

THÈSE DE DOCTORAT (mention sciences)

présentée à l'Université de Strasbourg

par **Benoît TAUZIN**

École et Observatoire des Sciences de la Terre
Institut de Physique du Globe de Strasbourg
Laboratoire de Sismologie

en vue de l'obtention du titre de
Docteur de l'Université de Strasbourg
Spécialité : Sciences de la Terre

Apport des techniques de fonctions récepteur Ps et de phases précurseurs de *SS* à l'imagerie du manteau supérieur

Soutenue le 6 mars 2009,

Devant la Commission d'Examen composée de :

Michel CAMPILLO Rapporteur externe
Michel CARA Rapporteur interne
Eric DEBAYLE Directeur de thèse
Véronique FARRA Rapporteur externe
Yanick RICARD Examineur
Gérard WITTLINGER Directeur de thèse

Remerciements

Ce travail de “longue” haleine doit donner suite à une longue liste de remerciements. Ces remerciements doivent eux-mêmes clôturer une étape plus longue encore de construction d’un parcours dans le domaine des Sciences. Ce que nous devenons tient en un principe déterministe : une accumulation de décisions, implicites ou explicites, conscientes ou inconscientes, volontaires ou involontaires, toutes dictées par un environnement, des gens, des idées, une éducation. Ce principe contient également sa part de chaos, à travers des accumulations de circonstances, qui sont généralement interprétées dans la vie courante par ce facteur appelé “chance”. Il est inutile d’adresser des remerciements à la “chance”. Je me contenterais de remercier les gens et les idées qui ont participé à la construction de ce que je suis aujourd’hui, un chercheur débutant...

Depuis ma plus petite enfance, j’ai développé une curiosité, voire une fascination, envers les Sciences et ce monde de la Recherche qui m’apparaissait autrefois si obscur. La faute est à mes parents qui m’ont donné le goût de lire. La faute est par exemple à sir Arthur Conan Doyle et son personnage célèbre pour son esprit de déduction. La faute est à Jules Verne, H.G. Wells, Robert Merle, Hergé, et bien d’autres, qui ont construit des futurs en partant des connaissances scientifiques de leurs époques. Il existe un pas entre cette curiosité, parmi tant d’autres, et la volonté d’en faire un avenir. Une personne déterminante dans cette histoire restera mon grand-père, qui par son ouverture et sa soif de connaissance (j’en veux pour preuve sa collection imposante de Sciences et Vie, Pour la Science, Sciences et Avenir ou bien Ciel et Espace), a su transformer petit à petit cet intérêt, cette curiosité, en une passion, donnant lieu à certaines occasions à une véritable philosophie de vie.

Comment ne pas remercier l’ensemble de mes professeurs, de la plus petite enfance jusqu’à mes jeunes années universitaires. Durant ces quatre dernières années, il m’a été donné l’occasion de m’extirper de derrière les bancs d’école et d’endosser le rôle d’enseignant. La transmission du savoir et la mise en situation d’apprentissage demandent un précieux savoir faire. En cela je suis redevable à bon nombre de mes anciens professeurs pour avoir su me transmettre leurs connaissances, susciter chez moi des intérêts, des interrogations, et m’avoir appris à douter. Puisse cet héritage pédagogique être amélioré et communiqué à mes futurs étudiants...

La filiation se veut plus grande encore avec mes enseignants de l’Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre, grâce à qui, tout comme j’avais pu le faire des années auparavant en lisant Voyage au Centre de la Terre, je suis entré dans le monde extraordinaire de l’intérieur de notre planète. Jean-Bernard et Georges ont su me faire sentir le plaisir de la géophysique de terrain, Guy et Jean-Michel ont su confirmer en moi ce goût pour la sismologie, Hilaire, Jean-Jacques, Luis et Michel ce goût pour les problèmes physiques et mathématiques bien posés.

Merci à mes collègues de l’Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre, Marc, Pascal, Frédéric, Patrick, Yves, Hilaire et bien d’autres qui m’ont initiés et accompagnés dans mes activités d’enseignement durant mon monitorat et mon ATER. Merci à Monique pour avoir toujours été disponible, à l’écoute, lorsque je n’étais encore qu’étudiant, puis plus tard, lorsque j’ai enseigné. Merci à Janine pour son fantastique travail à la bibliothèque. Merci à la relève, Judith et Magali. Merci à Binta, pour sa patience, et son sourire. Merci à Jean-Marc et Xavier sans qui pour moi l’informatique aurait été un problème.

Merci à Gérard avec qui, durant mon Diplôme d’Etudes Approfondies, j’ai fait mes premières armes dans l’étude de la structure profonde de la Terre. Ces moments m’ont pour la première fois fait toucher du doigt mon rêve d’enfant. Merci à Gérard qui a partagé avec moi sa grande expérience de la sismologie d’ondes de volume, ses connaissances de la donnée sismologique, du traitement du signal, ses codes de traitement des données en fonctions récepteur. Merci de m’avoir conseillé et suivi de manière toujours avisée durant ces quatre années de thèse. Merci à Eric pour son expérience, sa pédagogie, son conseil, son soutien, sa patience et tout simplement, ses grandes qualités humaines. Cette aventure de quatre années aura également été la sienne. Merci de m’avoir considérablement

aidé lors de la rédaction, souvent laborieuse, des articles et du présent manuscrit. Merci à lui d'avoir également donné un cadre à mes recherches en intégrant ma thèse dans le projet TOMOglob financé par l'Agence Nationale de la Recherche.

Merci à Christophe, mon collègue de bureau mais également ami, avec qui j'ai eu tant de passionnantes discussions sur son sujet de recherche et mon sujet de recherche. Merci à György Hetényi, Sébastien Chevrot et Jérôme Vergne pour m'avoir conseillé sur le traitement des données de fonctions récepteur. Merci à Jeroen Ritsema et Stephen Grand d'avoir mis à disposition leurs modèles tomographiques de vitesse d'ondes S. Merci à Jeffrey Gu pour m'avoir envoyé ses mesures de précurseurs de SS . Merci à la communauté des sismologues et plus largement à celle des Sciences de la Terre pour avoir mis tant d'outils, de modèles ou de données, à disposition. Je désirerais remercier également Michel Campillo et Véronique Farra pour avoir accepté de rapporter ce travail, ainsi que Yanick Ricard pour avoir accepté de l'examiner.

Merci à tous les doctorants, ex-doctorants, post-doctorants et ex-post-doctorants de l'Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre (Amine, Guillaume, Caroline, Valérie, Vincent, etc...) qui "autant que faire se peut" (clin d'oeil) m'ont accompagné durant toutes ces années. Bon courage à vous tous pour la suite. Merci à mes amis, de Strasbourg et d'ailleurs, les jumeaux, les dentistes, les barmen, les volleyeurs, les colocs, les amis de mes amis, qui sont devenus mes amis, et qui se reconnaîtront...

Je dédie cette thèse à ma famille...

Résumé

Cette thèse a pour objectif l'étude des discontinuités sismiques de la zone de transition du manteau supérieur à l'échelle de la Terre. Les profondeurs absolues des discontinuités et l'épaisseur de la zone de transition sont obtenues en analysant les temps d'arrivées d'ondes de volume converties et réfléchies aux discontinuités. Les conversions d'ondes P en ondes S (*Pds*) sont extraites de la coda de l'onde P en appliquant la technique des fonctions récepteur. La base de données constituée pour ce type de phases sismiques est à ce jour la plus complète au monde avec des mesures de l'épaisseur de la zone de transition sous 167 stations sismologiques du réseau mondial. Les phases précurseurs de SS (*SdS*) sont des réflexions d'ondes S sous les discontinuités. Elles échantillonnent la zone de transition sous l'ensemble de la surface du globe terrestre, y compris dans les régions océaniques dépourvues de stations sismologiques.

Les cartes de l'épaisseur de la zone de transition obtenues à partir des deux types de phases sismiques sont en meilleur accord mutuel que dans les études antérieures. Nous observons des variations significatives de l'épaisseur de la zone de transition dans des régions *a priori* éloignées des panaches mantelliques et des subductions actives. Les subductions fossiles (*e.g.* la plaque Farallon sous le continent nord-américain) pourraient contribuer de manière significative à l'apport d'hétérogénéités d'origines thermiques ou chimiques dans la zone de transition. La zone de transition apparaît généralement épaissie sous les zones de subductions actives. Cet épaississement est compatible avec des anomalies de température comprises entre -100 et -300°K . Sous certains points chauds, nous observons un amincissement de la zone de transition compatible avec des anomalies de température modérées ($+100^\circ\text{K}$). Sous les autres points chauds, nous n'observons pas d'amincissement significatif de la zone de transition.

En utilisant un modèle tomographique récent construit à l'EOST et comptant parmi les mieux résolus à l'heure actuelle, nous avons corrigé des variations latérales des vitesses sismiques au-dessus de la zone de transition afin d'accéder aux profondeurs absolues des discontinuités. La comparaison des topographies obtenues à partir des phases *Pds* et *SdS* suggère que la topographie de la "660" est dominée par des effets de température aux grandes longueurs d'ondes. La topographie de la "410" pourrait être perturbée par des hétérogénéités à plus courte longueur d'onde, probablement d'origine chimique. L'absence d'amincissement de la zone de transition observée sous certains points chauds est associée en apparence à un approfondissement simultané de la "410" et de la "660". L'approfondissement de la "410" est compatible avec des anomalies de température comprises entre $+100$ et $+300^\circ\text{K}$. La topographie de la "660" pourrait être moins sensible à la température dans les régions chaudes du manteau, ce qui serait compatible avec l'effet de la transition de phase du grenat majorite à la profondeur de 660 km.

En plus des signaux majeurs associés à la "410" et à la "660", nos données révèlent la présence d'autres discontinuités. La "220" et la "520" observées dans un grand nombre d'études précédentes apparaissent comme de faibles réflecteurs dans nos données de *SdS*. Nous confirmons l'existence d'une couche à faible vitesse au dessus de la "410" sous un grand nombre de stations sismologiques. Cette couche pourrait être associée à la présence de fusion partielle initiée par des phénomènes de déshydratation des roches du manteau au-dessus de la "410".

Abstract

In this Ph.D., we perform a global study of the mantle transition zone seismic discontinuities. Converted and reflected body-waves travel-times are used to constrain both the absolute depth of the 410 and 660-km discontinuities and the mantle transition zone thickness. We apply a receiver function technique to extract the waveform of P-to-S converted waves (Pds) from the P-wave coda on seismograms. Our measurements at 167 seismological stations achieve a better global coverage of the mantle transition zone structure than previously done. SS-precursors are shear-wave underside reflections from mantle discontinuities half-way between sources and receivers. The use of these seismic phases enables a better global coverage of the mantle transition structure, particularly under oceanic regions.

Global mapping of the mantle transition zone thickness from these two types of data gives results in better mutual agreement than in previous studies. Significant lateral variations of the transition zone thickness are observed in regions *a priori* distant from mantle plumes and active subduction zones. Fossil subductions (*e.g.* the Farallon plate under North America) could contribute to the provision of heterogeneities with thermal or chemical origins in the transition zone. The transition zone is generally thickened under active subduction zones. Observed thickening is consistent with temperature anomalies ranging between -100 and -300°K . Some hotspots are associated with a thinned transition zone, consistent with small temperature variations of $+100^\circ\text{K}$. There is no clear evidence supporting a thinning of the transition zone under other hotspots.

We use a recent tomographic model developed at the EOST to correct the depths of seismic discontinuities for shallow heterogeneities. This model is currently giving one of the best achieved resolution of lateral velocity variations in the upper mantle. A comparison of the topographic variations obtained from Pds and SdS observations suggests that at long wavelengths, the “660” topography could be dominated by temperature effects. The “410” topography seems dominated by shorter wavelength heterogeneities with a likely chemical origin. The absence of a clear thinning of the transition zone beneath some hotspots is correlated with an apparent deepening of the “410” and the “660”. Under these hotspots, the topographic variations of the “410” can be explained by thermal anomalies ranging between $+100^\circ\text{K}$ and $+300^\circ\text{K}$. The depth of the 660-km discontinuity may be less temperature sensitive in hot regions of the mantle, which is consistent with the effect of a phase transition from majorite garnet to perovskite at a depth of 660 km.

