaniques altère la qualité de mesure. Actuellement, on ne dispose d'un nombre suffisant d'événements (sept) que dans la région de Oaxaca sud. Ce sont les événements 1, 2, 3, 4, 6, 13 et 16 dans le Tableau 2. On utilise les enregistrements à HUIG pour les séismes 4, 6, 13 et 16 et les enregistrements à PNIG pour les événements 1, 2 et 3. Les trajets correspondant à chaque événement sont montrés sur la Figure 6. Le diagramme de sommation des 7 enregistrements est montré sur la Figure 7. On arrive à mesurer les vitesses de groupe entre 7 et 40 s. La courbe de dispersion avec les incertitudes est montrée sur la Figure 8. Si on compare le résultat obtenu avec la dispersion mesurée pour la région entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico dans le chapitre 2.2, on voit que la courbe commence à changer de pente à une période plus petite, vers 30 s, alors que pour la courbe entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico le changement se produit vers 40 s.

D. Dispersion de l'onde se propageant près de la zone de subduction.

Pour mieux mesurer la dispersion de l'onde qui se propage près de la zone de subduction du coté océanique on a choisi trois événements qui ont eu lieu sur une faille transformante près de la côte de Jalisco (événements 10, 11 et 12 dans le Tableau 2) enregistrés par des stations CAIG et PNIG et deux tremblements de terre près de la côte de Oaxaca (événements 14 et 15 dans le Tableau 2) enregistrés par la station CJIG. Les trajets sont montrés sur la figure 9. Le diagramme de sommation des 8 signaux est montré sur la figure 10. On voit que entre 10 et 20 s la dispersion est proche de celle de la branche que nous avons supposée océanique dans le diagramme des séismes 7, 8 et 9 à ZIIG (Figure 3).

E. Dispersion de l'onde de Rayleigh dans la plaque de Cocos

Nous avons aussi essayé de mesurer la dispersion pour l'onde de Rayleigh qui a parcouru un trajet purement océanique. Pour cela, on a essayé de trouver des événements localisés dans le Pacifique qui sont d'une part suffisamment éloignés de la cote pour ne pas être "contaminés" par le continent et la fosse, et d'autre part pas trop loin du Mexique parce que l'on cherche une dispersion pour la partie voisines de la côte Mexicaine et pas une dispersion moyenne pour toute la plaque océanique. Des événements entrant dans ces critères ont lieu sur la dorsale Pacifique Est. Mais pour la période pendant laquelle les stations large-bande ont été en opération on a trouvé seulement un séisme de ce type avec une magnitude suffisante pour être enregistré par le réseau. C'est le

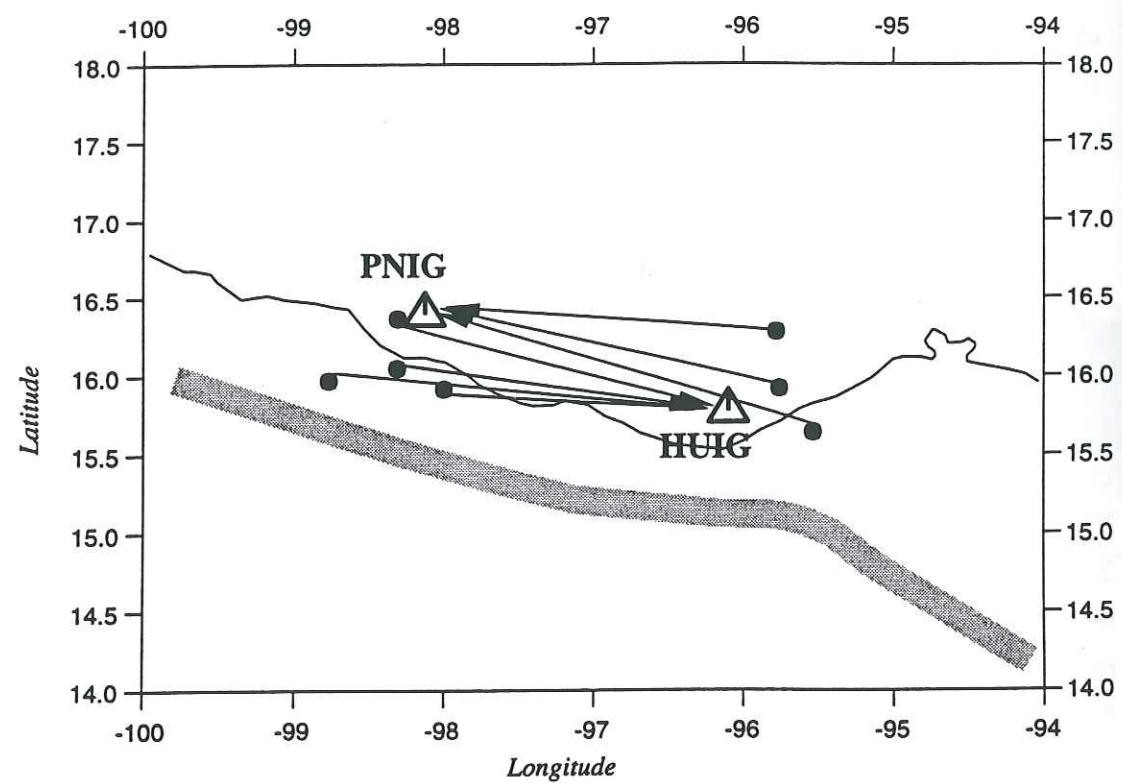


Figure 6. Positions des stations PNIG et HUIG (triangles), localisations des épicentres des sept séismes (cercles noirs) et trajets utilisés pour la mesure de la dispersion de l'onde de Rayleigh dans la région de Oaxaca sud.

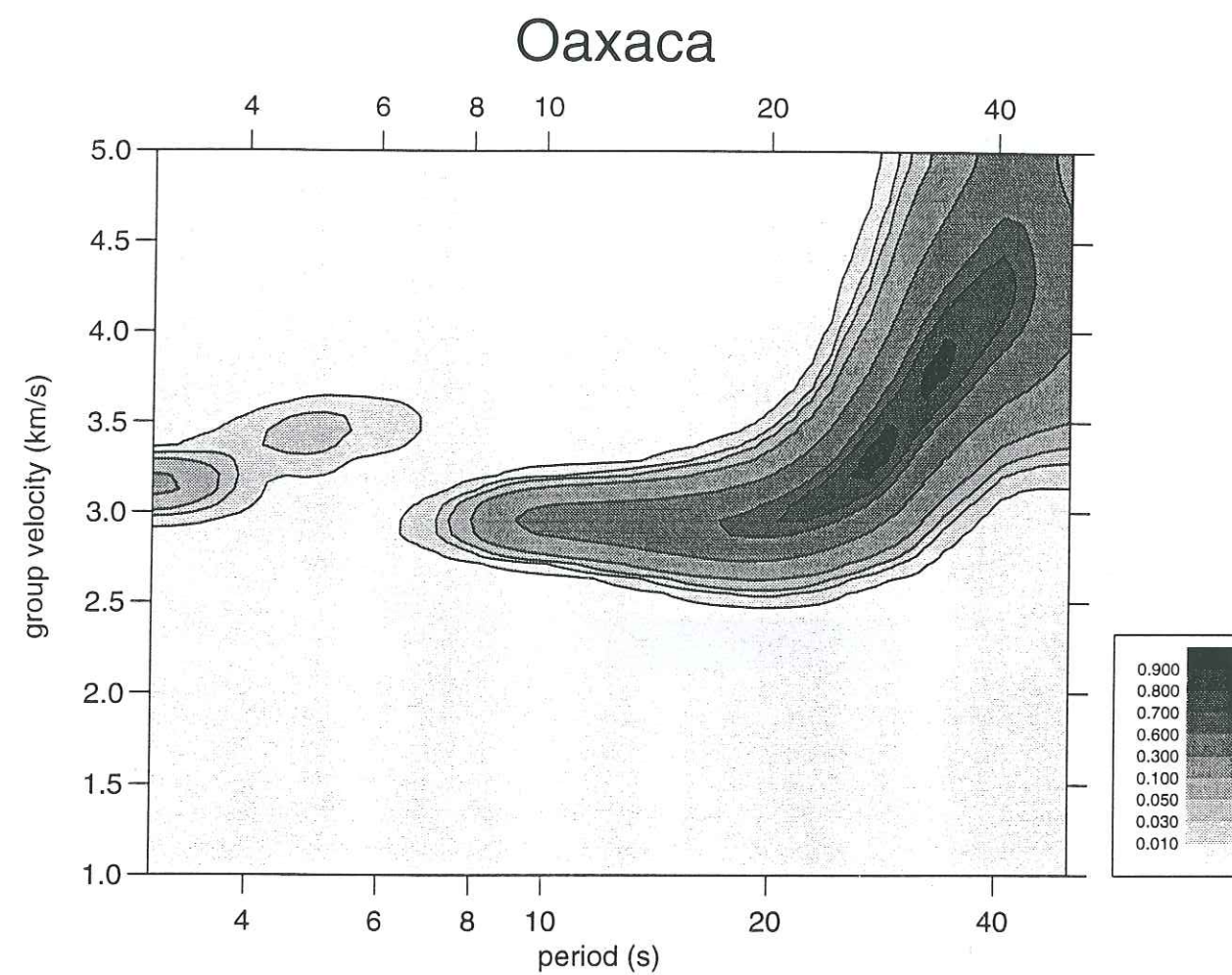


Figure 7. Diagramme de sommation période-vitesse de groupe pour la région de Oaxaca sud.

Oaxaca

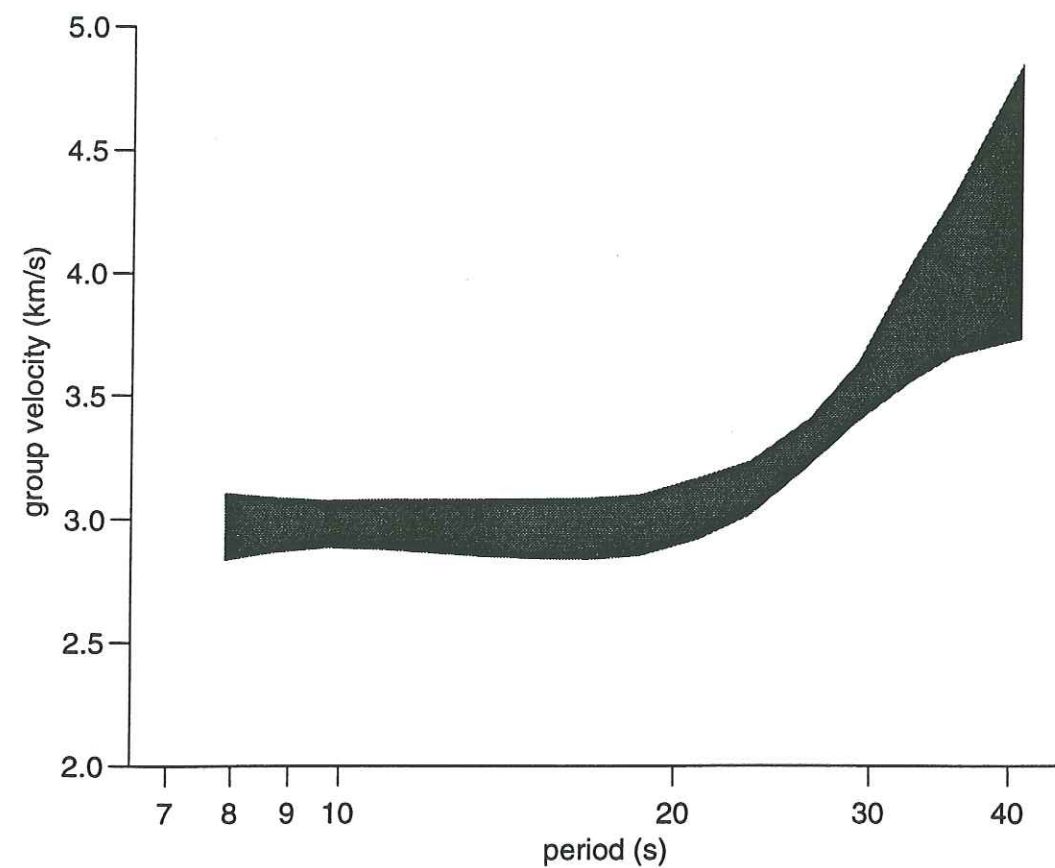


Figure 8. Dispersion de vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh pour la région de Oaxaca sud.