We also observe signals in our datasets which are related to other discontinuities in the Earth upper mantle. The “220” and the “520” have been previously observed in a number of studies and appear as weak reflectors in our SS-precursors dataset. We confirm the existence of a low-velocity layer around 350 km depth under a large number of seismological stations. This layer could be related to incipient melting atop the “410” due to mantle rock dehydration.

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	5
Abstract	7
Table des matières	9
Introduction	13
1 Méthodes d'observation des discontinuités sismiques de la zone de transition	17
1.1 Les différentes approches utilisées	17
1.1.1 La sismologie passive "grands angles"	19
1.1.2 Les ondes converties et réfléchies	19
1.2 Méthode	28
1.2.1 Conversions d'ondes P en S sous les récepteurs	30
1.2.2 Précurseurs de phases <i>SS</i>	38
1.2.3 Des données à la structure	45
2 La structure de la zone de transition	61
2.1 Contexte	61
2.1.1 Composition chimique du manteau	61
2.1.2 Tomographie et géodynamique	63
2.1.3 Transitions de phases de l'olivine	64
2.1.4 Observations sismologiques	67
2.1.5 Les limites du modèle de l'olivine	69
2.2 La zone de transition à partir des observations d'ondes P converties en S	71

2.2.1	ARTICLE : “The mantle transition zone as seen by global <i>Pds</i> phases : no clear evidence for a thin transition zone beneath hotspots”	73
2.3	Observations de précurseurs de <i>SS</i>	75
2.3.1	Temps de propagation absolus <i>T410</i> et <i>T660</i>	76
2.3.2	Temps de propagation différentiels <i>T660</i> – <i>T410</i>	80
2.3.3	Comparaison aux études antérieures	81
2.3.4	Conclusion	82
2.4	Confrontation des données de <i>Pds</i> et de <i>SdS</i>	82
2.4.1	Corrélation des temps d’arrivées avec les vitesses dans le manteau su- perficiel	83
2.4.2	Correction de la structure superficielle	88
2.4.3	Réduction de la couverture des données de <i>SdS</i>	96
2.4.4	Une différence océan-continent	104
2.5	Résultats	104
2.5.1	Résumé	104
2.5.2	Un manteau “normal” plutôt anormal	106
2.5.3	Une zone de transition épaissie sous les zones de subductions	109
2.5.4	La zone de transition sous les points chauds	111
2.6	Discussion	115
2.6.1	Corrélation à grande échelle de la profondeur des discontinuités	115
2.6.2	Corrélation épaisseur et vitesses des ondes sismiques	118
2.6.3	Une différence de “nature” entre la “410” et la “660” ?	118
2.6.4	Relation entre la structure profonde et la tectonique de surface	121
2.6.5	La “660” et la transition de phase du grenat	127
2.7	Conclusion	128
3	Les autres discontinuités du manteau	131
3.1	Stratification du manteau : les études antérieures	132
3.2	Observations	135
3.2.1	Les 200 premiers kilomètres de profondeur	139
3.2.2	La discontinuité de Lehmann	143
3.2.3	La “520”	144
3.2.4	Autour de la “410” et de la “660”	146
3.2.5	Conclusion	148
3.3	Une couche à faible vitesse au sommet de la zone de transition ?	149
3.3.1	LVZ au dessus de la “410” : observations antérieures	149
3.3.2	Interprétations	150
3.3.3	Observations	156
3.3.4	Discussion	162
3.3.5	Conclusion	167
4	Conclusion générale	169

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	11
A Conversion temps-profondeurs	175
B Résolution	187
C Technique de déconvolution	193
D Triangulation de la surface d'un icosaèdre	197
E Table des observations de <i>SdS</i>	201
F Table des observations sous les zones de subductions	211
Bibliographie	216

La sismologie globale est un formidable outil pour l'étude de la structure profonde de la Terre. Les ondes émises après un séisme se propagent dans les différentes couches de la Terre et sont enregistrées aux stations sismologiques réparties à la surface du globe. La modélisation de leur propagation permet de retrouver les propriétés des différents milieux traversés. Nous nous intéressons plus particulièrement au manteau qui représente en volume la plus grande enveloppe de la Terre. L'information relative aux différentes parties du manteau sur les enregistrements dépend de la géométrie de propagation des ondes sismiques. Ces vibrations sont classiquement séparées en deux grandes catégories : les ondes de volume et les ondes de surface.

Les ondes de surface sont adaptées à l'étude du manteau supérieur à très grande échelle. Ces ondes se propagent parallèlement à la surface de la Terre et permettent d'obtenir une excellente couverture du manteau supérieur sous l'ensemble de la surface du globe terrestre, y compris dans les régions océaniques dépourvues de stations sismologiques. Ces ondes sont sensibles aux propriétés du milieu traversé sur un intervalle de profondeur qui dépend de la période et du mode harmonique considéré. Le mode fondamental est sensible à la structure superficielle tandis que les modes harmoniques fournissent également de l'information sur la structure plus profonde du manteau. En recoupant les informations obtenues pour tous les couples de stations et d'épicentres à la surface de la Terre, il est possible de retrouver la distribution 3D de la vitesse des ondes dans le manteau¹. D'importants progrès ont été accomplis depuis les premiers modèles tomographiques d'ondes de surface dans les années 80 (*e.g.* Woodhouse et Dziewonski, 1984). La résolution latérale des régions les mieux contraintes est passée de plusieurs milliers de kilomètres à environ 500 km pour les modèles développés aujourd'hui (*e.g.* Debayle *et al.*, 2005). Le défi technique aujourd'hui est d'accroître la résolution des modèles issus de l'inversion des ondes de surface jusqu'au sommet du manteau inférieur en améliorant la modélisation des modes harmoniques.

La modélisation de la propagation des ondes de volume P et S observées sur les sismogrammes permet également de retrouver la structure 3D du manteau (*e.g.* Dziewonski, 1984).

¹Cette procédure est appelée inversion tomographique.

A l'échelle du globe, la tomographie sismique d'ondes de volume est efficace pour retrouver la structure en vitesse dans le manteau inférieur où, aux distances télé-sismiques, les trajets des ondes P et S sont sub-horizontaux. Contrairement au domaine continental, la tomographie d'ondes de volume est moins efficace pour retrouver la structure du manteau supérieur en domaine océanique où peu de stations sismologiques sont installées.

La zone de transition est la région intermédiaire entre manteau supérieur et manteau inférieur. Cette région du manteau est la moins bien contrainte par la tomographie. L'information concernant cette partie du manteau est difficile à extraire des jeux de données d'ondes de surface. De plus, la zone de transition est délimitée par deux discontinuités sismiques majeures, observées à 410 et 660 km de profondeurs dans le manteau. Ces discontinuités rendent difficile la lecture des temps de trajet des ondes P et S^2 sur les sismogrammes et l'application d'une inversion tomographique d'ondes de volume pour cette partie du manteau.

Un certain nombre de phases d'ondes de volume bien séparées en temps sur les sismogrammes sont générées lors de phénomènes de conversions ou de réflexions aux discontinuités. Ces phases sismiques, en plus d'être sensibles aux vitesses de propagation des ondes dans les roches du manteau, sont sensibles à la profondeur des interfaces de conversions/réflexions. Elles permettent de cartographier en profondeur, si l'on se donne un modèle de vitesse de propagation des ondes sismiques, les limites géologiques séparant les grandes couches de la Terre. La tomographie sismique et l'étude des réflexions/conversions sont donc complémentaires, la première permettant de caractériser les vitesses des ondes sismiques, la seconde permettant de déterminer la profondeur et le contraste de vitesse aux grandes limites géologiques de la Terre.

Mon travail de thèse s'inscrit dans un projet d'imagerie de l'ensemble du manteau supérieur en combinant ondes de surface et ondes de volume. Le projet ANR³ "TOMOGLOB" piloté par Eric Debayle à l'Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre a pour objectif d'élaborer un modèle de manteau terrestre pour la vitesse de propagation des ondes de cisaillement et pour la topographie des discontinuités majeures du manteau. La partie superficielle du manteau est contrainte par la tomographie d'ondes de surface (Debayle et Sambridge, 2004; Debayle *et al.*, 2005). La résolution du modèle doit être à terme étendue jusqu'au sommet du manteau inférieur grâce à une meilleure prise en compte de l'information contenue dans les modes harmoniques des ondes de surface. Christophe Zaroli a débuté sa thèse en 2007 à l'EOST et développe une tomographie d'ondes de volume afin de contraindre la structure du manteau inférieur. Un des objectifs de ma thèse est d'extraire l'information sur la topographie des discontinuités de la zone de transition à partir d'une base de données d'ondes de volume sensibles aux discontinuités du manteau.

Un aperçu de la variété de phases sismiques d'ondes de volume sensibles à la structure des discontinuités du manteau est donné dans le chapitre 1. J'ai utilisé dans ce travail deux types de phases sismiques. L'enregistrement des ondes P converties en S générées par des séismes lointains donne une information sur la structure des discontinuités situées directement sous les stations sismologiques. Ces conversions d'ondes fournissent une bonne couverture des

²Nous le verrons dans le chapitre 1, ces discontinuités sismiques induisent des triplications dans les hodochrones des ondes P et S.

³Agence Nationale de la Recherche.

régions continentales. Afin d'étendre la couverture aux régions océaniques, j'ai utilisé des ondes S réfléchies sous les discontinuités sismiques du manteau. Ces phases sismiques, observées en précurseurs de la phase *SS* sur les sismogrammes, sont sensibles aux discontinuités situées à mi-chemin entre les épicentres et les stations sismologiques. Une grande partie du premier chapitre est destinée à exposer mes choix techniques pour le traitement et l'analyse de ces données.

Malgré les récents progrès apportés par les techniques d'imagerie géophysique du manteau, un certain nombre de questions concernant le lien entre la tectonique de surface et la structure profonde du manteau subsistent encore. Ces questions concernent l'extension en profondeur des racines continentales, le sort des plaques océaniques subductées et la source du volcanisme intra-plaque observé en surface. La zone de transition est probablement une région clé pour la compréhension de la dynamique à grande échelle du manteau terrestre. La structure des discontinuités situées à 410 et 660 km de profondeurs dépend de la chimie du manteau, de sa composition minéralogique et des conditions de pressions et de températures régnant à ces profondeurs. Les questions sur les parts respectives des effets de la température et de la chimie sur les discontinuités sont encore ouvertes. La sismologie indique néanmoins que la température doit avoir une contribution significative. Une recherche très active en sismologie globale consiste donc à corrélérer la structure de la zone de transition (*e.g.* la profondeur et l'épaisseur des discontinuités, l'épaisseur de la zone de transition) avec l'état thermique du manteau plus superficiel associé à la tectonique de surface.

Le chapitre 2 qui constitue le coeur de ce travail de thèse est dédié à l'étude des discontinuités à 410 et 660 km. Compte tenu du cadre donné par le projet "TOMOGLOB", je me suis surtout intéressé à la topographie absolue des discontinuités et à l'épaisseur de la zone de transition. Ces observations sismologiques sont interprétées dans le cadre de modèles de dynamique et de composition minéralogique du manteau terrestre.

Au début de cette thèse en janvier 2005, une série d'études de précurseurs de *SS* (Shearer, 1991; Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998) et d'ondes converties Ps (Stammler et Kind, 1992; Chevrot *et al.*, 1999) s'était déjà intéressée à la structure de la zone de transition à l'échelle de la planète. Ces études donnaient des résultats différents pour l'épaisseur de la zone de transition. L'épaisseur observée à partir des précurseurs de *SS* était en moyenne de ~ 240 km avec des amplitudes de variation pouvant aller jusqu'à 35 km, partiellement corrélées avec la tectonique de surface. L'étude d'ondes converties Ps de Chevrot *et al.* (1999) montrait au contraire une épaisseur moyenne de ~ 250 km, des amplitudes de variation de l'épaisseur de la zone de transition nettement plus faibles (< 10 km), et pas de corrélation significative avec la tectonique de surface. Ces différences eurent pour effet d'alimenter une controverse au sein de la communauté des sismologues, certains mettant en doute la fiabilité des observations de précurseurs de *SS* (Neele *et al.*, 1997; Chevrot *et al.*, 1999). Peu après la sortie de mes premiers résultats, une étude basée sur l'analyse des conversions d'ondes P en S (Lawrence et Shearer, 2006b) montra des résultats très différents de ceux obtenus précédemment avec le même type de données (Chevrot *et al.*, 1999). Lawrence et Shearer (2006b) trouvèrent une zone de transition d'épaisseur moyenne sensiblement similaire à celle donnée par les phases précurseurs de *SS* et des amplitudes de variation allant jusqu'à 35 km. Ils montrèrent également

qu'à grande longueur d'onde ces variations étaient en accord avec les variations données par les précurseurs de *SS*.

Dans ce contexte, mon travail se devait donc de répondre à une série de questions : quel degré de confiance pouvions-nous accorder aux observations de précurseurs de *SS*, comment expliquer la différence de structure de la zone de transition observée dans deux études successives d'ondes converties Ps et était-il possible de réconcilier les observations de conversions et de réflexions d'ondes ? Une part significative du chapitre 2 tente de répondre à ces quelques questions.

D'autres discontinuités sismiques ont été observées à des profondeurs variables dans le manteau supérieur à partir des ondes converties Ps (Andrews, 2008) et des précurseurs de *SS* (Deuss et Woodhouse, 2002). Nous utilisons ces deux types d'observations dans le troisième chapitre pour contraindre la structure du manteau de la surface jusqu'au sommet du manteau inférieur. Nous construisons des images de la structure moyenne du manteau et nous nous intéressons aux signaux additionnels associés à des discontinuités plus "anecdotiques" dans le manteau, les discontinuités de Hales, de Gutenberg, la "220", la "520" et une couche à faible vitesse vers 350 km de profondeur, qui pourrait avoir de profondes implications pour la géodynamique et la distribution des réservoirs géochimiques dans le manteau.

Méthodes d'observation des discontinuités sismiques de la zone de transition

Helfrich (2000) montre qu'entre 1900 et nos jours le nombre de travaux se focalisant sur l'étude de ces discontinuités a crû de manière exponentielle. Les techniques d'observations sismologiques permettent d'accéder à diverses informations sur la "structure" des discontinuités : leur profondeur, la valeur des contrastes de paramètres élastiques, l'intervalle de profondeurs¹ sur lequel se produit ces variations de paramètres élastiques et éventuellement les valeurs des paramètres élastiques eux-mêmes. Certains de ces travaux se concentrent sur la structure à petite échelle des discontinuités et procèdent à des comparaisons régionales. D'autres s'intéressent à leur structure à grande échelle.

Cette thèse a pour objectif principal de caractériser en profondeur les discontinuités majeures de la zone de transition à l'échelle de la Terre. Je rappelle dans ce chapitre les principales techniques sismologiques qui permettent d'étudier la topographie de ces discontinuités. Nous nous intéressons particulièrement aux techniques donnant une information précise sur la profondeur des discontinuités. Nous cherchons également à obtenir une couverture en points de mesure la plus complète possible.

1.1 Les différentes approches utilisées

Les données les plus sensibles aux discontinuités sismiques proviennent des ondes de volume. En particulier, leurs temps d'arrivées fournissent des contraintes directes sur la profondeur des discontinuités. Selon la phase sismique considérée, le trajet dans la Terre, la fréquence dominante et la sensibilité à la structure peuvent être très différents. Ces propriétés sont importantes car elles définissent pour chaque type de phase une résolution et un échantillonnage en points de mesure à plus ou moins grande échelle de la structure des discontinuités du manteau. Nous les rappelons dans cette partie. Pour des références supplémentaires concernant

¹Ou épaisseur de discontinuité.

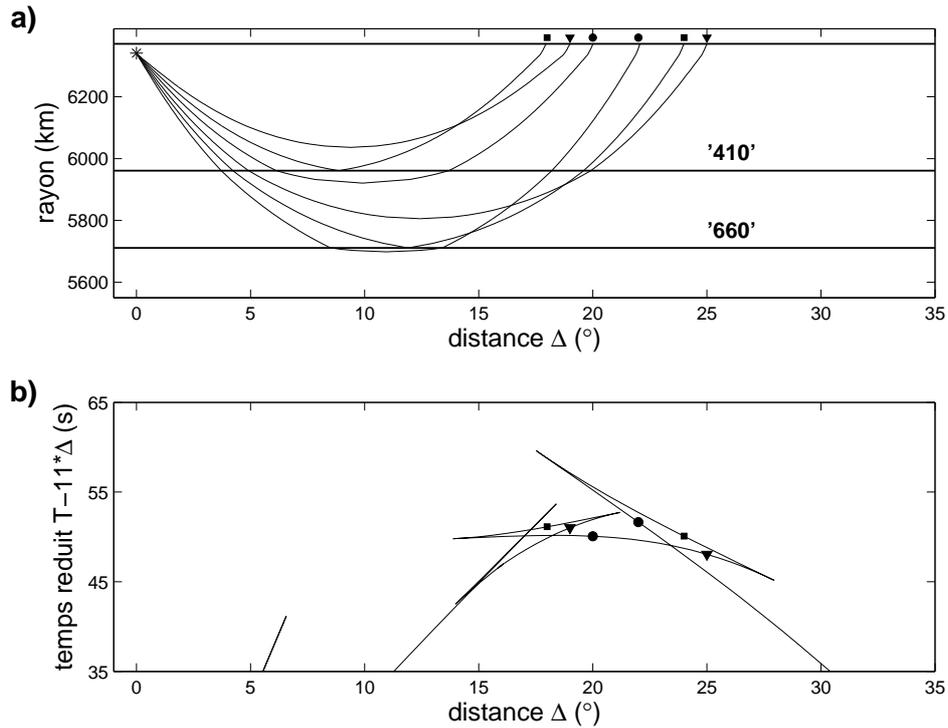


FIG. 1.1: Effet des discontinuités sismiques à 410 et 660 km de profondeur sur les hodochrones des ondes P dans la modélisation d'une expérience de sismologie passive "grands angles". (a) Nous représentons trois types de rais au voisinage de chaque discontinuité : un rai "rasant" la discontinuité (triangle noir à sa sortie en surface), un rai réfléchi sur la discontinuité (carré), un rai réfracté sous la discontinuité (cercle plein). Chacun de ces trois types de rais donne une branche dans les triplications observées sur les hodochrones présentées en (b). Les hodochrones sont les temps d'arrivées des ondes P en fonction de la distance épacentrale. Les temps d'arrivées associés aux différents rais représentés en (a) sont indiqués sur les hodochrones avec les même symboles (carrés, cercles pleins et triangles).

l'utilisation et les propriétés des phases sismiques utilisées dans ces études, le lecteur pourra se reporter également à l'article de Shearer (2000).

1.1.1 La sismologie passive “grands angles”

Les profils de sismologie passive² ont fourni les premiers indices de l'existence de discontinuités sismiques à environ 410 et 660 km de profondeur dans le manteau supérieur. Aux courtes distances épacentrales ou aux “grands angles”³, l'analyse des premières arrivées et l'observation d'une variation de la lenteur horizontale⁴ des ondes P à environ 20° de distance épacentrale ont suggéré l'existence d'un gradient de vitesses dans le manteau à environ 400 km de profondeur (*e.g.* Byerly, 1926). Plus tard, Niazi et Anderson (1965), Ibrahim et Nuttli (1967) et Julian et Anderson (1968) ont montré l'existence de triplications⁵ dans les hodochrones des ondes P et S à environ 18 et 22° de distances épacentrales. Ces triplications s'expliquent par la présence de gradients de vitesse positifs dans la zone de transition du manteau supérieur. La figure 1.1a montre la propagation des ondes P dans le modèle à symétrie sphérique IASP91 (Kennett et Engdahl, 1991). Dans ce modèle, les discontinuités de la zone de transition sont deux discontinuités de premier ordre⁶ à 410 et 660 km de profondeurs. Les hodochrones modélisées montrent les triplications associées à ces discontinuités sur la figure 1.1b.

Les observations de triplications d'ondes permettent de contraindre la profondeur et la nature des gradients de vitesse dans la zone de transition (*e.g.* Song *et al.*, 2004). L'estimation de la profondeur des gradients de vitesse à partir de ces observations est cependant difficile du fait de la géométrie des rais dans le manteau. A ces distances épacentrales, une grande partie de la propagation des phases P ou S est restreinte au manteau superficiel où les hétérogénéités de vitesses de propagation sont importantes. Nous retrouvons là un “trade-off”⁷ habituel en sismologie : vitesses et profondeurs des discontinuités sont couplées. Il n'est en principe pas possible de séparer leurs effets respectifs sur les temps de propagation.

1.1.2 Les ondes converties et réfléchies

Les temps d'arrivées des phases sismiques réfléchies ou converties aux discontinuités avec des incidences quasi-verticales sont moins affectés par les variations latérales de vitesse dans le manteau. Ce type de phases est donc plus adapté à l'étude de la topographie à petite échelle des discontinuités du manteau.

²Par opposition à la sismologie active qui utilise les explosions comme sources sismiques, la sismologie passive utilise les séismes naturels.

³L'expression “grands angles” se rapporte aux angles d'incidences des phases sismiques dans le manteau. En sismologie globale, les “grands angles” sont obtenus pour des distances épacentrales inférieures à 33°.

⁴La lenteur horizontale ou paramètre de rai p est la variation du temps de propagation T d'une phase sismique avec la distance épacentrale Δ , $p = \frac{dT}{d\Delta}$.

⁵On parle de triplication lorsqu'à une même distance épacentrale Δ une même phase sismique arrive avec trois temps d'arrivées T différents.

⁶Une discontinuité de premier ordre est marquée par un saut de valeurs des paramètres élastiques sur une distance infinitésimale.

⁷La traduction en français serait “couplage”.

Encart 1.1**NOMENCLATURE POUR LES DIFFÉRENTES PHASES SISMIQUES**

Nous conservons les notations usuelles pour les phases principales (table 1.1E). Nous incluons parmi celles-ci les phases se propageant dans le noyau liquide (e.g. PKP , SKS , dans la table 1.1E), les réflexions/conversions d'ondes à la surface de la Terre (e.g. PP , SS , SP , dans la table 1.1E) et à la limite noyau-manteau (e.g. PcP , ScS , dans la table 1.1E). La lettre K (de l'allemand "kernel") marque une portion de trajet dans le noyau externe. Le caractère c (de l'anglais "core") marque une réflexion à la limite noyau-manteau.

Pour les phases converties/réfléchies aux discontinuités autres que la surface ou la limite noyau-manteau, il est nécessaire de décrire la partie du trajet associée à la conversion/réflexion. Il s'agit d'indiquer le mode de vibration (en P ou en S), la direction de propagation (vers la surface ou le centre de la Terre) et, si elle a lieu, où se situe la réflexion (sur ou sous la discontinuité).

Nous désignons par une notation en minuscule (s ou p) une propagation vers la **surface** de la Terre. En majuscule (S ou P), nous désignons une propagation vers le **centre** de la Terre. En indice et précédant la profondeur de la discontinuité (notée d dans la table 1.1E), le symbole \vee marque une réflexion **au dessus** de la discontinuité. Pour les réflexions **au-dessous** des discontinuités, nous n'utilisons pas de symbole. Des exemples de notations pour diverses phases sismiques sont fournis dans la table 1.1E.

Certaines phases sismiques subissent un grand nombre de réflexions, que ce soit en surface, à la limite noyau-manteau ou aux autres discontinuités du manteau. Notre système de notation consistant à agglutiner des lettres correspondant à des portions de trajets peut dans ce cas s'avérer lourd à manipuler. Pour les réverbérations ScS par exemple (voir le texte), on préférera la notation de Revenaugh et Jordan (1991a).