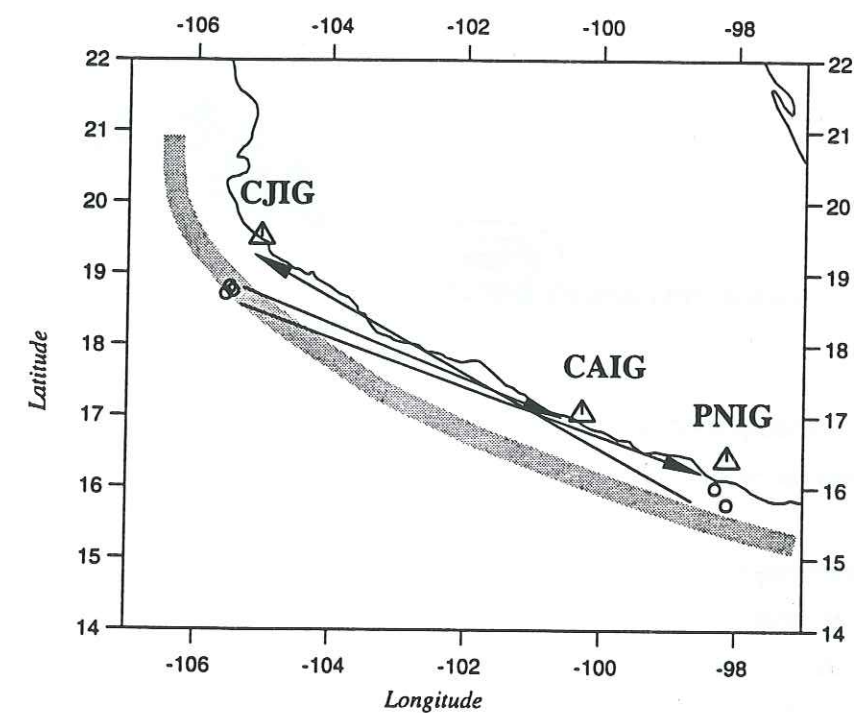


Figure 9. Positions des stations CJIG, CAIG et PNIG (triangles), localisations des épicentres des cinq séismes (cercles) et trajets utilisés pour la mesure de la dispersion de l'onde guidée dans la fosse.

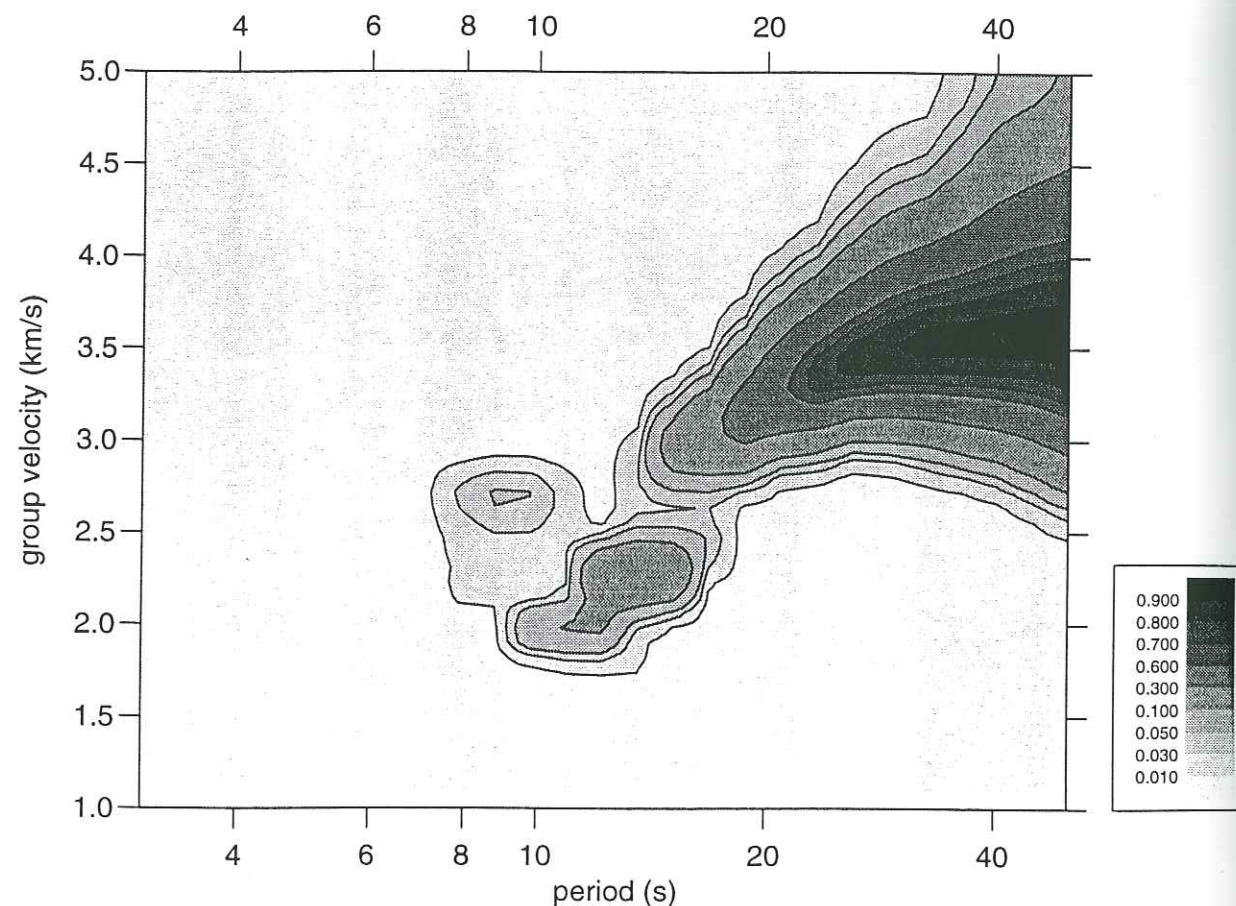


Figure 10. Diagramme de sommation période-vitesse de groupe pour la zone de subduction.

séisme 5 dans le Tableau 2. Cet événement a été bien enregistré par les stations PNIG et HUIG (Figure 11). On utilise les enregistrements des composantes verticale et radiale pour étudier les propriétés de l'onde de Rayleigh et on dispose ainsi de 4 enregistrements pour faire le sommation. Le diagramme est présenté sur la figure 12. Si on compare ce diagramme avec le diagramme mesuré pour la zone de subduction, on voit que la différence principale est la période sur laquelle les vitesses deviennent très lentes. Pour la zone de subduction, cette période est autour de 15s. Par contre pour le trajet purement océanique, elle est trouvée autour de 10s. On peut ainsi constater que la dispersion pour le train d'onde dispersif (voir section B) qui se propage près de la zone de subduction n'est pas exactement la même que pour l'onde qui se propage dans l'océan. Cela ne veut pas dire que l'interprétation de ce train d'onde dispersif comme une onde se propageant du côté océanique de la zone de subduction n'est pas valable. Les deux courbes de dispersion sont très loin de la courbe de dispersion continentale et la différence entre elles indique seulement que la structure de la plaque océanique au large et au dessous de la zone de subduction n'est pas exactement la même.

F. Inversion de la courbe de dispersion mesurée dans la région de Oaxaca sud

Maintenant on essaye de trouver des modèles de croûte qui correspondent aux courbes de dispersion mesurées. On applique toujours la même méthode qui associe inversion linearisée et Monte-Carlo.

Pour inverser la courbe mesurée dans la région de Oaxaca sud on a pris comme modèle de départ le modèle trouvé pour la région entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico dans le chapitre 2.2. On applique la méthode décrite dans le chapitre 2.2. Les résultats de l'inversion sont montrés sur la Figure 13. La profondeur du Moho n'est pas bien résolue. Mais dans le Manteau supérieur on trouve des vitesses trop élevées. Pour cette raison on a décidé de limiter la valeur maximale possible de cette vitesse à 5.1 km/s. Des valeurs plus élevées semblent être absolument irréalistes. En limitant cette valeur on a réussi avoir une bonne contrainte sur la profondeur de Moho (Figure 14). Si on limite cette valeur de vitesse on peut obtenir des vitesses de groupe suffisamment rapides sur les périodes 30-40 s seulement si le Moho n'est pas trop profond. Cela montre comment une seule contrainte additionnelle peut améliorer de façon significative les résultats de l'inversion.

Finalement on trouve le Moho à une profondeur de 33-35 km et la limite entre la croûte inférieure et supérieure vers 12 km. La résolution n'est pas bonne pour la partie superficielle, mais il semble que la couche superficielle relativement lente (vitesse de l'onde S de 3 km/s sur les

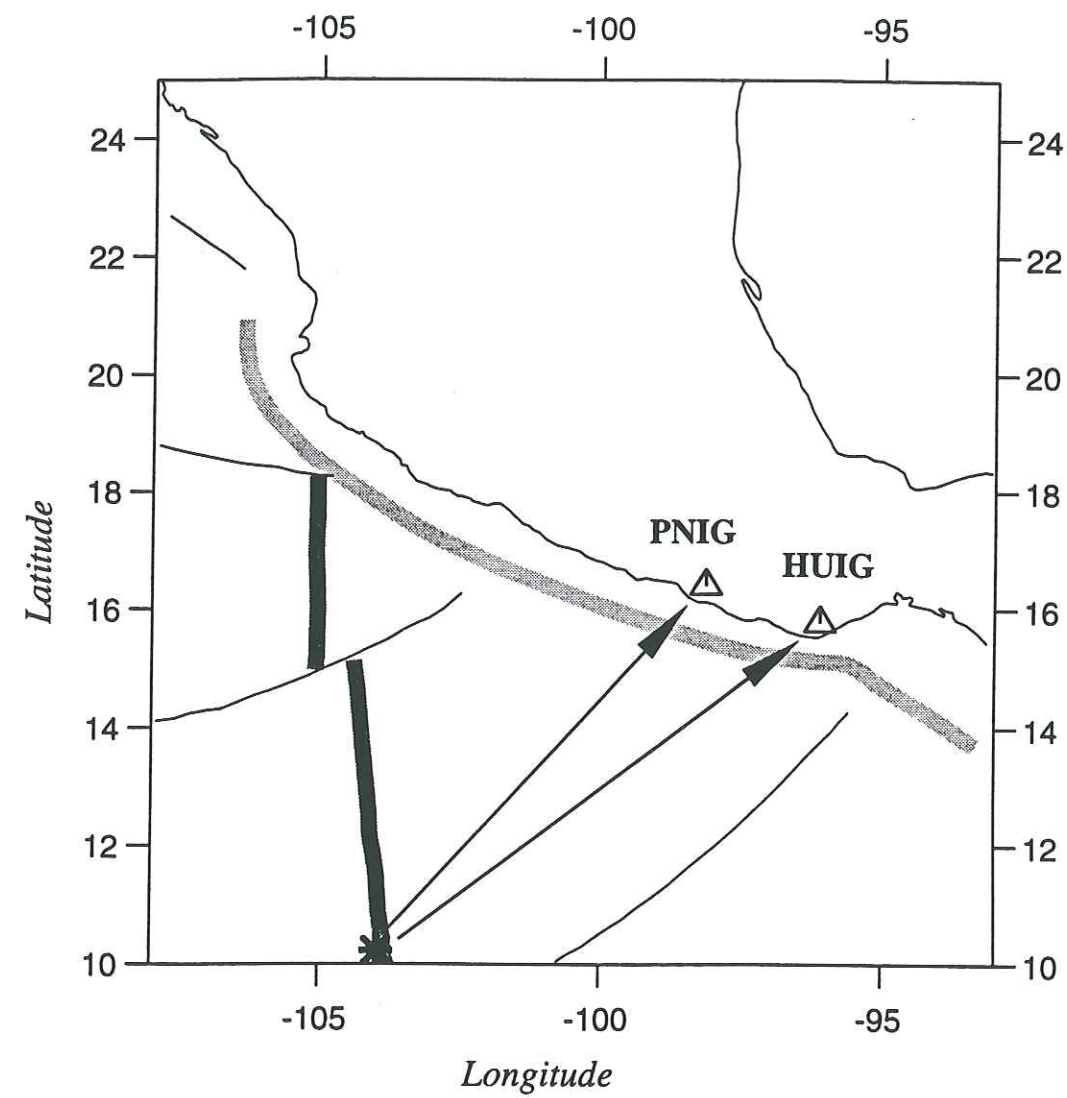


Figure 11. Positions des stations PNIG et HUIG (triangles), localisation de l'épicentre du séisme dans la dorsale (astérisque) et trajets utilisés pour la mesure de la dispersion de l'onde de Rayleigh dans l'océan.