Phases Principales	P , PcP , PP , PPP , PKP , S , ScS , SS , SSS , PS , SP , etc...
Réfléchies en surface côté source	$\{pP, pS, sS, sP\}_{source}$
Réfléchies sous	PdP , SdS , $ScSdScS$, etc ...
Réfléchies sur	$S_{\vee}ds$, $S_{\vee}dsScS$, etc...
Converties côté recep-teur	Pds , Sdp , etc...

TAB. 1.1E - Exemples de notations pour des phases sismiques principales, réfléchies du côté de la source, converties, réfléchies au-dessous et au-dessus d'une discontinuité à la profondeur d .

Parmi les phases communément utilisées pour l'étude de la profondeur des discontinuités, on peut citer : les réverbérations ScS (Revenaugh et Jordan, 1987; Revenaugh et Jordan, 1991a), les précurseurs⁸ de phases $P'P'$ ⁹ (Engdahl et Flinn, 1969; Benz et Vidale, 1993), les

⁸On appelle "précurseurs" d'une phase X les phases possédant un trajet sensiblement similaire mais détectées avant l'arrivée de la phase X sur les sismogrammes.

⁹ P' est une phase P ayant une partie de sa propagation dans le noyau externe liquide de la Terre. Sa dénomination plus générale est PKP (voir l'encart 1.1).

précurseurs de phases SS (Shearer, 1991; Shearer, 1993) et PP (Flanagan et Shearer, 1999), et les phases converties ou réfléchies sur les discontinuités au voisinage de la source ou des récepteurs (Vinnik, 1977; Faber et Muller, 1980; Flanagan et Shearer, 1998a; Tibi et Wiens, 2005). Avant, de s'intéresser aux propriétés de ces phases sismiques, le lecteur pourra étudier dans l'encart 1.1 le système de notation que nous utilisons pour les nommer.

Réverbérations de phases ScS

La méthode des réverbérations ScS a été appliquée de manière intensive à l'étude des discontinuités du manteau supérieur par Revenaugh et Jordan (1991a,b,c). La surface libre et la limite noyau-manteau sont des réflecteurs presque parfaits pour les ondes SH, qui peuvent se réfléchir à multiples reprises entre ces deux discontinuités. On parle alors de réverbérations $ScSn$ d'ordres multiples n , où n est le nombre de réflexion à la limite noyau-manteau. Les phases sismiques correspondantes sont visibles sur les sismogrammes jusqu'à une heure après le déclenchement du séisme. En plus des réflexions à la limite noyau-manteau ou à la surface libre, des réflexions supplémentaires peuvent se produire aux interfaces du manteau. Revenaugh et Jordan (1991a) propose la notation $(ScSn, Sd^\pm S)$ pour la famille de rais dont le trajet est la somme de $nScS$ réverbérations plus les trajets additionnels réfléchis à l'interface située à la profondeur d . Les signes $+$ ou $-$ marquent des réflexions sur ou sous la discontinuité respectivement. Les observations de temps d'arrivées de ces phases $(ScSn, Sd^\pm S)$ combinées avec les observations de temps d'arrivées des réverbérations principales $ScSn'$ de même ordre ou d'ordre supérieur n' permettent de contraindre la profondeur des discontinuités. Les réflexions qui se produisent **sous** les discontinuités arrivent en précurseurs de la réverbération ScS de même ordre (exemple sur la figure 1.2a). Lorsque ces réflexions se produisent **au dessus** des discontinuités elles arrivent postérieurement à la réverbération ScS de même ordre (exemples sur les figures 1.2b et 1.2c). Les réverbérations ScS peuvent avoir des trajets très long (jusqu'à 25000 km pour une réverbération d'ordre 4, ScS_4) et sont observées à peu près à toutes les distances épacentrales. Ces ondes sont généralement observées sur les sismogrammes aux périodes supérieures à 20 s.

Le principal inconvénient de ce type d'étude provient de l'interprétation des temps de trajet des phases réverbérées. L'interprétation est en effet ambiguë dans la mesure où il existe des symétries de réflexions dans une même famille de réverbérations. Nous en présentons un exemple sur les figures 1.2b et 1.2c. Il est dans ce cas impossible de déterminer si la topographie de la discontinuité qui affecte les temps d'arrivées des réverbérations ScS est localisée du côté de la source ou bien du côté du récepteur. C'est pourquoi les résidus¹⁰ de temps de trajets sont généralement associés à un "couloir" le long du grand cercle épacentre-station.

Précurseurs de phases $P'P'$

Les phases $P'P'$ sont des phases $PKPPKP$, traversant le manteau puis le noyau

¹⁰Dans ce cas, le résidu est le temps de propagation de la réverbération $(ScSn, Sd^\pm S)$ par rapport à celui de la réverbération $ScSn'$.

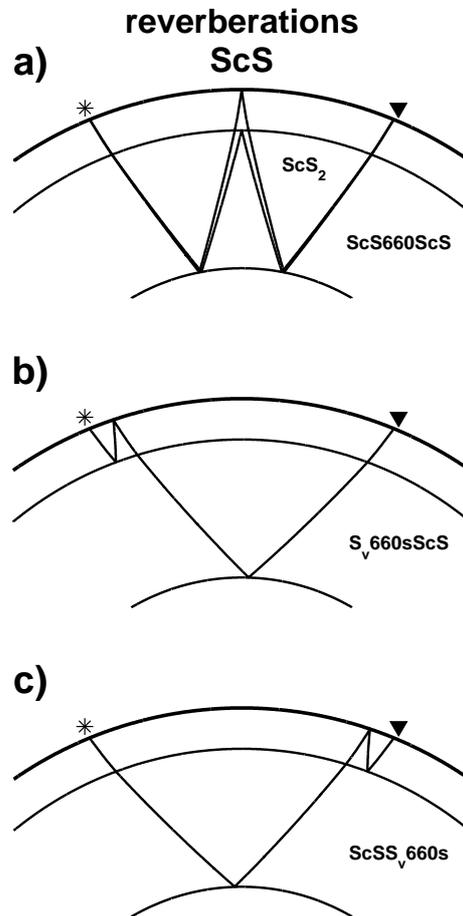


FIG. 1.2: Rais de réverbérations multiples ScS. Les sources sismiques sont symbolisées par des étoiles et les récepteurs par des triangles. On représente sur chacune des coupes la surface, la limite noyau-manteau et la discontinuité à 660 km de profondeur. (a) Réverbération d'ordre 2 se réfléchissant sous la discontinuité à 660 km de profondeur. En utilisant la notation de Revenaugh et Jordan (1991a), elle correspond à la phase ($ScS_2, S660^-S$). Nous la notons ici $ScS660ScS$ (voir encart 1.1). Celle-ci arrive en précurseur de la réverbération multiple d'ordre 2 ScS_2 . (b) Réverbération d'ordre 1 réfléchie sur la discontinuité à 660 km de profondeur du côté de la source. Elle correspond à la phase ($ScS, S660^+S$) (Revenaugh et Jordan, 1991a). Nous la notons ici $S_{\vee 660s}ScS$. La notation indicielle \vee indique une réflexion sur la discontinuité (voir la table 2.1E dans l'encart 1.1). (c) Réverbération d'ordre 1 réfléchie sur la discontinuité à 660 km de profondeur du côté du récepteur et notée $ScSS_{\vee 660s}$ (voir encart 1.1).

sous la source, se réfléchissant à la surface libre à mi-chemin entre la source et le récepteur, puis émergeant au récepteur après avoir de nouveau traversé le manteau et le noyau. Elles sont généralement observées entre 55° et 80° de distance épacentrale. Une partie de l'énergie de ces phases peut se réfléchir aux discontinuités du manteau sous le point de réflexion en surface (figure 1.3a). Ces réflexions apparaissent donc en précurseurs des phases $P'P'$ sur les sismogrammes.

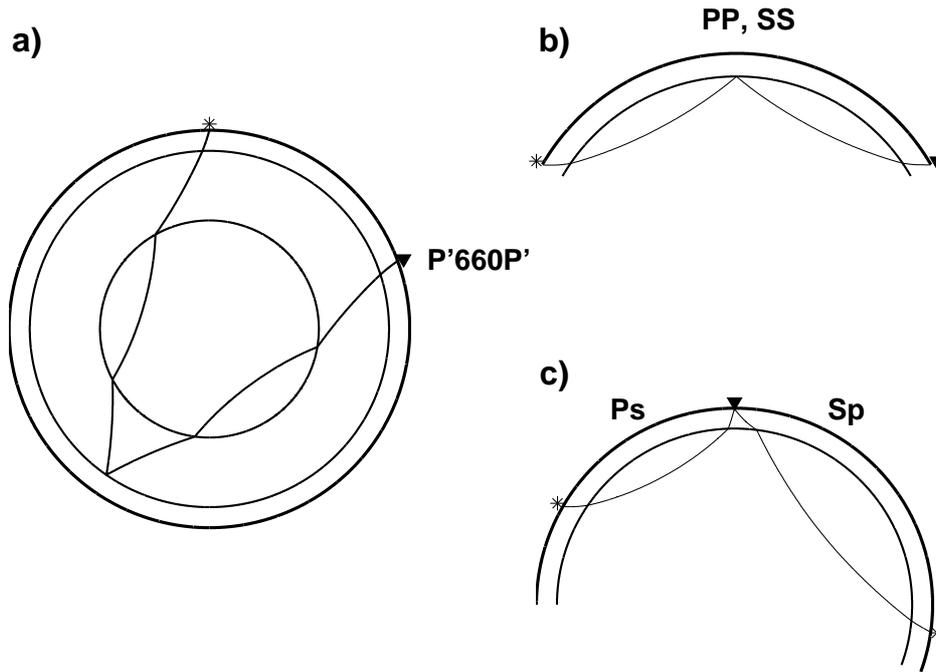


FIG. 1.3: Rais des phases discutées dans le texte. Les sources sismiques sont symbolisées par des étoiles et les récepteurs par des triangles. Sur la coupe (a) sont représentés la surface, le noyau et la discontinuité à 660 km de profondeur. Sur les coupes (b) et (c), seules la surface et la discontinuité à 660 km de profondeur sont représentées. (a) Trajet d'une phase précurseur de $P'P'$, réfléchi sous la discontinuité à 660 km de profondeur. (b) Trajets de phases précurseurs de phases PP et SS . (c) Trajets de phases P_s et S_p converties à la discontinuité à 660 km de profondeur du côté du récepteur.

Adams (1968) et Engdahl et Flinn (1969) ont mentionné assez tôt des observations de précurseurs de phases $P'P'$. Ces phases sont analysées à haute fréquence, autour de 1 Hz. Du fait de leur contenu haute fréquence, elles ne peuvent être réfléchies que par des gradients de vitesses abrupts dans le manteau. C'est pourquoi ces phases sismiques sont régulièrement utilisées pour estimer l'épaisseur des discontinuités de la zone de transition (Engdahl et Flinn, 1969; Benz et Vidale, 1993; Xu *et al.*, 2003). Whitcomb (1973), King et Cleary (1974), et Haddon *et al.* (1977) ont montré que si l'existence de réflexions $P'P'$ sous la discontinuité à 660 km de profondeur ne pouvait être mise en doute, l'existence de réflexions haute fréquence sous des discontinuités plus superficielles du manteau est plus discutable. Ils ont montré que les précurseurs de phases $P'P'$ pouvaient également être expliqués par de l'énergie diffrac-

tée dans le manteau supérieur sous le récepteur, au voisinage de la couche D", ou bien aux caustiques près du point de rebond. Cependant, dans une étude plus récente, Xu *et al.* (2003) mettent clairement en évidence des phases sismiques qui correspondraient à des réflexions sous la discontinuité à 410 km de profondeur.

Précurseurs de phases *PP* et *SS*

Les phases précurseurs de *PP* et *SS* sont réfléchies sous les discontinuités du manteau à mi-chemin entre les sources sismiques et les stations sismologiques (figure 1.3b). Leur temps de propagation peuvent être comparés à ceux de leur phases principales, *PP* et *SS*, afin d'estimer la profondeur des discontinuités sous le point de rebond. Les sismogrammes sont généralement analysés à longues périodes (> 15 s), entre 80 et 140° de distance épacentrale pour les phases *PP*, et 100 et 160° pour les phases *SS*. La sommation de ces enregistrements longues périodes donne des observations robustes de phases réfléchies sous les discontinuités du manteau.