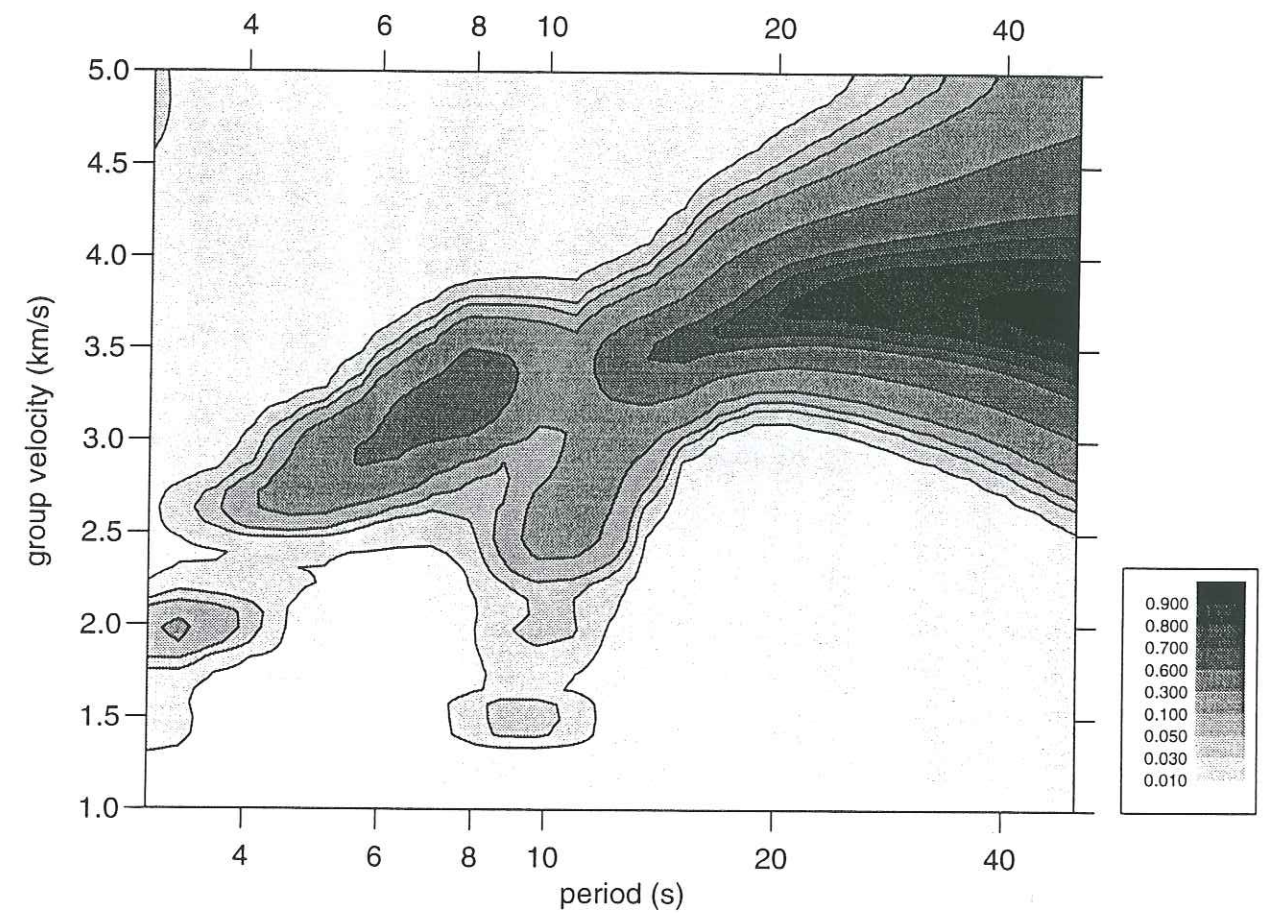


Figure 12. Diagramme de sommation période-vitesse de groupe pour les trajets océaniques.

Oaxaca

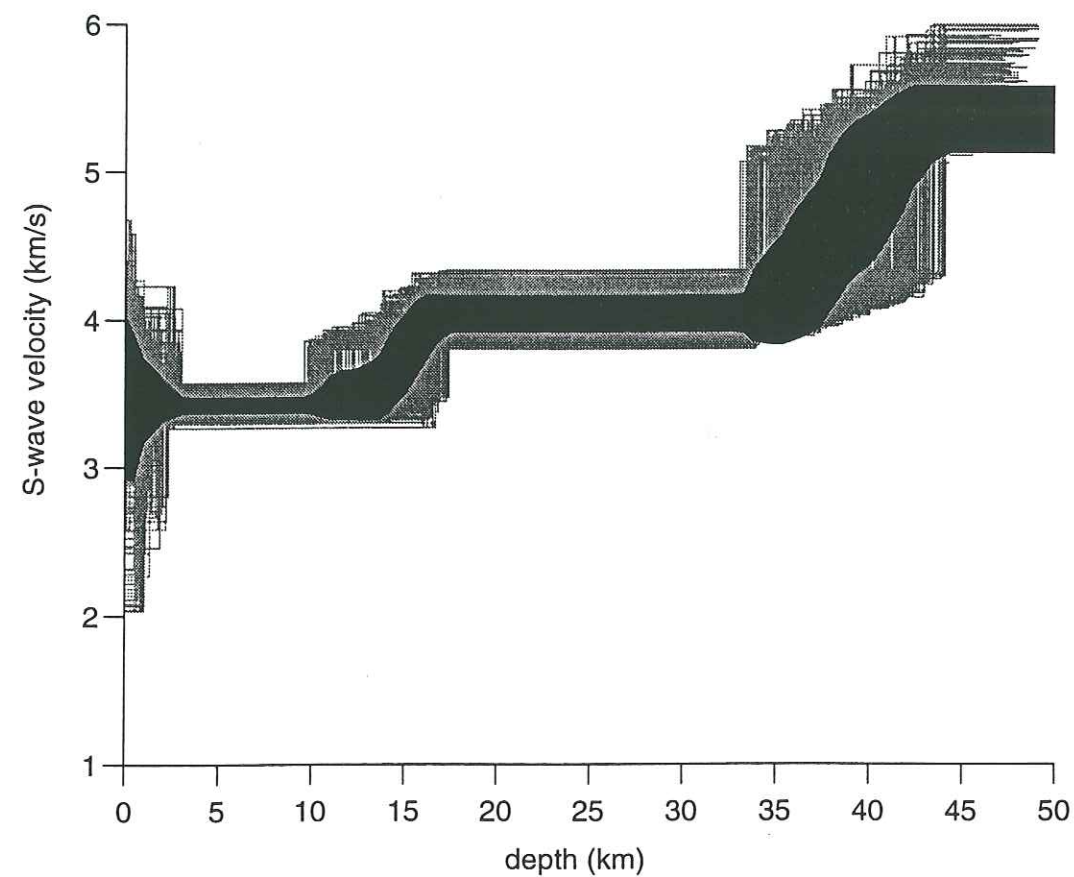


Figure 13. Résultats de la première inversion de la dispersion de l'onde de Rayleigh mesurée dans la région de Oaxaca sud. Les lignes grises montrent tous les modèles qui donnent une courbe de dispersion à l'intérieur des barres d'erreurs. Le domaine noir montre le modèle moyen. Pour chaque profondeur sa largeur est égale à l'incertitude de l'inversion.

Oaxaca

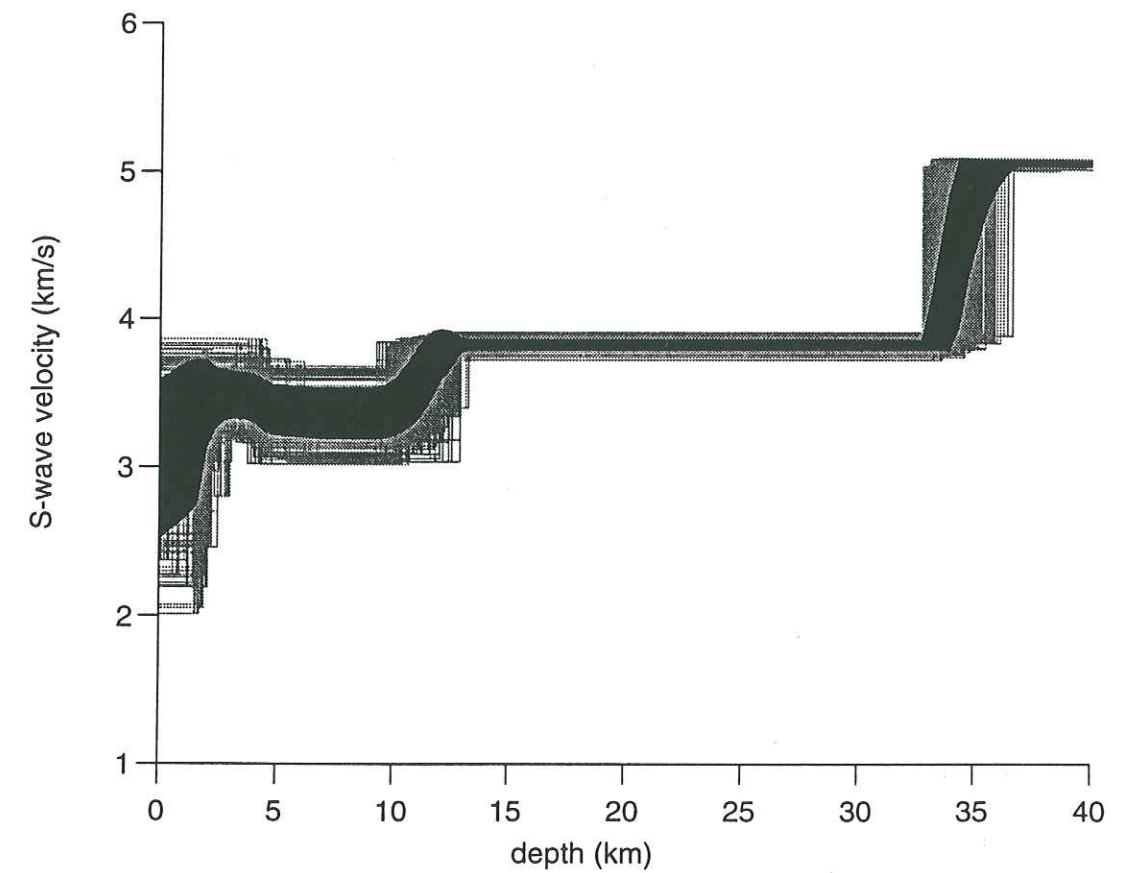


Figure 14. Identique à la Figure 13, mais avec la limitation de la valeur maximale possible de la vitesse dans le manteau supérieur.

premiers 5 kilomètres de la profondeur) n'est pas trouvée dans cette région contrairement à la région entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico.

L'observation principale est l'amincissement de la croûte par rapport au centre du continent (comparaison avec la région Guerrero-Mexico). La croûte supérieure est aussi amincie. Cette observation est cohérente avec des résultats des études de Valdes et al. (1986) dans cette région. La profondeur du Moho est presque la même que celle proposée par Kostoglodov et al. (1996) après un étude des données gravimétriques.

L'explication de l'absence de la couche superficielle peut être la suivante. La carte géologique du Mexique (Ortega-Gutierrez et al. 1992) indique que l'on trouve très peu de roches sédimentaires d'âge mésozoïque dans la région de Oaxaca par rapport à la région au sud de la chaîne volcanique. Et on peut donc supposer que la couche superficielle relativement lente qui existe dans la région entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico et disparaît sous la région de Oaxaca sud correspond à ces roches mésozoïques.

G. Inversion de la courbe de dispersion dans l'océan

Pour les trajets océaniques, on arrive à mesurer la dispersion entre 10 et 70 s. Pour l'inversion on prend le modèle de départ à 5 couches: une couche d'eau, deux couches dans la croûte et deux dans le manteau. Pour choisir le modèle de départ, on a utilisé les résultats de Shor et Fisher (1961) basés sur une étude de sismique réfraction près de la fosse Centraméricaine. Un profil à travers la zone de subduction près de la côte du Guatemala est présenté sur la Figure 15. Les vitesses d'ondes S sont obtenues à partir des vitesses d'onde P sous la station 6 (Figure 15b) en supposant que le rapport V_p/V_s est de 1.73. On a considéré une épaisseur initiale de la couche d'eau de 3 km (profondeur moyenne de l'océan dans cette région) et on n'a pas laissé beaucoup varier cette valeur pendant l'inversion. Le résultat est représenté sur la Figure 16. La résolution dans la partie superficielle (jusqu'à 13 km de la profondeur) est très faible. On peut estimer l'épaisseur de la croûte entre 6 et 9 km et supposer la présence de couches superficielles lentes. Mais les incertitudes sur les vitesses sont très grandes. La vitesse dans le manteau est mieux définie et on trouve aussi une zone à moindre vitesse au dessous de 50 km.

H. Inversion de courbe de dispersion mesurée près de la zone de subduction

On va maintenant essayer de faire une inversion de la courbe de dispersion mesurée près de la zone de subduction. Elle est définie entre 15 et 70 s. On va la considérer comme celle d'une onde de Rayleigh qui se propage dans un milieu à couches planes. On sait que dans cette région très

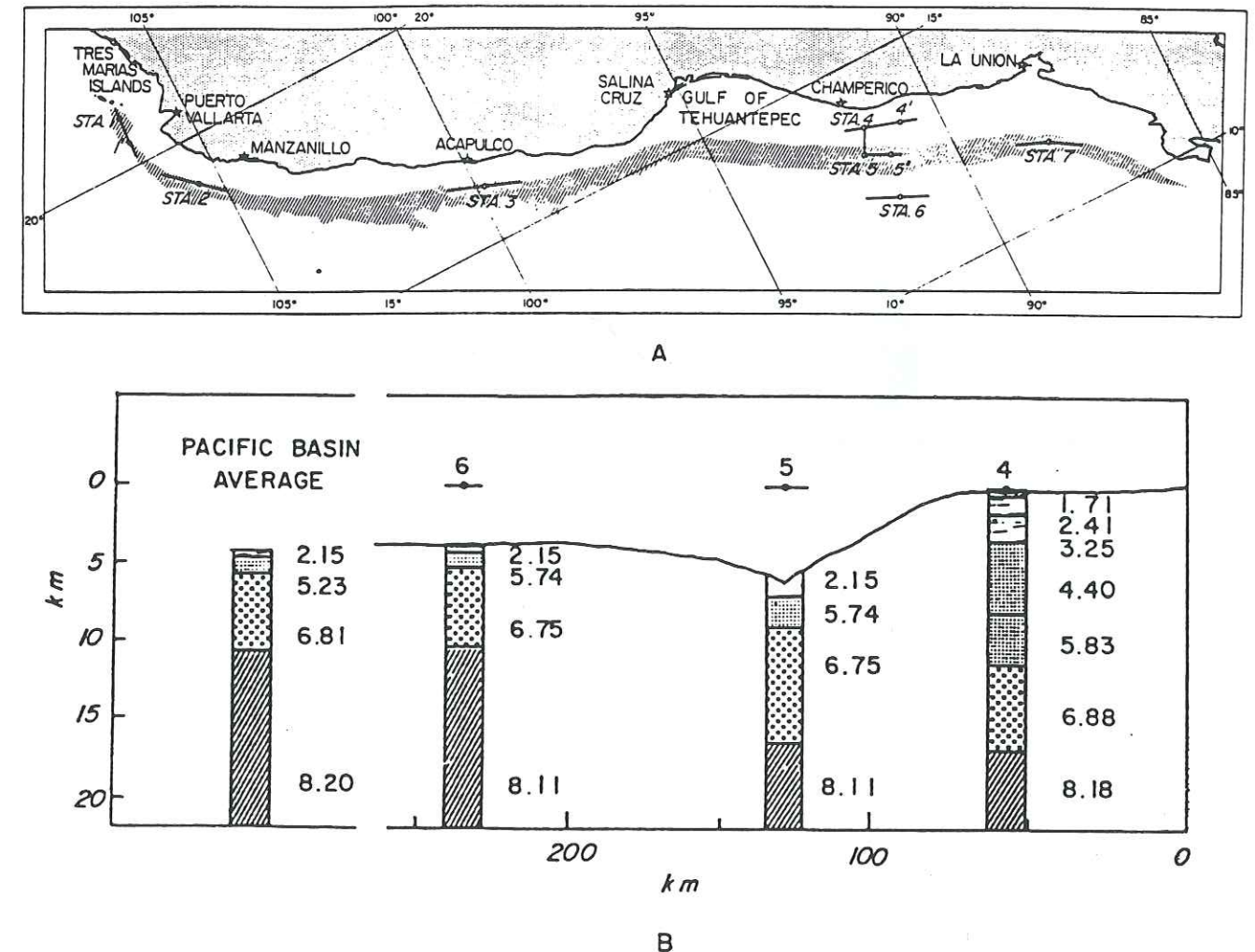


Figure 15. Résultats de l'étude sismique réfraction de Shor et Fisher (1961). A Carte avec des positions des stations. B Coupe obtenue avec les stations 4, 5 et 6 installées près de la côte de Guatemala. Les valeurs inscrites près des colonnes indiquent les vitesses d'onde P.

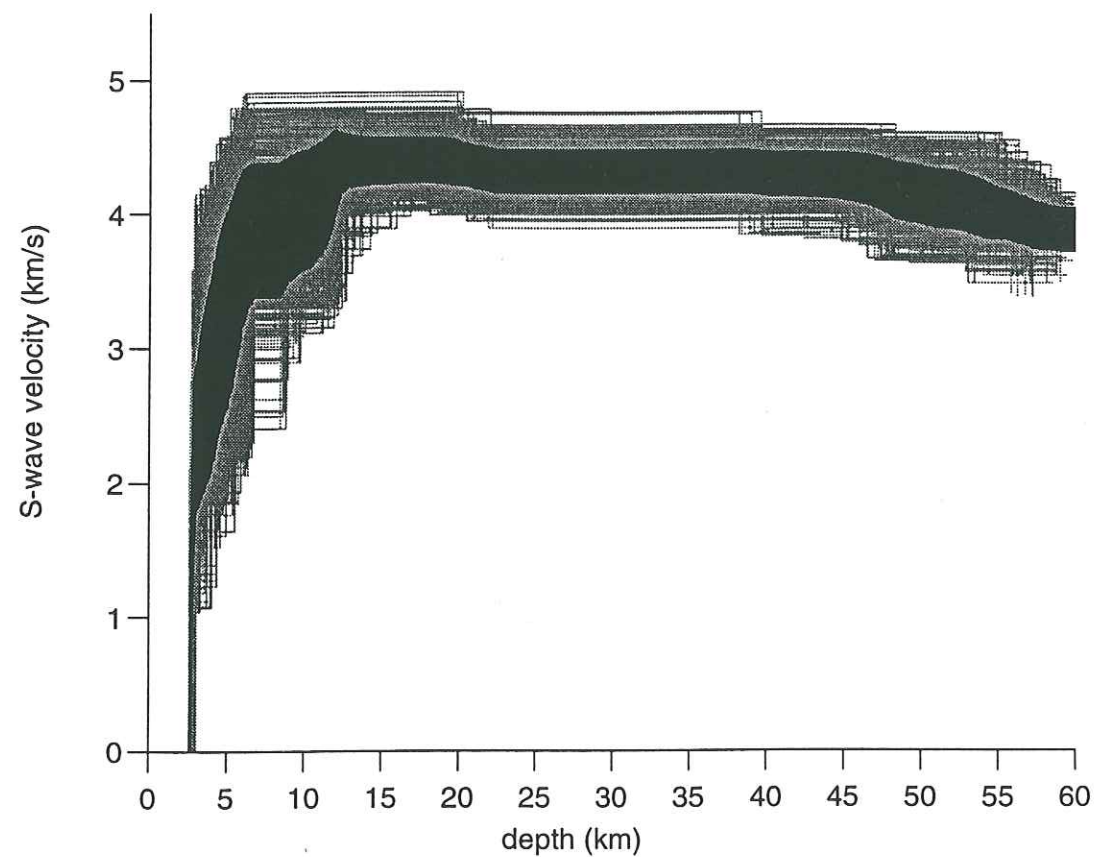


Figure 16a. Résultats de l'inversion de la dispersion de l'onde de Rayleigh mesurée dans l'océan. Les lignes grises montrent tous les modèles qui donnent une courbe de dispersion à l'intérieur des barres d'erreurs. Le domaine noir montre le modèle moyen. Pour chaque profondeur sa largeur est égale à l'incertitude de l'inversion.

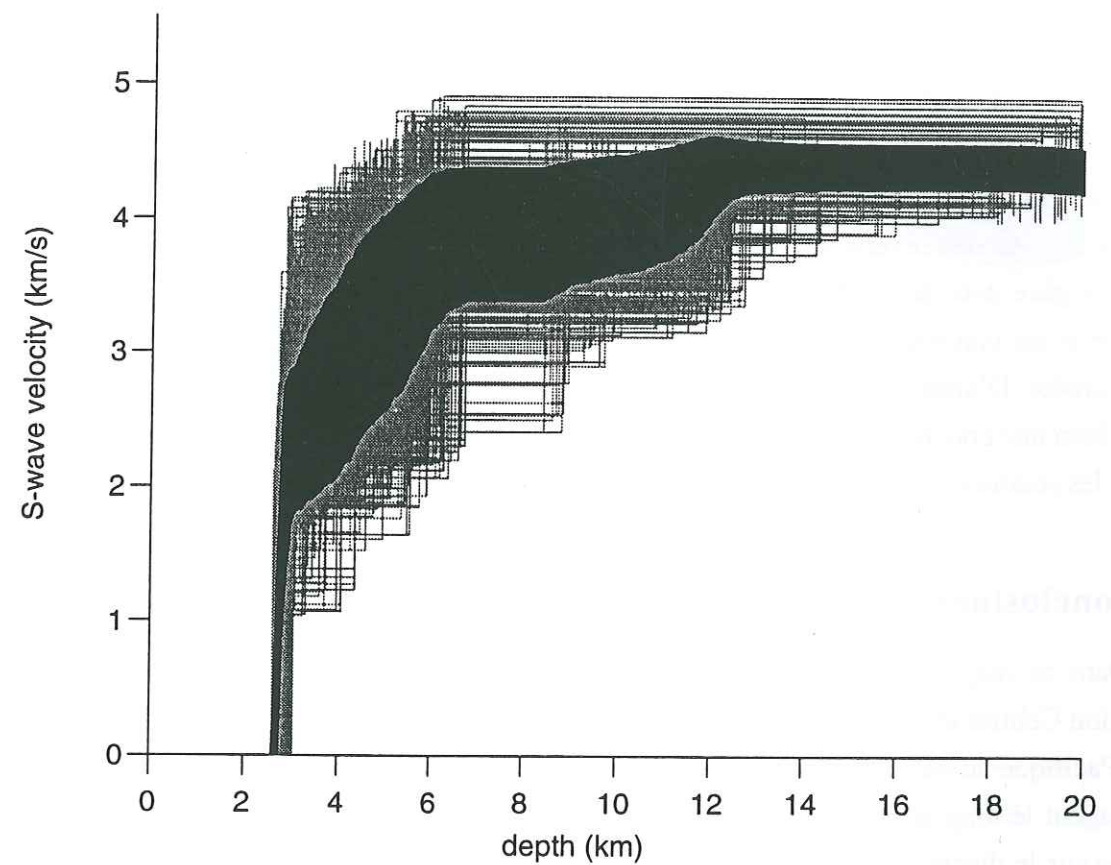


Figure 16b. Même structure que sur la Figure 16a, mais plus détaillée pour les premiers 20 km de profondeur.

hétérogène cette approximation n'est probablement pas valable. Mais on espère quand même obtenir quelques indications utiles.

Si on regarde la Figure 15b on voit une grande quantité des sédiments terrigènes dans la zone comprise entre la fosse et la côte. La coupe présentée sur cette Figure est localisée près de la côte du Guatemala. Mais on peut supposer que la structure près de la côte de Mexique est similaire et que l'onde océanique qui se propage le long de la côte est piégée des ces sédiments. Ainsi, la différence des courbes de dispersion mesurées près de la côte et au milieu de la plaque Cocos peut s'expliquer par cette couche lente. Ainsi, nous avons utilisé un modèle de départ comprenant une couche superficielle sédimentaire et une croûte plus épaisse que dans le modèle de départ utilisé dans la partie G. Et on a considéré une épaisseur initiale de la couche d'eau de 2 km, profondeur moyenne de l'océan entre la côte et la fosse.

Le résultat de l'inversion est représenté sur la Figure 17. La structure profonde reste la même si on compare avec le modèle obtenu pour l'océan. La vitesse dans le manteau supérieur est analogue et on voit toujours la zone à moindre vitesse. Les changements principaux se trouvent dans la croûte. D'abord elle est plus épaisse. On peut estimer l'épaisseur entre 12 et 15 km. Et aussi on voit bien une couche superficielle lente de l'épaisseur autour de 2 km. Elle peut être interprétée comme les sédiments terrigènes.

I. Conclusions

Dans ce chapitre nous avons étudié un phénomène de trajets multiples près de la zone de subduction Centraméricaine. Les observations faites avec des stations large-bande installées près de la côte Pacifique au sud du Mexique montrent l'existence de deux types d'onde longue-période qui se propagent le long de la zone de subduction (Figure 18). Ces deux types d'onde donnent deux branches sur le diagramme période-vitesse de groupe. Si on compare ces deux branches avec des diagrammes période-vitesse de groupe calculés pour d'autres régions on voit que la première onde a une dispersion très proche de l'onde de Rayleigh qui se propage dans la plaque continentale et la deuxième a une dispersion proche de celle de l'onde se propageant en domaine océanique.

On a fait des mesures précises de la dispersion de vitesse de groupe de ces deux types d'ondes et aussi de l'onde qui se propage dans l'océan au sud du Mexique puis on a inversé les courbes de dispersion mesurées pour obtenir la structure en onde S.