Estabrook et Kind (1996) et Flanagan et Shearer (1999), ne détectent pas de réflexions *PP* sous la discontinuité à 660 km de profondeur. Lorsqu'elle existe, la signature de cette discontinuité à partir des données de précurseurs de *PP* est en général complexe, suggérant l'existence de gradients d'impédances¹¹ soit simples, soit multiples, soit indétectables dans certaines régions du monde (Deuss *et al.*, 2006).

Les données de précurseurs de *SS* apportent les meilleures contraintes sur la structure à grande échelle des deux discontinuités à 410 et 660 km de profondeur. Ces données sont nombreuses et permettent d'échantillonner des régions de la Terre où les stations et les sources sismiques sont peu nombreuses voire inexistantes. Plusieurs études récentes de la topographie des discontinuités de la zone de transition à partir de ces jeux de données ont été publiées par Flanagan et Shearer (1998b), Gu *et al.* (1998, 2003), Gu et Dziewonski (2002) et Houser *et al.* (2008).

La résolution latérale au point de rebond des précurseurs de *SS* est donnée par la première zone de Fresnel, une région d'environ 15° par 15° en latitude et longitude pour une période dominante de 15 s (Shearer, 1991). Il a été suggéré que les variations de topographie à petite échelle pouvaient biaiser les cartes de la profondeur des discontinuités à plus grande échelle obtenues par ces phases précurseurs. Ceci est du en particulier à la sensibilité complexe de ce type de donnée à des structures parfois éloignées du point de rebond (Neele *et al.*, 1997; Neele et de Regt, 1999; Chaljub et Tarantola, 1997; Zhao et Chevrot, 2003; Dahlen, 2005). L'étude de Shearer *et al.* (1999) semble cependant indiquer que les cartes de la topographie à grande échelle des discontinuités seraient peu sensibles aux variations de topographie à très courte longueur d'onde.

A ce jour, les précurseurs de *SS* sont les seules données qui permettent de cartographier à l'échelle de la Terre entière la topographie à grande longueur d'onde des discontinuités. Une résolution plus fine de la topographie des discontinuités du manteau peut être obtenue à partir de l'observation de réflexions ou de conversions d'ondes aux interfaces présentes dans

¹¹L'impédance est le produit de la densité des roches par la vitesse des ondes.

la structure du manteau sous les sources ou les stations sismologiques.

Ondes converties et réfléchies du côté de la source

Les enregistrements au voisinage de la source de séismes profonds dans les zones de subduction permettent d'étudier localement, mais avec une bonne résolution latérale, les discontinuités situées aux abords des zones de subduction (Flanagan et Shearer, 1998a; Tibi et Wiens, 2005). Les phases utilisées sont de plusieurs types : des conversions d'ondes S en P aux discontinuités au dessus de la source, des phases S réfléchies en P aux discontinuités sous la source sismique, et des réflexions en P au-dessus des discontinuités sous la source sismique. La figure 1.4 donne diverses configurations de phases converties et réfléchies aux discontinuités de la zone de transition du côté de la source. Les résultats obtenus dépendent beaucoup des

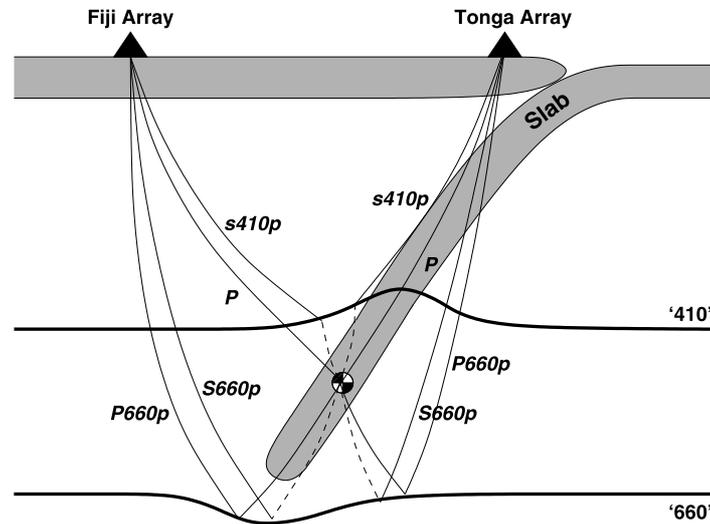


FIG. 1.4: Exemples de phases générées par un séisme de subduction, se convertissant et se réfléchissant aux discontinuités de la zone de transition au voisinage de la source. Les phases $P660p$ et $S660p$ sont les phases réfléchies et converties sous la source à la discontinuité à 660 km de profondeur. Avec nos notations (*Encart 1.1*), elles s'écriraient plutôt $P_{\vee}660p$ et $S_{\vee}660p$. Les phases $s410P$ sont des phases converties sur la discontinuité à 410 km de profondeur au dessus de la source. D'après Tibi et Wiens (2005).

modèles de vitesse utilisés pour convertir les temps observés en profondeur, d'autant plus que la structure superficielle au voisinage des plaques plongeantes est souvent très complexe. Il en résulte des incertitudes importantes sur la localisation en profondeur des discontinuités.

Ondes converties du côté du récepteur

Les conversions d'ondes dans la structure sous les récepteurs fournissent des estimations de la profondeur des discontinuités sous les stations sismologiques (figure 1.3c). Les premières observations de conversions d'ondes P en ondes S aux discontinuités de la zone de transition

situées sous les récepteurs ont été obtenues par Vinnik (1977) pour des séismes enregistrés à des distances télé-sismiques. Faber et Muller (1980) ont mis en évidence des conversions d'ondes S en P.

Ces ondes converties échantillonnent la structure de la zone de transition dans un rayon de quelques centaines de kilomètres autour des stations. Elles sont généralement analysées entre 35 et 95° pour les phases Pds et 80 et 100° pour les phases Sdp (d est la profondeur de l'interface de conversion). Les jeux de données de Pds ont permis la constitution de cartes de plus en plus complètes de la topographie des discontinuités de la zone de transition à l'échelle de la Terre entière (Stammler et Kind, 1992; Chevrot *et al.*, 1999; Lawrence et Shearer, 2006b). Ce n'est que plus récemment que l'analyse des conversions Sdp a été utilisée pour des études à plus grande échelle (Vinnik et Farra, 2007). L'observation des ondes Sdp est en effet plus difficile à cause des interférences d'autres phases sismiques dans la gamme de distances épacentrales analysée (Wilson *et al.*, 2006). L'apport des phases Sdp pour l'étude de la discontinuité à 660 km de profondeur est par ailleurs limité, la plage de distances épacentrales utilisable étant relativement étroite, entre 95 et 105°.

Lorsque les stations sont régulièrement disposées avec des distances inter-stations de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres, il est possible d'utiliser les jeux de données d'ondes converties pour résoudre la topographie à petite échelle des discontinuités (Dueker et Sheehan, 1997). Pour la détection des ondes converties aux discontinuités de la zone de transition, les sismogrammes sont généralement analysés avec des périodes pouvant varier entre 1 s et 15 s. Cette large gamme de périodes a permis notamment des études de l'épaisseur des discontinuités (van der Meijde *et al.*, 2003; Andrews et Deuss, 2008). L'information sur la structure des discontinuités de la zone de transition reste cependant limitée aux zones continentales où la majorité des stations sismologiques sont installées.

Dans le tableau page ci-dessous, nous récapitulons les caractéristiques propres à chaque méthode d'observation discutée précédemment.

Phase sismique	T (s)	Δ (°)	Zone de Fresnel (km)	Pos.
ScS	> 20 s	0-360	> 500 km [1]	g.c.
$P'P'$	~1 s	55-80		p.r.
SS	> 15 s	100-160	~1500 km [2]	p.r.
PP	> 15 s	80-140	~1500 km [2]	p.r.
Ps	1-15 s	35-95	~100 km [3]	rec.
Sp	1-15 s	80-100	~400 km [3]	rec.
$\{pP, sP, Ps, sP\}_{source}$	25 s	< 20	~200 km [4]	subd.

TAB. 1.1: Caractéristiques des principales phases sismiques utilisées pour l'étude des discontinuités de la zone de transition. T : gamme de périodes des signaux. Δ : gamme de distances épacentrales utilisée. Zone de Fresnel : extension latérale (rayon) de la zone de Fresnel dans la zone de transition. Références associées, [1] Katzman *et al.* (1998), [2] Shearer (1991), [3] Wittlinger et Farra (2007), Cervený (2001), [4] Flanagan et Shearer (1998a). Pos. : position géographique du maximum de sensibilité des temps d'arrivées à la topographie des discontinuités (g.c.=grand cercle, p.r.=point de réflexion, rec.=récepteur, subd.=subduction).

Idéalement, une étude complète de la structure de la zone de transition devrait tirer partie des qualités de chacune de ces méthodes. Les conversions et réflexions générées par les séismes de subduction donneraient des cartes à haute résolution de la topographie des discontinuités au voisinage des zones de subduction. Les réverbérations ScS serviraient à contraindre les vitesses des ondes S et la topographie des discontinuités le long de grands cercles entre épicentres et stations (Katzman *et al.*, 1998). Les précurseurs de phases $P'P'$ contraindraient l'épaisseur des discontinuités. Les conversions d'ondes contraindraient leur profondeur sous les stations sismologiques, essentiellement en zone continentale, et les précurseurs de phases PP et SS leur profondeur à mi-chemin entre les sources sismiques et les stations sismologiques, ce qui permettrait de couvrir les vastes régions océaniques.

Les études combinant plusieurs observations de phases réfléchies et/ou converties aux discontinuités de la zone de transition sont à ce jour encore peu nombreuses même si elles tendent à se développer. Ces travaux comparent généralement les résultats obtenus indépendamment pour chaque jeu de données (Flanagan et Shearer, 1999; Chevrot *et al.*, 1999; Li *et al.*, 2003; Suetsugu *et al.*, 2004; Lawrence et Shearer, 2006b; Wittlinger et Farra, 2007). Les travaux combinant différentes observations sismiques à l'échelle du globe dans une inversion jointe pour la topographie des discontinuités sont rares. On peut citer la tentative de Chambers *et al.* (2005) pour la topographie de la discontinuité à 410 km de profondeur à partir de jeux de données de précurseurs de phases PP et SS . Lawrence et Shearer (2006a) ont généré de leur côté des modèles sismologiques en modélisant simultanément des formes d'ondes de précurseurs PP et SS , d'ondes converties sous les récepteurs Pds et de leur multiples en P. Cette étude n'apporte cependant pas de contraintes sur les variations latérales de la structure de la zone de transition. Elle se limite à caractériser la structure moyenne sur l'ensemble de la Terre.

Notre objectif principal est de cartographier la profondeur des deux discontinuités majeures de la zone de transition à l'échelle de la Terre entière. Il est cependant impossible de construire des jeux de données pour chacune des phases discutées précédemment. Nous avons donc choisi d'utiliser les phases fournissant les observations les plus robustes pour les deux discontinuités majeures de la zone de transition. L'échantillonnage de la structure à grande échelle et la résolution sont également des critères déterminants pour le choix des techniques d'observation.

Nous avons écarté les techniques suivantes :

- les triplications de phases P et S, car elle fournissent une mauvaise résolution de la profondeur des discontinuités.
- les données de réverbérations ScS , car elles sont peu nombreuses et ne permettent pas de bien localiser les discontinuités le long du grand cercle épicentre-station.
- les précurseurs de phases $P'P'$, car ils sont trop hautes fréquences pour obtenir des observations systématiques des discontinuités.
- les conversions et réflexions près des séismes de subduction, car l'information est restreinte au strict voisinage des zones de subduction. Leur utilisation est donc peu adaptée à une étude à l'échelle du globe.

Parmi les techniques d'observation restantes, il reste les conversions d'ondes sous les récepteurs et les phases précurseurs de *PP* et *SS*. Les conversions d'ondes sous les récepteurs fournissent une bonne couverture des régions continentales. Les complications dans le traitement des phases *Sdp* (gamme de distances épacentrales restreinte et interférences d'autres phases sismiques) font que les observations de *Pds* sont définitivement les plus robustes. L'utilisation des phases précurseurs permet de compléter la couverture en points de mesure en l'étendant aux régions océaniques. La complexité des observations de phases *P660P* incite cependant à privilégier les phases précurseurs de *SS* pour l'étude des discontinuités à l'échelle du globe.

Dans la suite, nous construisons des cartes de la profondeur des discontinuités majeures de la zone de transition à partir des phases converties *Pds* et des précurseurs de phases *SS*. Ce travail profite de l'accroissement considérable du nombre de stations sismologiques au cours de ces dernières décennies et de la mise à disposition des données en temps quasi-réel. La suite de ce chapitre présente les grandes étapes du traitement des données nécessaire pour extraire des sismogrammes bruts l'information concernant la profondeur des discontinuités de la zone de transition.

1.2 Méthode

La partie du signal sismologique associée à la propagation des ondes de volume sur les sismogrammes peut être décrite de la manière suivante :

$$s(t) = e(t) * i(t) * r(t) \quad (1.1)$$

Le sismogramme $s(t)$ peut être représenté par la convolution (* symbolise le produit de convolution) entre un signal source $e(t)$, la réponse instrumentale $i(t)$ de la station sismologique et la réponse impulsionnelle $r(t)$ associée à la structure du globe le long du rai.

Les réponses $i(t)$ des instruments sont disponibles via les sites internet des différentes institutions qui centralisent et distribuent les données sismologiques. Le terme source $e(t)$ de l'équation 1.1 dépend de la nature de la source sismique. Dans notre travail, nous utilisons les séismes comme sources sismiques passives. La source $e(t)$ varie en fonction du séisme et une partie importante du traitement consiste à s'affranchir de cette diversité. La réponse impulsionnelle $r(t)$ tient compte des réflexions et transmissions des ondes sismiques aux différentes interfaces le long du rai. Elle tient compte également de l'atténuation anélastique des ondes sismiques lors de leur propagation. Même s'il a été montré que l'atténuation anélastique pouvait avoir une influence significative sur $r(t)$ (*e.g.* Liu, 2003), nous négligeons comme dans beaucoup d'autres études des discontinuités de la zone de transition son effet dans la suite. Dans ce cas, $r(t)$ caractérise uniquement la propagation élastique des ondes sismiques.

Les amplitudes de vibration résultant des réflexions et/ou transmission¹² aux discontinuités dépendent des contrastes de paramètres élastiques et des angles d'incidences aux discontinuités (*e.g.* Aki et Richards, 1980). Les rapports d'amplitudes entre l'onde incidente et les ondes transmises/réfléchies peuvent être décrits mathématiquement par des coefficients de transmission/réflexion en amplitudes R_{ij} (*e.g.* Aki et Richards, 1980). L'indice i symbolise une interface quelconque parmi les n_j rencontrées lors de la propagation de la phase sismique j . Les discontinuités sismiques susceptibles de fournir des contrastes d'impédances suffisamment forts (et des valeurs de coefficients R_{ij} non négligeables) sont peu nombreuses. Pour le manteau, nous pouvons citer les discontinuités de Mohorovičić et de la zone de transition à 410 et 660 km de profondeurs. Lors de sa propagation, la phase sismique j subit une succession de transmissions/réflexions à chacune des n_j interfaces. Son amplitude initiale est donc pondérée par un coefficient r_j qui est le produit des n_j coefficients de transmission/réflexion R_{ij} :

$$r_j = \prod_{i=1}^{n_j} R_{ij} \quad (1.2)$$

La réponse impulsionnelle¹³ $r(t)$ prend en compte toutes les phases réfléchies et transmises dans la structure de la Terre. Si N_{phase} est le nombre de phases réfléchies/transmises, $r(t)$ s'écrit :

$$r(t) = \sum_{j=1}^{N_{phase}} r_j \cdot \delta(t - t_j) \quad (1.3)$$

où δ est la fonction de Dirac, t_j est le temps de propagation de chacune des phases et r_j le coefficient donné par la relation 1.2.

Les temps de propagations t_j peuvent être calculés par tracé de rais dans des modèles à symétrie sphérique. Cette technique est décrite en détail dans l'**annexe A** de ce manuscrit. Pour le calcul des coefficients de transmission/réflexion R_{ij} aux discontinuités individuelles, le lecteur pourra se reporter à Aki et Richards (1980). Il existe des algorithmes plus ou moins sophistiqués pour le calcul des coefficients r_j car il s'agit de tenir compte de la géométrie de propagation des phases sismiques. On citera par exemple l'algorithme WKBJ (Chapman, 1978) basé sur la théorie des rais ou la méthode de réflectivité (Fuchs et Muller, 1971).

Dans la suite de ce travail, nous nous intéressons en particulier à deux types de phases sismiques, les conversions d'ondes P en ondes S aux discontinuités sous les stations sismologiques (*Pds*) et les ondes S réfléchies sous les discontinuités à mi-chemin entre la source sismique et la station sismologique (*SdS*).

¹²Nous incluons les conversions de modes de vibrations dans les réflexions et les transmissions.

¹³Nous l'appellerons sans distinction dans la suite "profil de réflectivité" ou "réflectivité".

1.2.1 Conversions d'ondes P en S sous les récepteurs

Une onde P qui rencontre une interface entre deux milieux d'impédances différentes génère : une onde P transmise (ou P directe), une onde convertie en SV, une onde P réfléchie et une onde SV réfléchie. Dans le cas où l'interface est horizontale et le milieu isotrope, aucune onde SH n'est générée lors de la conversion.

Si nous supposons une seule interface à une profondeur d sous le récepteur, le signal sismologique enregistré en surface après l'arrivée de l'onde P est composé par :

- les réflexions multiples de l'onde P, la première étant la phase $PP_{\vee}dp$.
- l'onde P convertie en S à la discontinuité, notée Pds .
- les phases multiples converties se terminant en S. Parmi elles, les phases $PP_{\vee}ds$ et $PS_{\vee}ds$ ont généralement une énergie significative. La notation indicelle \vee indique des réflexion au-dessus de l'interface d (voir l'encart 1.1).
- les phases associées à des réverbérations dans la structure du côté de la source et arrivant peu de temps après l'onde P directe.

Les trajets des rais associés aux réflexions/conversions multiples au Moho sont par exemple illustrés sur la figure 1.5.

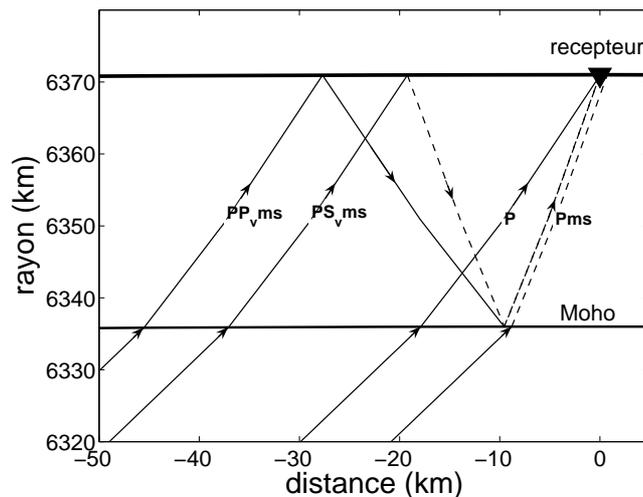


FIG. 1.5: Conversions et réverbérations au Moho sous le récepteur. Les portions de rais associées à des propagations en onde P sont en traits pleins et en onde S en traits pointillés. L'interface du Moho est notée m . Les rais de la phase directe P, de l'onde convertie au Moho Pms , des deux phases multiples $PP_{\vee}ms$ et $PS_{\vee}ms$ sont représentés.

Pour l'étude du manteau supérieur, nous nous intéressons à la partie du signal sismologique correspondant à la première centaine de secondes suivant l'arrivée de l'onde P directe. Ce signal contient toute l'information sur les conversions d'ondes aux discontinuités du manteau supérieur et de la zone de transition.

Nous présentons des sismogrammes synthétiques pour la première centaine de secondes

de signal après l'arrivée de l'onde P sur les composantes P (figure 1.6) et Sv (figure 1.7). Les sismogrammes ont été calculés à partir d'une méthode de réflectivité (Fuchs et Muller, 1971) pour un même séisme à 10 km de profondeur et des stations réparties tous les 1° de distance épacentrale le long d'un même azimuth. Ils sont alignés sur les temps d'arrivées de l'onde P. Les phases sismiques principales modélisées sur les composantes P (figure 1.6) sont l'onde P, les phases PcP et PP , un précurseur de la phase PP réfléchi sous la discontinuité à 660 km de profondeur ($P660P$) et une onde P qui a une réflexion supplémentaire sur la discontinuité à 660 km de profondeur ($PP_{\vee}660p$). Le modèle de Terre PREM¹⁴ (Dziewonski et Anderson, 1981) possède une discontinuité de premier ordre à 220 km de profondeur. Son contraste de vitesse est plus important que celui de la discontinuité à 660 km. Cette discontinuité est à l'origine des phases $P220P$ et $PP_{\vee}220p$.

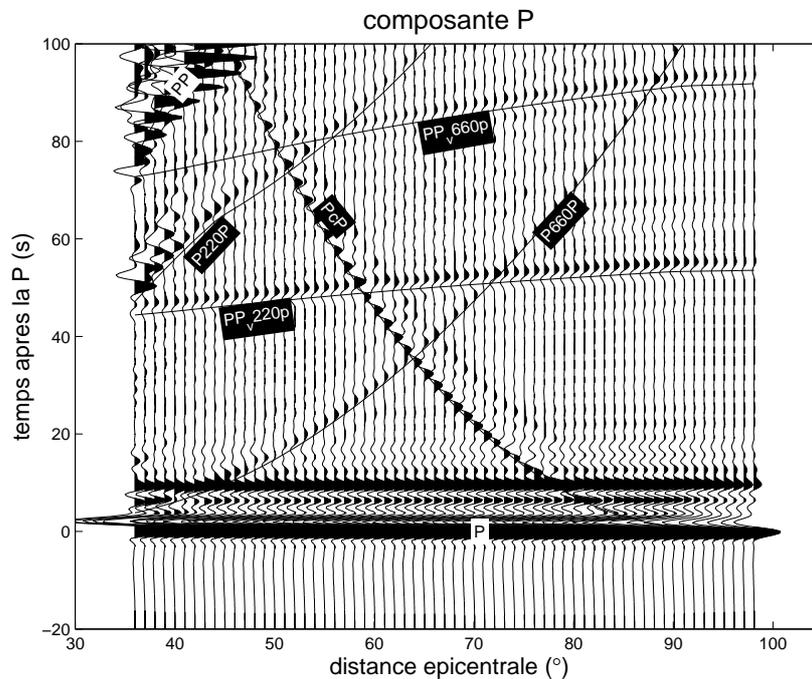


FIG. 1.6: Coda de l'onde P. Nous représentons 100 s de signal synthétique sur les composantes tournées dans l'axe de vibration de l'onde P. Voir le texte pour le détail sur les phases sismiques observées.

Les phases sismiques visibles sur les composantes Sv (figure 1.7) ont des amplitudes plus faibles que sur les composantes P et nous avons dû appliquer un facteur 5 d'amplification. Il subsiste un résidu d'énergie de vibration en compression malgré la projection selon l'axe de vibration SV. Ce résidu est à l'origine des amplitudes observées aux temps d'arrivées des phases P, PcP , PP , $P660P$ et $P220P$. Les autres phases sismiques observées sont des phases converties au Moho et aux discontinuités du manteau. Les phases Pms vers 4 s, $P220s$ vers 25 s, $P410s$ vers 42 s et $P660s$ vers 70 s sont les conversions au Moho et aux discontinuités à 220,

¹⁴Preliminary Earth Reference Model.