Pour l'onde qui se propage près de la côte dans le continent pour les périodes inférieures à 30 s les vitesses de groupe sont les mêmes que celles qui ont été trouvées pour le centre du pays (chapitre 2.2). A partir de 30 s les vitesses mesurées près de la côte augmentent rapidement avec la période. L'inversion pour la structure en vitesse des ondes S montre que cette différence est essentiellement liée à l'amincissement de la croûte. La profondeur du Moho pour la région de

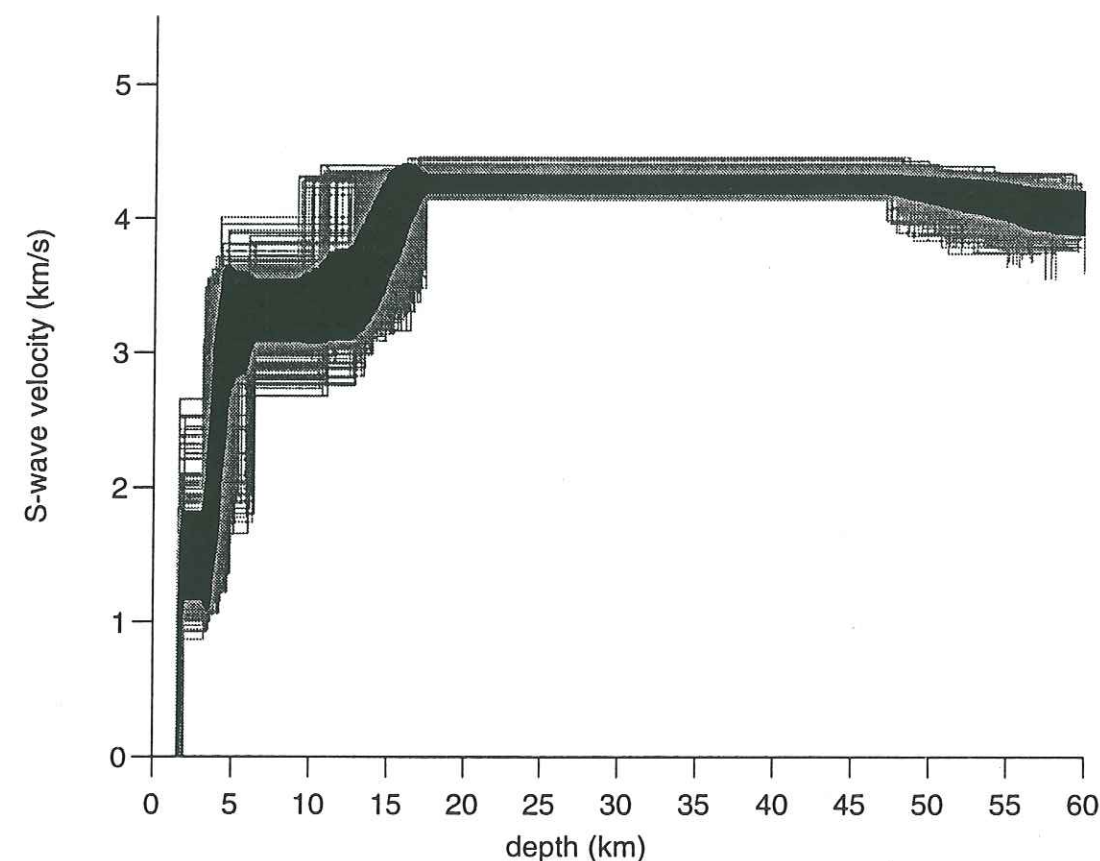


Figure 17a. Résultats de l'inversion de la dispersion de l'onde de Rayleigh mesurée dans la zone de subduction. Les lignes grises montrent tous les modèles qui donnent une courbe de dispersion à l'intérieur des barres d'erreurs. Le domaine noir montre le modèle moyen. Pour chaque profondeur sa largeur est égale à l'incertitude de l'inversion.

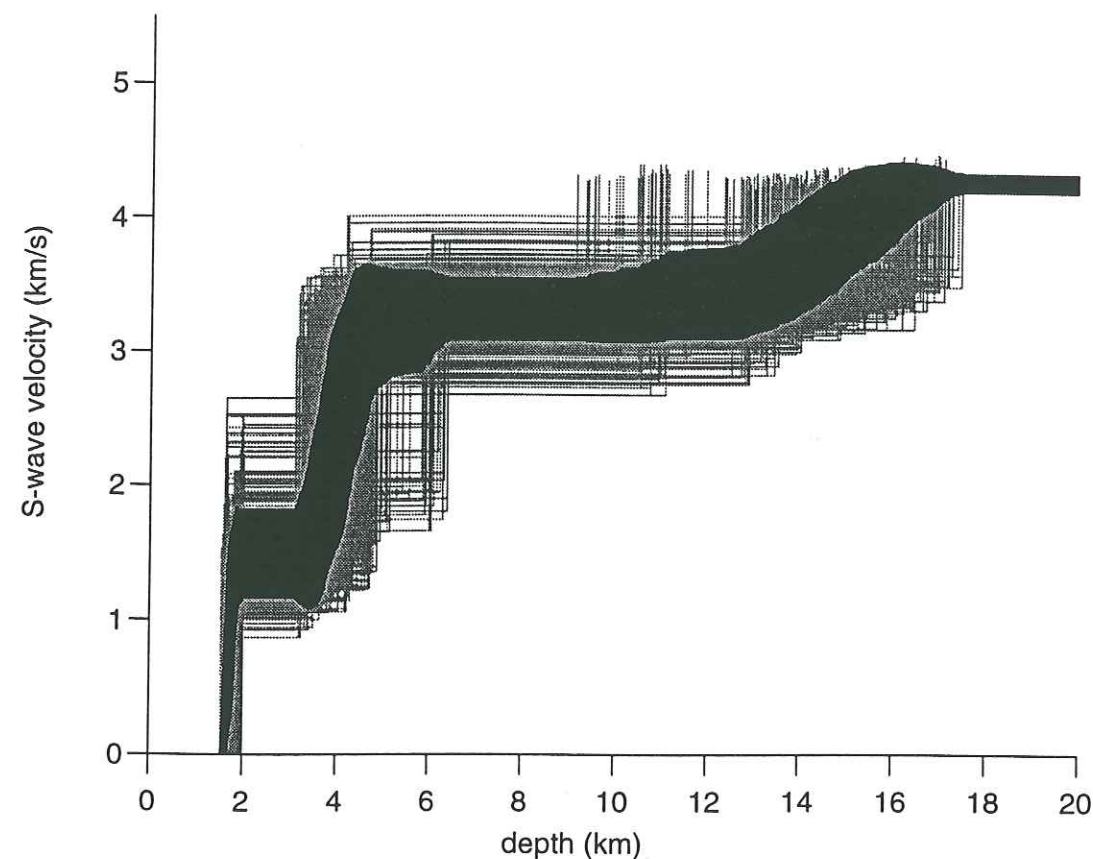


Figure 17b. Même structure que sur la Figure 17a, mais plus détaillée pour premiers 20 km de profondeur.

Oaxaca sud est trouvée vers 33-35 km ce qui est cohérent avec des études sismiques (Valdés et al 1986) et des études de données gravimétriques (Kostoglodov et al 1996).

La structure superficielle au milieu de la plaque Cocos est mal résolue, on peut seulement faire une estimation approximative de l'épaisseur de la croûte. La vitesse dans le manteau est mieux définie et on voit une zone à moindre vitesse au dessous de 50 km.

Pour la partie de l'océan entre la zone de subduction et la côte le modèle est similaire sur les profondeurs supérieures à 15 km, mais la structure superficielle change beaucoup. On voit que la croûte est plus épaisse et aussi on voit clairement une couche de sédiments d'épaisseur voisine de 2 km.

Ainsi a mesuré la dispersion de vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh et on a trouvé la structure en onde S pour les trois unités tectoniques principales: la plaque continentale, la plaque océanique et la fosse. Les résultats obtenus peuvent être réunis dans un schéma montré sur la Figure 19.

Une remarque importante est que les résultats obtenus avec l'inversion des courbes de dispersion des ondes de surface sont en bon accord avec la géologie de surface. On a trouvé une couche superficielle avec une vitesse d'onde S autour de 3 km/s et une profondeur autour de 5 km entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico et on ne l'a pas trouvée dans la région de Oaxaca sud. Et sur la carte géologique (Ortega-Gutierrez et al. 1992) on voit que cette couche peut être composée des roches sédimentaires mésozoïques qui sont absentes au sud de l'état de Oaxaca.

On voit aussi que la différence entre les courbes de dispersion mesurées dans l'océan au milieu de la plaque Cocos et près de la fosse s'explique surtout par la couche de sédiments terrigènes.

Bibliographie

- Kostoglodov, V., W. Bandy, J. Dominguez, and M. Mena, Gravity and Seismicity Over the Guerrero Seismic Gap, Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, submitted, 1996.
- Ortega-Gutierrez, F., Mitre-Salazar, L. M., Aranda-Gomez, J., Moran-Zenteno, D., Alaniz-Alvarez, S. & Ynieta-Samaniego, A., 1992. Carta Geológica de la República Mexicana, Edición.
- Shor, G.G., Jr. and R. L. Fisher, Middle America Trench: Seismic-Refraction Studies, *Geol. Soc. America Bull.*, 72, 721-730, 1961.
- Valdés, C.M., W.D. Mooney, S.K. Singh, R.P. Meyer, C. Lomintz, J.H. Luetgert, C.E. Helsley, B.T.R. Lewis, and M. Mena, Crustal structure of Oaxaca, Mexico, from seismic refraction measurements, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 76 (2), 547-563, 1986.

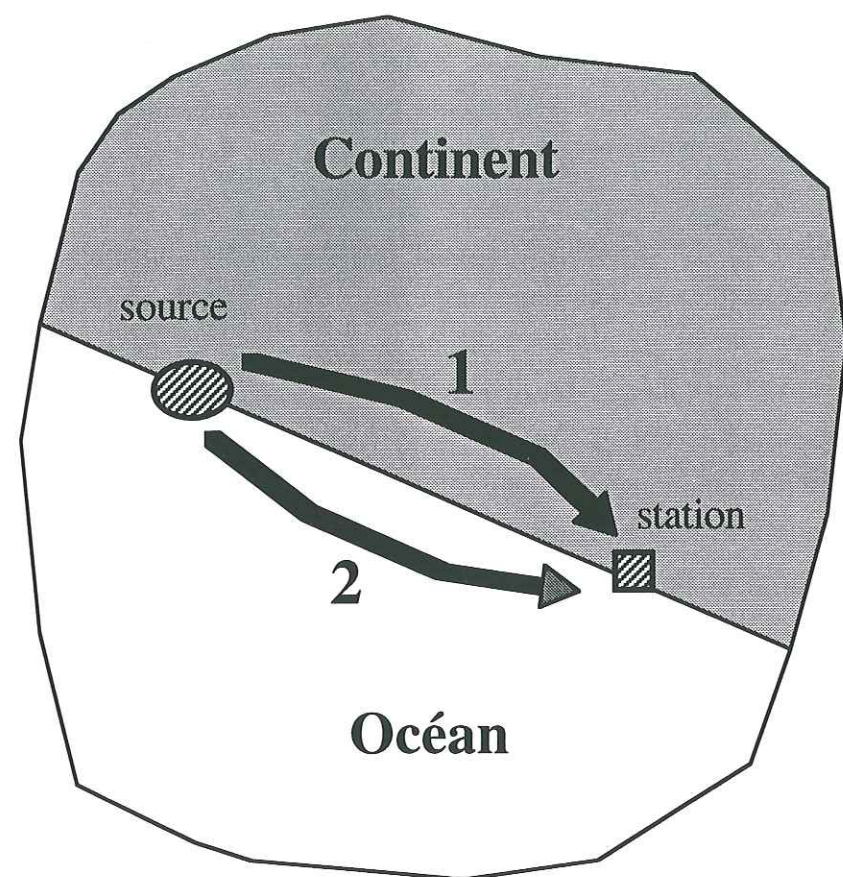


Figure 18. Phénomène de trajets multiples près de la zone de subduction. 1. Onde de Rayleigh continentale. 2. Onde de Rayleigh océanique.