410 et 660 km de profondeur respectivement. Les multiples du Moho PP_{vms} et PS_{vms} (voir figure 1.5) apparaissent également vers 10 et 13 s après l'arrivée de l'onde P. On remarque que l'amplitude des phases converties diminue avec la distance épacentrale. On peut expliquer cette diminution d'amplitude en examinant les coefficients de transmission P-S aux discontinuités.

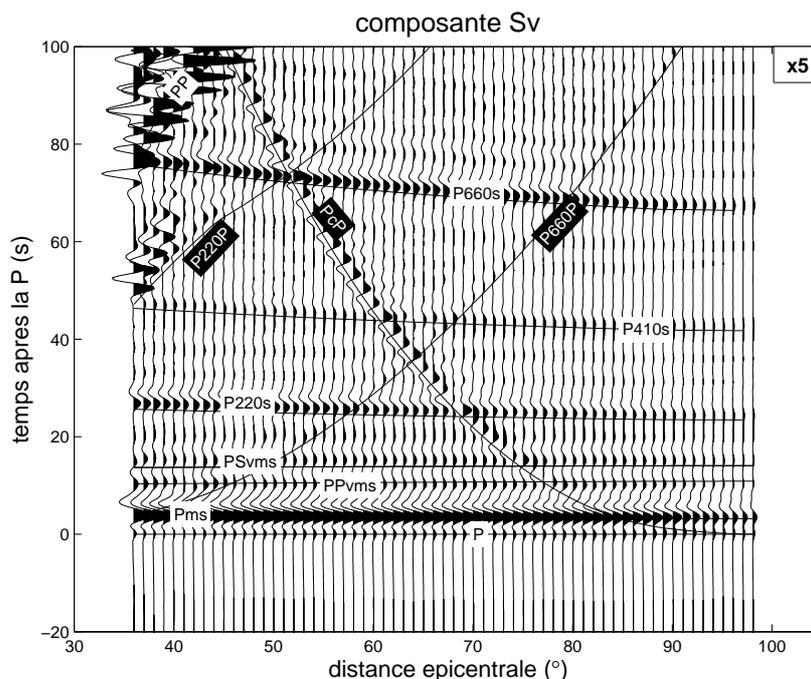


FIG. 1.7: Conversions d'ondes P en S. Nous représentons 100 s de signal synthétique sur les composantes tournées dans l'axe de vibration de l'onde Sv. Les amplitudes des sismogrammes ont été amplifiées d'un facteur 5 par rapport aux amplitudes sur les sismogrammes de la figure 1.6. Voir le texte pour une discussion des phases sismiques modélisées.

Les coefficients de transmission R_i (équation 1.2) des onde P en S au Moho et aux discontinuité de la zone de transition peuvent être calculés analytiquement (Aki et Richards, 1980). Nous les représentons pour des incidences télé-sismiques (distances épacentrales supérieures à 30°) sur la figure 1.8. Pour ces distances épacentrales, les coefficients de transmissions P-S sont réels. L'amplitude du signal incident est simplement pondérée par le coefficient de transmission R_i , sans introduction de déphasage. Les coefficients R_i diminuent lorsque l'angle d'incidence aux discontinuités diminue. Ils expliquent la diminution de l'amplitude des phases converties avec la distance épacentrale sur la figure 1.7. L'amplitude de l'onde S transmise au Moho représente 8 à 14% de l'amplitude de l'onde P. Aux discontinuités de la zone de transition, le rapport d'amplitude est plus faible, de l'ordre de 3 à 6%.

A cause de ces faibles amplitudes, il est difficile de séparer les phases converties du bruit sur les sismogrammes individuels. Une technique pour améliorer le rapport signal sur bruit et par conséquent la fiabilité des observations est la sommation de nombreux enregistrements.

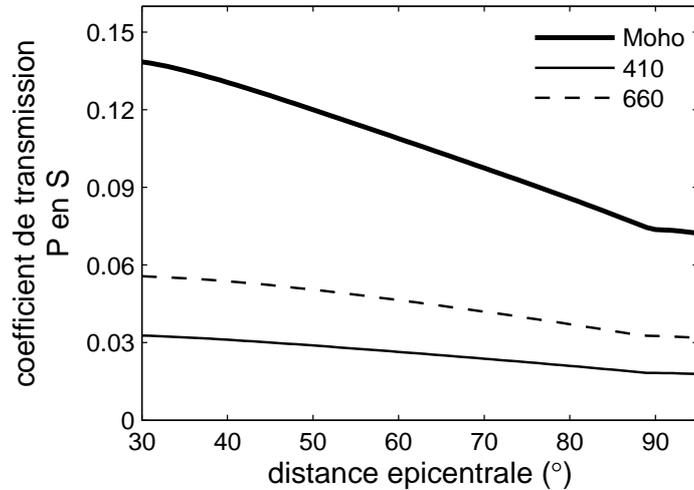


FIG. 1.8: Coefficients de transmission de l'onde P en S au Moho et aux discontinuités de la zone de transition dans le modèle IASP91 (Kennett et Engdahl, 1991). Ces coefficients représentent l'amplitude de l'onde S convertie par rapport à l'amplitude de l'onde P .

Avec le formalisme introduit en début de ce chapitre (équation 1.1), les sismogrammes $s(t)$ peuvent être décrits comme le résultat de la convolution d'un train d'onde incident $e(t)$ avec la réponse impulsionnelle $r(t)$ associée à la structure. Le diagramme de radiation et l'historique de la rupture sur la faille sont contenus dans $e(t)$. La variabilité des paramètres à la source d'un séisme à un autre induit des différences de formes d'ondes dans les termes sources $e(t)$. C'est pourquoi la sommation des enregistrements n'est pas toujours constructive et il est difficile de mettre en évidence le signal associé à la structure. Il est donc nécessaire de s'affranchir des effets de la fonction source $e(t)$. Langston (1979) propose une procédure "d'égalisation de la source". De ce concept dérive la méthode des fonctions récepteur.

Déconvolution et fonctions récepteur

La déconvolution améliore la détection des formes d'ondes sur les sismogrammes lorsqu'elles sont très rapprochées en temps ou bien même lorsqu'elles interfèrent entre elles. En retirant les effets de la source $e(t)$ (équation 1.1), elle permet de résoudre la structure fine des discontinuités du manteau.

Sous l'approximation d'une structure plane sous le récepteur, déconvoluer le sismogramme $s(t)$ par¹⁵ le signal $e(t) * i(t)$ conduit à une estimation de la réflectivité $r(t)$ de la Terre. Dans le cas des conversions d'onde sous la station, le signal $r(t)$ caractérise la partie du signal sismologique associée à la structure sous le récepteur. C'est pourquoi, ce signal est communément appelé fonction récepteur.

Langston (1979) propose d'approximer le signal $[e(t) * i(t)]$ par le signal sismologique

¹⁵Déconvoluer le signal $a(t)$ par le signal $b(t)$ revient à convoluer $a(t)$ par l'inverse de $b(t)$ pour le produit de convolution. Si cette inverse existe alors nous l'écrivons $[b(t)]^{-1}$. Il est tel que $[b(t)] * [b(t)]^{-1} = \delta(t)$. Alors, la déconvolution revient à faire $a(t) * [b(t)]^{-1}$.

enregistré sur la composante verticale. Ce signal est associé à l'onde P et sa coda. En déconvoluant la composante radiale par ce signal, il est possible d'estimer des fonctions récepteur radiales où les ondes se propageant avec une polarisation en SV sont mises en évidence. La projection des composantes verticales (Z), Nord-Sud (N) et Est-Ouest (E) des enregistrements sur les axes vertical (Z), radial (R) et transverse (T) a cependant le défaut de laisser de l'énergie de vibration en P sur la composante radiale. C'est pourquoi nous préférons projeter les composantes ZNE selon les axes de vibration en P, SV et SH. Dans ce cas, la composante P sert d'approximation au signal $e(t) * i(t)$. La déconvolution de la composante SV par le signal sur la composante P permet d'extraire les coefficients de transmission $r(t)$ des ondes P se convertissant en S.

Il existe un certain nombre de techniques permettant de réaliser cette déconvolution. Les plus utilisées sont : la division dans le domaine fréquentiel (Langston, 1979; Ammon, 1991), la déconvolution dans le domaine temporel avec estimation par les moindres carrés (Gurrola *et al.*, 1995), la déconvolution itérative dans le domaine temporel (Ligorria et Ammon, 1999) et l'estimation de fonctions récepteur par "multitaper frequency domain cross-correlation" (Park et Levin, 2000). Les performances de chacune des méthodes de déconvolution dépendent de leur stabilité numérique. Dans chacune de ces méthodes, le choix de la valeur des paramètres servant à la stabilisation de la déconvolution est soumis à un certain degré de subjectivité. On pourra trouver une discussion comparative des algorithmes, incluant le choix des paramètres et l'application sur des données synthétiques ou réelles dans les articles de Park et Levin (2000), Helffrich (2006) et Shibutani *et al.* (2008).

Vergne (2002) compare les déconvolutions dans le domaine spectral (Langston, 1979), dans le domaine temporel (Gurrola *et al.*, 1995) et itérative dans le domaine temporel (Ligorria et Ammon, 1999). La déconvolution dans le domaine fréquentiel est très sensible au contenu spectral des données. Elle fait apparaître des lobes secondaires artificiels¹⁶ sur les fonctions récepteur. La déconvolution en domaine temporel (Gurrola *et al.*, 1995) réduit l'amplitude de cet artefact sans toutefois le faire disparaître complètement. Vergne (2002) montre que la déconvolution itérative, qui est beaucoup moins sensible au contenu spectral des données, n'introduit pas ce type d'artefacts sur les fonctions récepteur. Un désavantage de la méthode de Park et Levin (2000) est que seules les dix premières secondes de signal sont utilisables sur les fonctions récepteur estimées par "multitaper frequency domain cross-correlation". Ceci empêche leur utilisation pour l'étude de la structure de la zone de transition où les phases intéressantes arrivent 40 s après l'onde P directe. De récents développements méthodologiques (Helffrich, 2006; Shibutani *et al.*, 2008) ont cependant permis de pallier à ce problème.

Guidé par les observations de Vergne (2002), nous avons appliqué la déconvolution itérative dans le domaine temporel. La description théorique de cette procédure de déconvolution ainsi que son application à des données réelles est présentée en **annexe C**. Nous imposons l'arrêt du processus itératif à 50 itérations. Les tests (**annexe C**) montrent qu'aux périodes où nous travaillons (> 10 s, voir la partie 1.2.1 de ce chapitre) ce nombre d'itérations permet d'expliquer la majeure partie du signal sur la composante SV.

¹⁶Pour un signal possédant une bande passante limitée, l'ensemble des opérations effectuées lors de la déconvolution en domaine spectral introduit de l'acausalité.

Dans les parties suivantes, nous discutons la procédure suivie pour construire notre base de données d'ondes converties. Nous décrivons la séquence de traitement appliquée pour extraire des sismogrammes bruts l'information sur les temps d'arrivées des phases converties.