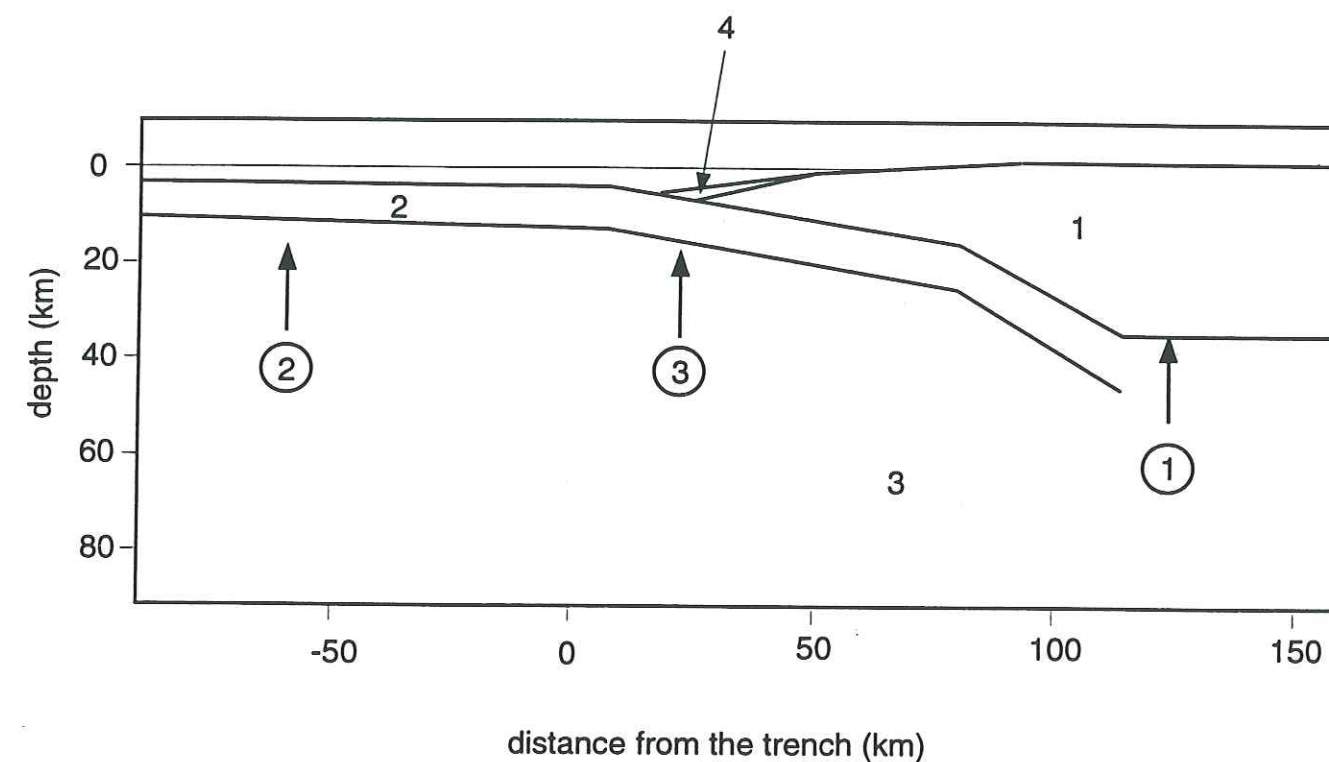


Figure 19. Schéma 2D de la région étudiée. Les numéros entourés par des cercles montrent les positions qui correspondent aux trois coupes obtenues avec l'inversion des courbes de dispersion mesurées: 1 - plaque continentale près de la côte, 2 - plaque Cocos, 3 - fosse. Les numéros simples montrent les couches principales: 1 - croûte continentale, 2 - croûte océanique, 3 - manteau, 4 - sédiments terrigènes.

Chapitre 2.7 Conclusions

Méthodes

Dans cette deuxième partie de la thèse, nous avons travaillé avec des données d'ondes de surface pour mesurer et inverser des courbes de dispersion. Comme on l'a déjà précisé plusieurs fois, un des objectifs principaux pour nous a été l'estimation des incertitudes sur les résultats obtenus. Premièrement on a essayé d'estimer les incertitudes sur la mesure de la courbe de dispersion, et ensuite, de mesurer les incertitudes sur les paramètres du modèle obtenu pendant l'inversion.

Pour le traitement des données des ondes de surface on a utilisé l'analyse temps-fréquence dans la version de Levshin et al. (1989). Cette méthode est utilisée pour la représentation graphique, le filtrage et la mesure des différents paramètres des signaux dispersifs.

Pour adapter cette analyse à l'estimation de l'incertitude sur la mesure de la courbe de dispersion de la vitesse de groupe, on a développé une technique de sommation logarithmique. Cette sommation a été appliquée avec succès pour la mesure des courbes de dispersion dans différentes régions du Mexique.

Pour l'inversion de la courbe de dispersion, on a choisi un schéma en deux étapes. La première est une inversion linéarisée (Herrmann 1987) et la deuxième est une inversion de type Monte-Carlo servant à estimer les incertitudes. Les tests montrent que l'estimation des incertitudes à partir des résultats de la première étape seulement n'est pas fiable.

Un des facteurs les plus importants pour l'inversion par Monte-Carlo est la paramétrisation du modèle. Pour inverser une courbe de dispersion du mode fondamental de l'onde de Rayleigh définie dans une bande limitée de période, on a besoin d'informations à priori sur la structure de la croûte. Une information à priori peut être la connaissance du nombre de couches à partir des études de sismique réflexion - réfraction.

Structures

On a étudié la structure de la croûte à partir de la mesure de la dispersion des ondes de surface dans cinq régions différentes du Mexique et de la plaque de Cocos: 1) entre la côte de Guerrero-Michoacan et la Vallée de Mexico (chapitre 2.2), 2) à l'intérieur de la CVT (Chaîne Volcanique Transmexicaine) à proximité de la ville de Mexico (chapitre 2.4), 3) au sud de l'état de Oaxaca (chapitre 2.6), 4) au milieu de la plaque de Cocos (chapitre 2.6) et 5) près la zone de subduction Centraméricaine (chapitre 2.6). Toutes ces régions sont montrées sur la Figure 1. Pour chaque région, on a déterminé un modèle 1D de vitesses d'onde S. En utilisant ces résultats, on peut construire une coupe générale à travers la zone de subduction depuis la plaque Cocos jusqu'à la CVT. Elle est représentée sur la Figure 2.

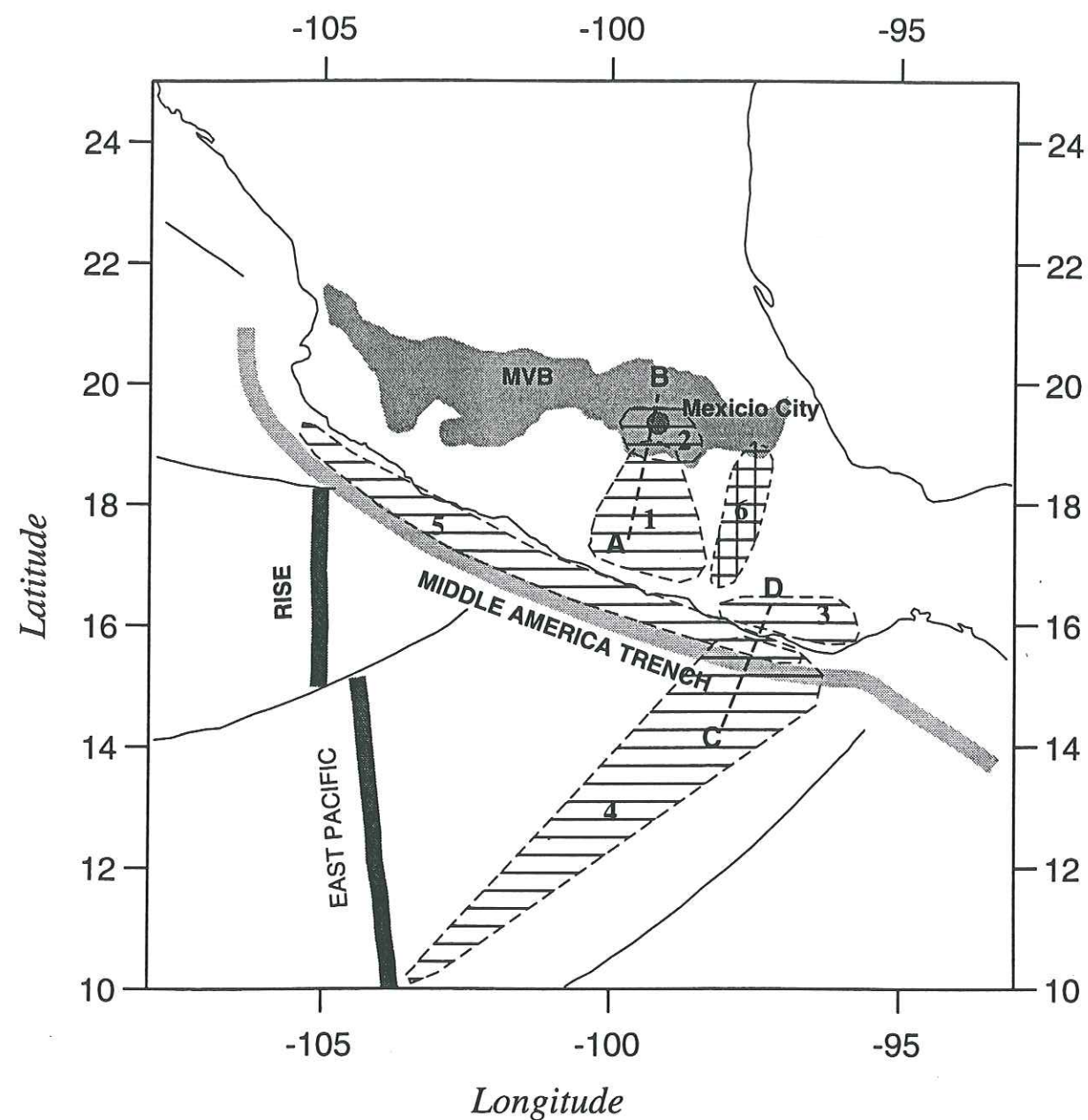


Figure 1. Carte de la région étudiée montrant les principaux éléments tectoniques: Fosse Centraméricaine (ligne grise), Dorsale Est-Pacifique (ligne gris foncé), failles transformantes (lignes fines) et Chaîne Volcanique Transmexicaine (domaine gris). Les domaines hachurés numérotés de 1 à 5 montrent les régions étudiées dans cette thèse: 1) entre la côte de Guerrero-Michoacan et la Vallée de Mexico (chapitre 2.2), 2) à l'intérieur de la CVT à proximité de la ville de Mexico (chapitre 2.4), 3) au sud de l'état de Oaxaca (chapitre 2.6), 4) au milieu de la plaque de Cocos (chapitre 2.6) et 5) près la zone de subduction Centraméricaine (chapitre 2.6). Le domaine 6 montre la région où a été installé le profil de Valdés et al.(1986).

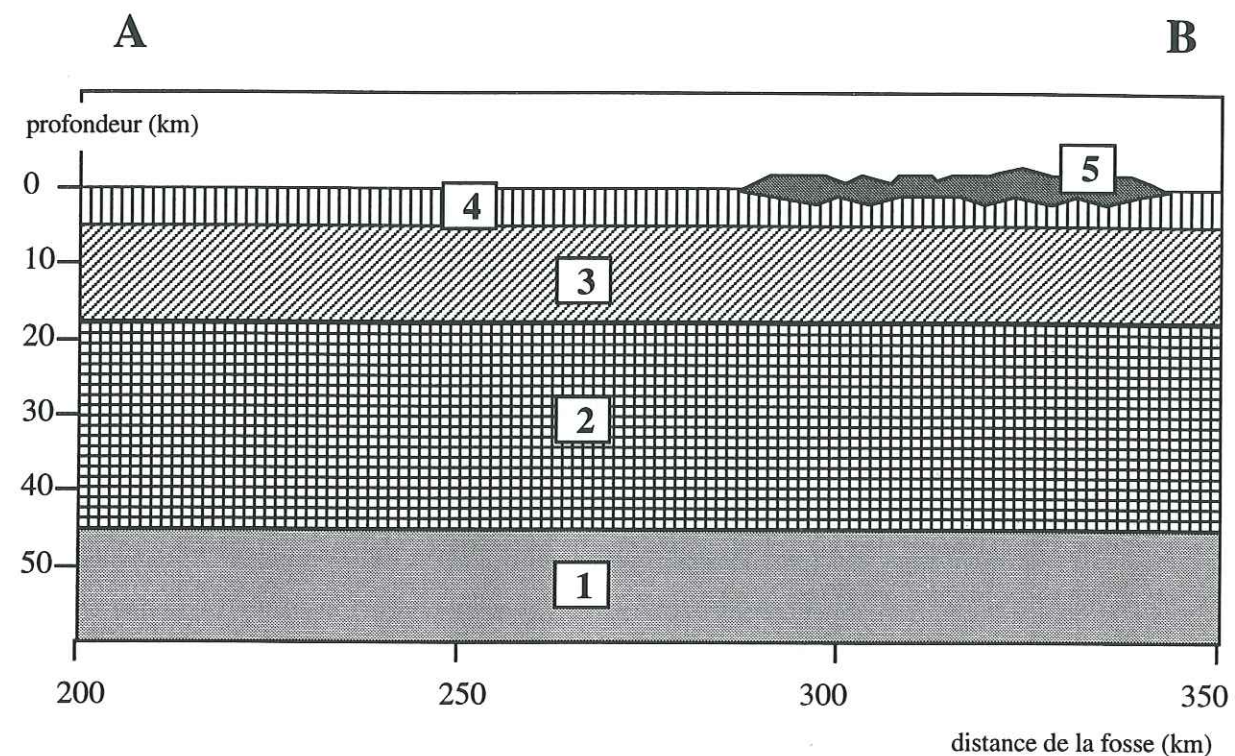


Figure 2. Coupe sud-nord (A-B sur la Figure 1) construite à partir des études de la structure de la croûte faites dans les régions 1 et 2 présentées sur la Figure 1. Les numéros marquent les couches principales: 1) manteau 2) croûte continentale inférieure, 3) croûte continentale supérieure, 4) couche superficielle de la croûte continentale, 5) CVT.

La croûte continentale est composée de trois couches: la croûte inférieure (couche 1 sur la Figure 2), la croûte supérieure (couche 2 sur la Figure 2) et la couche superficielle (couche 3 sur la Figure 2). Dans la région de la Vallée de Mexico, cette structure est recouverte par la CVT (couche 4 sur la Figure 2). Les vitesses d'onde S dans la croûte inférieure, la croûte supérieure, et la CVT sont trouvées égales à 3.75 km/s, 3.3 km/s et 1.7 km/s respectivement. La profondeur du Moho n'est pas bien contrainte par nos données et on l'a fixée d'après les résultats de Valdes et al. 1986. Nous n'avons pas trouvé la couche superficielle près de la côte de Oaxaca. D'un autre côté, dans la région comprise entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico, nous n'avons pas trouvé une vitesse très lente dans cette couche contrairement aux résultats de Valdes et al. (1986) qui ont déterminé une vitesse d'onde P autour de 4.4 km/s (correspondant à une vitesse d'onde S autour de 2.5 km/s) dans la couche superficielle de la croûte à l'ouest de Oaxaca (domaine 6 sur la Figure 1). Toutes ces observations sont en bonne corrélation avec la carte géologique (Ortega-Gutierrez et al., 1992). La région située entre la côte de Guerrero et la Vallée de Mexico (domaine 1 sur la Figure 1) est couverte dans sa plupart par des roches sédimentaires et volcanosédimentaires d'âge mésozoïque. Ces roches sont absentes près de la côte où l'on voit des roches métamorphiques et des granites. Dans l'ouest de Oaxaca où a été installé le profil de Valdes et al. (1986), on trouve des roches volcanosédimentaires d'âge cénozoïque.

Une autre illustration du bon accord entre les résultats géologiques et ceux obtenus avec les ondes de surface est la différence entre les structures des parties nord et sud de la CVT trouvée dans le chapitre 2.4 qui est en cohérence avec le changement de type et d'âge du volcanisme rapporté par Robin (1981).

La structure de la croûte océanique de la plaque Cocos n'est pas résolue en détail mais on voit bien que la structure assez loin de la côte est différente de celle mesurée près de la zone de subduction. La différence se situe dans la partie superficielle et elle est surtout liée à la couche de sédiments terrigènes existante près de la côte.

Propagation des ondes

Les structures obtenues avec l'inversion des courbes de dispersion des ondes de surface expliquent certaines observations sismologiques faites sur des données de réseaux permanents ou temporaires. Premièrement, dans le chapitre 2.2, on est arrivés à simuler assez bien la forme et l'amplitude des ondes enregistrées dans la ville de Mexico pour les séismes de la zone de subduction sur des périodes supérieures à 10 s. Une partie de l'amplification régionale observée dans et autour de la Vallée de Mexico s'explique par l'interaction du champ d'onde incident avec la CVT (chapitre 2.4).

Dans la région de la zone de subduction, on a trouvé que l'onde qui se propage le long de la zone de subduction consiste en deux parties. La première se propage dans la plaque océanique, alors que pour la deuxième, une grande partie de l'énergie est piégée dans les sédiments terrigènes.

La répartition de l'énergie totale entre les deux parties du signal dépend probablement de la position de la source par rapport à la couche sédimentaire. Cette répartition peut influencer d'une façon significative l'amplitude et le contenu spectral des signaux émis par le séisme parce que les vitesses de propagation des ondes et l'atténuation sismique peuvent être très différentes dans les sédiments terrigènes et dans les roches composant la croûte continentale.

Enfin, il faut remarquer que les phénomènes de propagation d'ondes sismiques considérés dans cette étude ont une importance fondamentale pour l'estimation des différents paramètres du mouvement de sol que sont l'amplitude, la durée et le contenu spectral. Les modèles obtenus peuvent être utilisés pour la simulation de la propagation des signaux ou dans les procédures d'inversion de la source sismique.

Bibliographie

- Herrmann, R.B., 1987. Computer Programs in Seismology, Volume IV: Surface Waves Inversion, Saint Louis University, Missouri.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. & Its, E. N., 1989. Recording, identification, and measurement of surface wave parameters. In: *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth* (ed Keilis-Borok, V. I.), pp. 131-182, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht.
- Ortega-Gutierrez, F., Mitre-Salazar, L. M., Aranda-Gomez, J., Moran-Zenteno, D., Alaniz-Alvarez, S. & Ynieta-Samaniego, A., 1992. Carta Geológica de la República Mexicana, Edíamac.
- Robin, C., 1981. Relations volcanologie - magmatologie - géodynamique: application au passage entre volcanismes alcalin et andésitique dans le sud mexicain. *Thèse de doctorat, Université de Clermont-Ferrand II, Clermont-Ferrand*.
- Valdés, C.M., W.D. Mooney, S.K. Singh, R.P. Meyer, C. Lomintz, J.H. Luetgert, C.E. Helsley, B.T.R. Lewis, and M. Mena, Crustal structure of Oaxaca, Mexico, from seismic refraction measurements, *Bull. Seism. Soc. am.*, 76 (2), 547-563, 1986.

Conclusion générale

Les conclusions de chacune de deux études décrites dans cette thèse sont déjà discutées en détail à la fin de la partie 1 et de la partie 2. Ici nous allons répéter seulement les résultats principaux.

Dans la première partie nous avons traité les données de l'expérience SISBALIG II pour étudier le phénomène de blocage des ondes Lg dans la Mer Ligure. Nous avons développé des diagrammes énergétiques pour étudier l'échange d'énergie entre différentes phases sismiques. Nous avons observé que l'extinction de l'onde Lg se produit dans une zone d'une largeur d'environ 20 km près de la marge Provençale et qu'elle est accompagnée par la génération de deux types d'ondes diffractées. La première est une onde rapide qui est diffractée dans le manteau près de la marge et se propage comme une onde Sn. La deuxième est une onde très lente piégée dans les sédiments océaniques superficiels. Après avoir fait une série des tests numériques, nous avons trouvé que c'est la diffraction de l'énergie dans les sédiments océaniques qui contribue le plus à la destruction du paquet d'ondes Lg. En plus, l'observation de deux paquets d'ondes lentes indique l'existence de deux bassins sédimentaires dans la Mer Ligure: près de la marge Provençale et au milieu de la mer.

Dans la deuxième partie nous avons étudié la propagation de l'onde de Rayleigh et la structure de la croûte dans le Sud du Mexique. Nous avons utilisé une approche classique d'étude de la structure à partir de l'inversion des courbes de dispersion. Mais nous avons développé des outils nouveaux pour la mesure des courbes de dispersion et aussi pour l'inversion de ces courbes. Le but principal pour nous a été de développer une technique qui permette d'estimer les incertitudes sur les résultats obtenus. Pour la mesure des courbes de dispersion de la vitesse de groupe nous avons développé une méthode de sommation logarithmique dans le domaine période-temps ou période-vitesse de groupe. Cette sommation permet de définir la bande de période où la courbe de dispersion peut être mesurée et estimer l'incertitude de la mesure. Nous avons aussi développé une méthode d'inversion de la courbe de dispersion qui permet de prendre en compte les erreurs des données et d'estimer les incertitudes des paramètres du modèle. Cette méthode est composée de deux étapes: (1) l'inversion linéarisée et (2) l'inversion de Monte-Carlo.

Nous avons mesuré les courbes de dispersion de l'onde de Rayleigh dans les différentes régions du Sud du Mexique. A partir de ces courbes de dispersion, nous avons obtenu un modèle moyen de croûte pour chaque région. Cette étude de la structure crustale nous a permis d'expliquer certains phénomènes liés à la propagation des ondes. Nous avons montré que l'amplification régionale sur les périodes 8-10 s dans la région de la Vallée de Mexico s'explique par la présence d'une couche superficielle à moindre vitesse sous la partie sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine. Cette couche est aussi responsable d'une augmentation de la durée des signaux qui est un élément important pour la compréhension des mouvements forts dans la Ville de Mexico. Une autre observation très intéressante est l'existence de deux types d'onde se propageant le long de la zone de subduction Centraméricaine. L'étude de la dispersion de ces ondes montre que l'une

se propage dans la plaque continentale, alors que l'autre se propage dans la partie de la plaque océanique près de la fosse qui est caractérisée par une grande quantité de sédiments lents à la surface.

Pour conclure sur les deux parties, nous avons montré que l'analyse des ondes guidées régionales est un bon moyen d'investigation de la croûte. D'une part, ces ondes caractérisent assez bien les propriétés moyennes de la croûte. D'autre part, elles sont très sensibles aux hétérogénéités du milieu. Un autre élément important à rappeler est que la forme et l'amplitude des signaux aux distances régionales sont en grande partie contrôlées par les ondes guidées. Les phénomènes majeurs observés: l'amplification régionale, la génération des plusieurs types d'ondes, la disparition d'une grande partie du signal s'expliquent par l'interaction des ondes guidées avec des hétérogénéités du milieu.

Bibliographie

- Aki, K. 1969. Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *J. Geophys. Res.* 74, 615-631.
- Aki, K. & Richards, P. G., 1980. Quantitative Seismology Theory and Methods. In: *A Series of Books in Geology* (ed Cox, A.), W. H. Freeman and company, New York.
- Anderson, J.G., J. Brune, J. Prince, Roberto Quaas, S. K. Singh, David Almora, Paul Bodin, Mario Oñate, Ricardo Vásquez and Juan Manuel Velasco. The Guerrero Accelerograph Network, *Geofísica Internacional* 33, 341-371.
- Barker, J. S., Campillo, M., Sanchez-Sesma, F. J., Jongmans, D. & Singh, S. K., 1995. Analysis of Wave Propagation in the Valley of Mexico City from a Dense Array of Seismometers. *Bull. Seism. Soc. Am.*, submitted.
- Béthoux, N., Deverchère, J., Lang, K., Cattaneo, M., Fontaine, C., Campillo, M., Deschamps, A., Eva, C., Ferrandini, J., Gaffet, S., Gauthier, J., Makris, J., Paul, A. & Virieux, J., 1993. Sisbalig II: a sea-land experiment in Occidental Mediterranean sea. In: *AGU*.
- Béthoux, N., Petit, F., Réhault, J. P., Massinon, B. & Montagner, J. P., 1986. Several location methods for underwater shots in the gulf of Genoa (Western Mediterranean): structural implications. *Tectonophysics*, 128, 357-379.
- Bouchon, M., Campillo, M. & Gaffet, S., 1989. A boundary integral equation-discrete wavenumber representation method to study wave propagation in multilayered media having irregular interfaces. *Geophysics*, 54, 1134-1140.
- Burrus, J. & Foucher, J. P., 1986. Contribution to the thermal regime of the Provençal basin based on flumed heat flow surveys and previous investigations. *Tectonophysics*, 128, 303-334.
- Campillo, M., 1987. Lg wave propagation in a laterally varying crust and the distribution of the apparent quality factor in central France. *J. Geophys. Res.*, 92, 12,604-12,614.
- Campillo, M., 1990. Propagation and Attenuation Characteristics of the Crustal Phase Lg. *Pure and Appl. Geophys.*, 132, 1-19.
- Campillo, M., J.C. Gariel, K. Aki and F.J. Sanchez-Sesma, 1989. Destructive strong ground motion in Mexico City: Source, site and path effects during the great 1985 Michoacan earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* 79, 1718-1735.
- Campillo, M., Feignier, B., Bouchon, M. & Béthoux, N., 1993. Attenuation of Crustal Waves Across the Alpine Range. *J. Geophys. Res.*, 98, 1987-1996.
- Campillo, M., Plantet, J. L. & Bouchon, M., 1985. Frequency-dependent Attenuation in the Crust Beneath Central France from Lg Waves: Data Analysis and Numerical Modelling. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 75, 1395-1411.

- Campillo, M., Singh, S. K., Shapiro, N., Pacheco, J. & Herrmann, R. B., 1995. Crustal Structure South of the Mexican Volcanic Belt, Based on Group Velocity Dispersion. *submitted*.
- Cao, S. & Muirhead, K. J., 1993. Finite difference modelling of Lg blockage. *Geophys. J. Int.*, **115**, 85-96.
- Chazalon, A., Campillo, M., Gibson, R. & Carreno, E., 1993. Cristal wave prpagation anomaly across the Pyrenian Range. Comparison between observation and numerical simulation. *Geophys. J. Int.*, **115**, 829-838.
- Crampin, S. 1977. A review of the effects of anisotropic layering on the propagation of seismic waves. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **49**, 9-27.
- Crampin, S. & King, D. W. 1977. Evidence for anisotropy in the upper mantle beneath Eurasia from the polarization of higher mode seismic surface waves. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **49**, 59-85.
- Demant, A., 1981. L'Axe Néo-Volcanique Transmexicain. Etude volcanologique et pétrographique. Signification géodynamique. *Thèse de doctorat, Université de droit, d'économie et des sciences d'Aix-Marseille, Marseille*.
- Dziewonski, A., Bloch, S. & Landisman, N., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 427-444.
- Fix, J.E., 1975. The crust and upper mantle of central Mexico, *Geophys. J. R. astr. Soc.* **43**, 453-500.
- GEOLIMEX Working Group, 1993. Reflections from the subducting plate? First results of a Mexican traverse, *Zbl. Geol. Palaont. Teil I*, 541-553.
- Gibson, R. L. & Campillo, M., 1994. Numerical simulation of high- and low-frequency Lg wave propagation. *Geophys. J. Int.*, **118**, 47-56.
- Gomberg, J.S. and T.G. Masters, 1988. Waveform modelling using locked mode synthetic and differential seismograms: application to determination of the structure of Mexico, *Geophysical J. Int.* **94**, 193-218.
- Gomberg, J., Priestley, K. F., Masters, T. G. & Brune, J. N., 1988. The structure of the crust and upper mantle of northern Mexico. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **94**, 1-20.
- Havskov, J. & Singh, S. K., 1977-78. Shallow crustal structure below Mexico City. *Geofis. Intern.*, **17**, 223-229.
- Herrmann, R.B., 1973. Some aspects of band-pass filtering of surface waves, *Bull. Seism. Soc.* **63**, 663-671.
- Herrmann, R. B., 1987. Computer Programs in Seismology, Volume IV: Surface Waves Inversion, Saint Louis Univercity, Missouri.

- Herrmann, R.B. and A. Kijko, 1983. Modeling some empirical vertical component Lg relations, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 157-171.
- Jemsek, J., Von Herzen, R., Rehault, J. P., Williams, D. L. & Sclater, J. G., 1985. Heat flow and lithospheric thinning in the Ligurian basin (N. W. Mediterranean). *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 693-696.
- Jongmans, D. & Campillo, M., 1993. The determination of soil attenuation by geophysical prospecting and the validity of measured Q values for numerical simulations. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **1993**, 149-157.
- Keilis-Borok, V.I., 1989. Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous earth, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Kennett, B. L. N., 1983. *Seismic Wave Propagation in Stratified Media*. Cambridge University Press, Cambridge, London, New York, New Rochelle, Melbourne, Sydney.
- Kennett, B. L. N., 1986. Lg waves and structural boundaries. *Bull. Seis. Soc. Am.*, **76**, 1133-1141.
- Klingelé, E., Lahmeyer, B. & Freeman, R., 1991. The EGT Bouguer gravity compilation. *Tectonophysics*, **195**, 437-441.
- Knopoff, L., Mitchel, R. G., Kausel, E. G. & Schwab, F., 1979. A search for the oceanic Lg phase. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **56**, 211-218.
- Kostoglodov, V., Bandy, W., Dominguez, J. & Mena, M., 1996. Gravity and Seismity Over the Guerrero Seismic Gap, Mexico. *Geophys. Re. Lett.*, **submitted**.
- Le Douaran, S., Burrus, J. & Avedik, F., 1984. Deep structure of the north western Mediterranean: a two-ship seismic survey. *Mar. Geol.*, **55**, 325-345.
- Levshin, A. L., Ritzwoller, 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.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. & Its, E. N. 1989. Surface waves in vertically inhomogeneous media. In: *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth* (edited by Keilis-Borok, V. I.). Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 131-182.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. & Its, E. N., 1989. Recording, identification, and measurement of surface wave parameters. In: *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth* (ed Keilis-Borok, V. I.), pp. 131-182, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht.
- Lomax, A. & Snieder, R., 1995. The contrast in upper mantle shear-wave velocity between the East European Platform and tectonic Eouroe obtained with genetic algorithm inversion of Rayleigh-wave group dispersion. *Geophys. J. Int.*, **123**, 169-182.

- Lomax, A. J. & Snieder, R., 1994. Finding sets of acceptable solutions with a genetic algorithm with application to surface wave group dispersion in Europe. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2617-2620.
- Lomnitz, C., 1982. Direct evidence of a subducted plate under southern Mexico, *Nature* **296**, 235-238.
- Maupin, V., 1989. Numerical modelling of Lg wave propagation across the North Sea. *Geophys. J. Int.*, **99**, 273-283.
- McEvelly, T. V. 1964. Central U. S. crust-upper mantle structure from Love and Rayleigh wave phase velocity inversion. *BSSA* **54**, 1997-2015.
- Meyer, R.P., J.S. Steinhart, and G.P. Woollard, 1961. Central Plateau, Mexico, 1957, in *Explosion Studies of Continental Structure: Carnegie Institute of Washington Publication* 622, pp. 199-225, eds J.S. Steinhart and R.P. Meyer, Washington, D.C.
- Montagner, J. P. & Nataf, H. C. 1988. Vectorial tomography - I. Theory. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **94**, 295-307.
- Nataf, H. C., Nakanishi, I. & Anderson, D. L. 1986. Measurement of mantle wave velocities and inversion for lateral heterogeneities and anisotropy. 3. Inversion. *J. Geophys. Res.* **91**, 7261-7307.
- Nava, F.A. *et al.*, 1988. Structure of the Middle America trench in Oaxaca, Mexico, *Tectonophysics* **154**, 241-255.
- Nolet, G. 1987. Waveform tomography. In: *Seismic tomography, with applications in global seismology and exploration geophysics* (edited by Nolet, G.). Reidel, Dordrecht, 301-322.
- Ordaz, M. & Singh, S. K., 1992. Source spectra and spectral attenuation of seismic waves from Mexican earthquakes, and evidence of amplification in the hill zone of Mexico City. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 24-43.
- Ortega-Gutierrez, F., Mitre-Salazar, L. M., Aranda-Gomez, J., Moran-Zenteno, D., Alaniz-Alvarez, S. & Ynieto-Samaniego, A., 1992. Carta Geologica de la Republica Mexicana, Ediamac.
- Pasquale, V., Verdoya, M. & Chiozzi, P., 1994. Types of crust beneath the Ligurian Sea. *Terra Nova*, **6**, 255-266.
- Pedersen, H. A., Campillo, M. & Sanchez-Sesma, F. J., 1995. Azimuth dependant wave amplification in alluvial valleys. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **14**(4), 289-300.
- Press, F. & Ewing, M., 1952. Two slow surface waves across North America. *Bull. seism. Soc. Am.*, **42**, 219-228.
- Regan, J. & Harkrider, D. G., 1989. Numerical modelling of SH Lg waves in and near continental margins. *Geophys. J. Int.*, **98**, 107-130.

- Réhault, J. P., 1981. Evolution tectonique et sédimentaire du Bassin Ligure (Méditerranée Occidentale). *Thèse d'Etat, Université Paris*.
- Réhault, J. P. & Bethoux, N., 1984. Earthquake relocation in the Ligurian Sea (Western Mediterranean): geological interpretation. *Mar. Geol.*, **55**, 429-445.
- Robin, C., 1981. Relations volcanologie - magmatologie - géodynamique: application au passage entre volcanismes alcalin et andésitique dans le sud mexicain. *Thèse de doctorat, Université de Clermont-Ferrand II, Clermont-Ferrand*.
- Romanowicz, B. *et al.*, 1991. The Geoscope program: present status and perspectives, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 243-264.
- Ruzaikin, A. I., Nersesov, T. L., Khalturin, V. I. & Molnar, P., 1977. Propagation of Lg and lateral variation in crustal structure in Asia. *J. Geophys. Res.*, **82**, 307-316.
- Schlue, J. W. & Knopoff, L. 1977. Shear-wave polarization anisotropy in the Pacific Basin. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **49**, 145-165.
- Shor, G., Robert, J. R. & Fisher, L., 1961. Middle America Trench: Seismic-Refraction Studies. *Geol. Soc. America Bull.*, **72**, 721-730.
- Singh, S. K. & Ordaz, M., 1993. On the origin of long coda observed in the lake-bed strong motion records of Mexico city. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 1298-1306.
- Singh, S. K., Quaas, R., Ordaz, M., Mooser, F., Almora, D., Torres, M. & Vasquez, R., 1995. Is there truly a "hard" rock site in the Valley of Mexico? *Geophys. Res. Lett.*, **22**(4), 481-484.
- Snieder, R. 1986. 3-D linearized scattering of surface waves and a formalism for surface wave holography. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **84**, 581-605.
- Snieder, R. 1987. Surface wave holography. In: *Seismic tomography, with applications in global seismology and exploration geophysics* (edited by Nolet, G.). Reidel, Dordrecht, 323-337.
- Snieder, R. 1988. Large scale waveform inversion of surface waves for lateral heterogeneity -I: Theory and numerical examples. *J. Geophys. Res.* **93**, 12055-12065.
- Snieder, R. 1988. Large scale waveform inversion of surface waves for lateral heterogeneity -II: Application to surface waves in Europe and the Mediterranean. *J. Geophys. Res.* **93**, 12067-12080.
- Stange, S. & Friederich, W., 1992. Guided wave propagation across sharp lateral heterogeneities: the complete wavefield at a cylindrical inclusion. *Geophys. J. Int.*, **111**, 470-482.
- Stoll, R. D., Bryan, G. M. & Mithal, R., 1991. Field experiment to study seafloor seismocoustic response. *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**, 2232-2245.
- Suárez, G., T. Monfret, G. Wittlinger, and C. David, 1986. The geometry of subduction and depth of the seismogenic zone in the Guerrero gap, Mexico, *Nature* **345**, 336-338.

- Suárez, G., J.P. Ligorria, and L. Ponce, 1992. Preliminary crustal structure of the coast of Guerrero, Mexico, using the minimum, apparent velocity of refracted waves, *Geofis. Intern.* **31**, 247-252.
- Tarantola, A., 1987. Inverse Problem Theory, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam-Oxford-NewYork-Tokio.
- Tardy, M., 1980. Contribution à l'étude géologique de la Sierra Madre Orientale du Mexique. *Thèse d'Etat, Université Pierre et Marie Curie, Paris.*
- Valdés, C. M., Mooney, W. D., Singh, S. K., Meyer, R. P., Lomintz, C., Luetgert, J. H., Helsley, C. E., Lewis, B. T. R. & Mena, M., 1986. Crustal structure of Oaxaca, Mexico, from seismic refraction measurements. *Bull. Seism. Soc. am.*, **76**(2), 547-563.
- Woodhouse, J. H. 1974. Surface Waves in a Laterally Varying Structure. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **37**, 461-490.
- Yamanaka, H. & Ishida, H., 1996. Application of Genetic Algorithms to an Inversion of Surface-Wave Dispersion Data. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**(2), 436-444.
- Yanovskaya, T. B., Maaz, R., Ditmar, P. G. & Neunhofer, H. 1988. A method for joint interpretation of the phase and group surface-wave velocities to estimate lateral variations of the Earth's structure. *Physics Earth planet. Interiors* **51**, 59-67.
- Zhang, T. R. & Lay, T., 1995. Why the Lg Phase Does Not Traverse Oceanic Crust. *BSSA*, **85**, 1665-1678.

**THESE DE DOCTORAT de
l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER-GRENOBLE I**

Titre de l'ouvrage:

**ETUDE DE L'INTERACTION DES ONDES
SISMQUES GUIDEES REGIONALES AVEC LES
HETEROGENEITES DE LA CROUTE**

Nom de l'auteur:

Nikolaï SHAPIRO

Etablissement:

**Observatoire de Grenoble
Laboratoire de Géophysique Interne et
Tectonophysique**

RESUME

La propagation régionale de deux types d'ondes sismiques guidées, l'onde Lg et le mode fondamental de l'onde de Rayleigh, est étudiée expérimentalement.

Dans la première partie, nous traitons les données de l'expérience SISBALIG II pour étudier le phénomène de blocage des ondes Lg dans la Mer Ligure (sud-est de la France). En utilisant les diagrammes énergétiques, nous montrons que l'extinction de l'onde Lg se produit dans une zone d'une largeur d'environ 20 km près de la marge Provençale. En comparant les observations avec des simulations numériques, nous montrons que le facteur qui contribue le plus à ce blocage de l'onde Lg est la diffraction de l'énergie dans les sédiments océaniques.

Dans la deuxième partie, nous étudions la propagation de l'onde de Rayleigh et la structure de la croûte au Sud du Mexique. Nous utilisons une approche classique d'étude de structure lithosphérique à partir de l'inversion des courbes de dispersion. Pour la mesure des courbes de dispersion de la vitesse de groupe, nous développons une méthode de sommation logarithmique dans le domaine période-temps ou période-vitesse de groupe. Nous utilisons une méthode d'inversion de la courbe de dispersion composée de deux étapes : (1) l'inversion linéarisée et (2) l'inversion par Monte-Carlo. Après avoir mesuré les courbes de dispersion dans les différentes régions et les avoir inversées pour des modèles locaux 1D, nous construisons un modèle hétérogène de la croûte du Mexique. Ce modèle permet de simuler les caractéristiques majeures de la propagation des ondes émises par des séismes dans la zone de subduction Centraméricaine. Ainsi, nous montrons que l'amplification régionale aux périodes comprises entre 8 et 10 s dans la région de la Vallée de Mexico s'explique par la présence d'une couche superficielle à moindre vitesse sous la partie sud de la Chaîne Volcanique Transmexicaine.

MOTS CLES

Ondes guidées; Lg; Mer Ligure; diagrammes énergétiques; Mexique; analyse des ondes de surfaces; Chaîne Volcanique Transmexicaine; amplification; trajets multiples.