Sélection des données

Les données que nous utilisons sont des sismogrammes trois-composantes enregistrés aux stations de huit réseaux large-bande permanents globaux et régionaux (figure 1.9) et récupérés à partir du site internet du consortium IRIS¹⁷. A partir du catalogue de sismicité du NEIC¹⁸, nous avons sélectionné les séismes de magnitudes supérieures à 6, enregistrés entre 1986 et 2006 (figure 1.10), sans distinction de profondeurs. Les distances épacentrales les plus

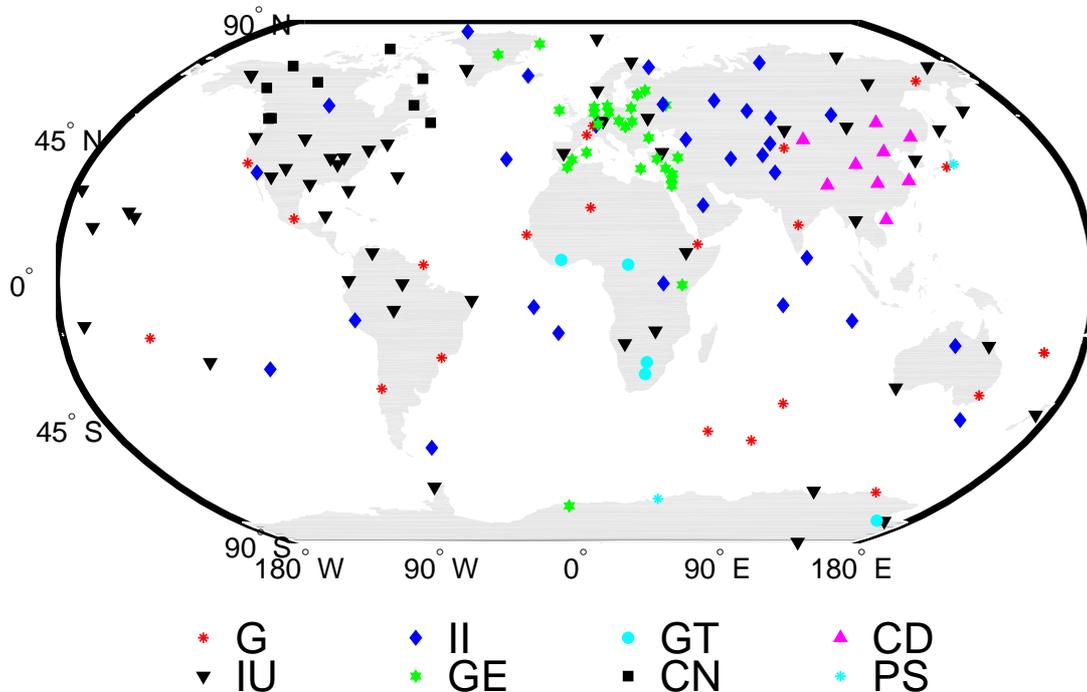


FIG. 1.9: Distribution des stations sismologiques trois-composantes utilisées dans cette étude. Les réseaux permanents sont G : Geoscope, IU : IRIS-USGS, II : IRIS-IDA, GE : Geofon, GT : Global Telemetered Seismograph Network, CN : Canadian Seismic Network, CD : China Digital Seismograph Network, PS : PACIFIC21.

appropriées pour observer les ondes converties aux discontinuités de la zone de transition sont

¹⁷Le centre de données Incorporated Research Institutions for Seismology est chargé de centraliser et distribuer les données sismologiques enregistrées à plus d'une centaine de réseaux sismologiques permanents et temporaires déployés à travers le monde.

¹⁸Le National Earthquake Information Center met à jour de manière journalière une base de données donnant la localisation, la magnitude, et plus généralement les paramètres à la source de tous les séismes significatifs ayant lieu dans le monde entier.

comprises entre 40 et 95°. On évite ainsi les interférences d'ondes sismiques PP aux distances inférieures à 40° (figure 1.7). On évite également des possibles distorsions de la forme des ondes P aux distances supérieures à 95° associées aux fortes hétérogénéités présentes à la limite noyau-manteau.

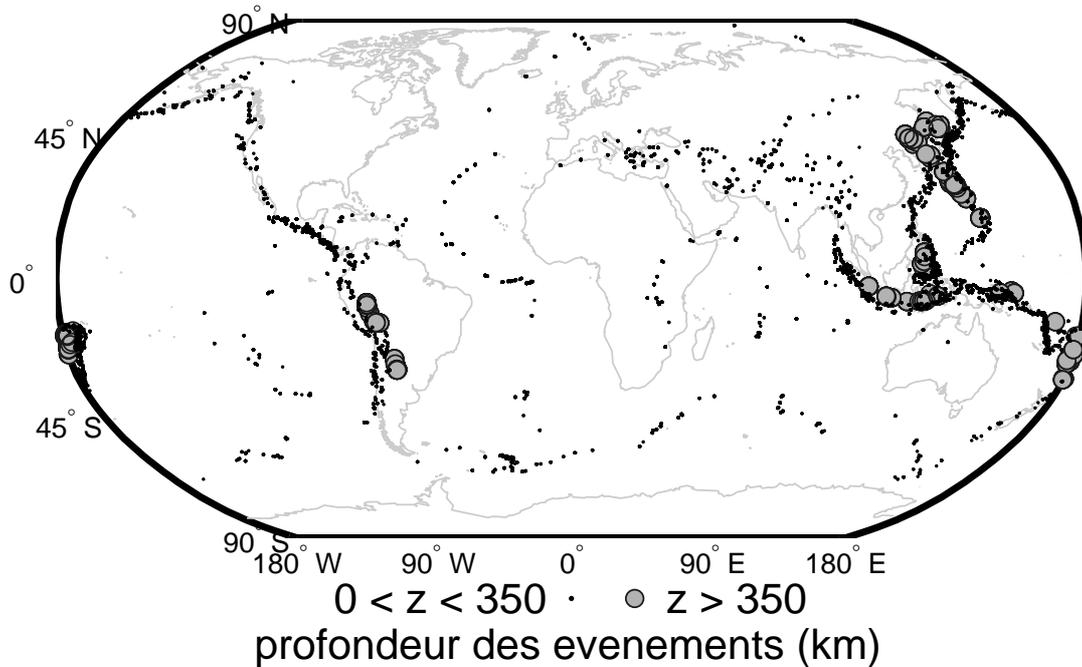


FIG. 1.10: Distribution des sources sismiques utilisées dans cette étude. Les séismes profonds (> 350 km), dans les zones de subduction sont indiqués par des disques gris. Les séismes de profondeur inférieure à 350 km sont indiqués par des points noirs.

Traitement des données

Avant de procéder à la déconvolution, nous appliquons aux données une séquence de traitement destinée à :

- Améliorer le rapport signal sur bruit en éliminant en particulier la contamination par le bruit d'origine microsismique (~ 0.2 Hz). La gamme de fréquences choisie pour le filtrage doit également assurer une bonne sensibilité des ondes aux gradients de vitesse que nous désirons détecter (voir l'**annexe C** dédiée à la résolution). Nous avons finalement choisi un filtre butterworth de bande passante comprise entre 10 s et 25 s de période. Ce filtre donne des observations robustes des conversions aux discontinuités de la zone de transition, y compris aux stations localisées en domaine océanique où le niveau de bruit est souvent très important.
- Favoriser la détection des ondes converties sur la composante SV. Nous projetons pour cela les enregistrements dans le repère P-SV-SH. Pour trouver les meilleurs angles d'incidence et les bons azimuts d'arrivées des ondes P, nous appliquons la

méthode de la décomposition en valeurs singulières des matrices de covariance des signaux. Le vecteur propre associé à la plus grande valeur propre donne la direction d'arrivée du maximum d'énergie. Nous trouvons parfois des différences entre back-azimuts théoriques et observés supérieures à 30° . Nous préférons alors utiliser pour ces données le back-azimut théorique. Ces larges différences sont souvent associées à la présence de bruit qui vient interférer avec l'arrivée de l'onde P.

- Sélectionner les enregistrements ayant les meilleurs rapports signal sur bruit. Le rapport signal sur bruit est calculé à partir du rapport de l'amplitude maximale de l'onde P et de la moyenne des valeurs “rms”¹⁹ du signal sur les composantes SV et SH. Le maximum du signal est mesuré en amplitude absolue sur une fenêtre débutant 5 s avant et terminant 25 s après le temps d'arrivée théorique de l'onde P. Les valeurs “rms” du bruit sont calculées sur toute la durée des composantes. Nous rejetons les données dont le rapport signal sur bruit est inférieur à une valeur de 5.

Le processus de déconvolution est sensible à la présence de bruit sur les enregistrements. Dans ce cas, l'instabilité de la déconvolution introduit des oscillations sur les fonctions récepteur. C'est pourquoi nous appliquons des critères de sélection supplémentaires aux fonctions récepteur calculées.

- Nous rejetons les fonctions récepteur qui présentent des amplitudes anormalement élevées avant l'arrivée de l'onde P.
- Sur une fenêtre de 25 à 90 s après l'arrivée de l'onde P, nous rejetons les fonctions récepteur présentant des amplitudes supérieures à 20% de l'amplitude de l'onde P.
- Nous avons pu vérifier visuellement que le signal des conversions aux discontinuités à 410 et 660 km de profondeurs est cohérent sur une majorité de fonctions récepteur à chaque station sismologique. L'absence de ce signal sur quelques fonctions récepteur individuelles peut correspondre à une réalité structurale (l'absence de discontinuité dans la zone géographique échantillonnée par les rais des ondes P). Elle peut également être due à la présence de bruit sur les sismogrammes qui rend inefficace la procédure de déconvolution. L'objectif de notre étude étant d'obtenir des observations les plus robustes possibles des discontinuités, nous avons choisi de rejeter les fonctions récepteur qui ne présentent pas de signal associé aux conversions. En pratique, nous éliminons les données qui ne possèdent pas de pics positifs dans des fenêtres de ± 7 s autour des temps d'arrivée théoriques des ondes converties.

Nous obtenons à l'issue de cette séquence de traitement un total de 26300 fonctions récepteur distribuées sur 167 stations sismologiques, soit environ 157 fonctions récepteur par station. Cette moyenne n'a cependant pas de réelle signification car la distribution du nombre de données obtenu à chaque station est hétérogène (voir dans la partie 1.2.3 de ce chapitre).

¹⁹rms : de l'anglais “root mean square”, correspond à la racine carrée de la moyenne des amplitudes des échantillons préalablement élevées au carré.

Dans la partie suivante nous présentons la construction de notre base de données de phases précurseurs de SS . Comme nous l'avons expliqué dans la partie 1.1, ces phases complètent efficacement les observations d'ondes converties car elles permettent d'étendre l'étude des discontinuités du manteau sous les régions océaniques.

1.2.2 Précurseurs de phases SS

Les réflexions d'ondes S sous les discontinuités ont un trajet plus court que la phase S réfléchi à la surface de la Terre (figure 1.11). C'est pourquoi elles sont détectées avant les phases SS sur les sismogrammes et sont qualifiées de phases "précurseurs".

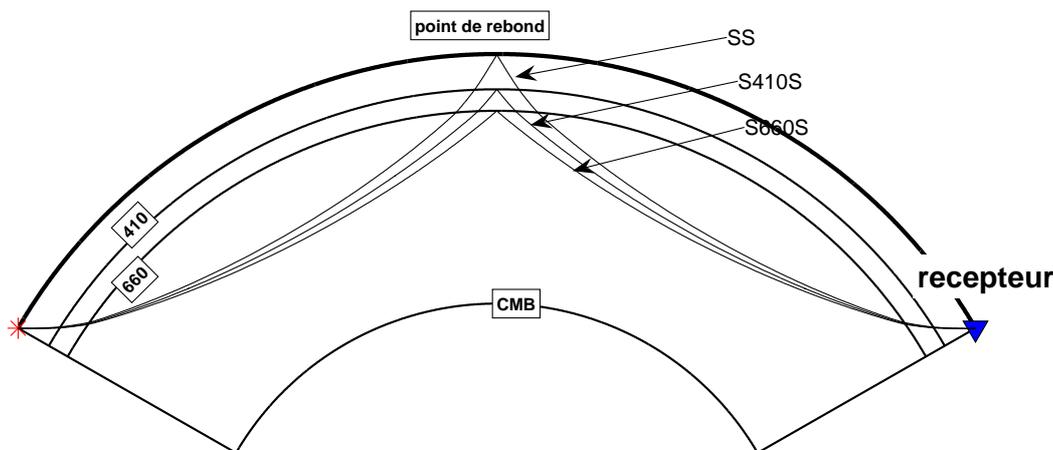


FIG. 1.11: Géométrie des rais des phases précurseurs de SS . La limite noyau-manteau (CMB) et les discontinuités à 410 et 660-km sont représentées. La phase réfléchi à la surface est la phase SS . Les phases réfléchies sous les discontinuités à 410 et 660-km de profondeur sont les phases $S410S$ et $S660S$.

Leur observation fournit des informations sur la structure des discontinuités sous le point de réflexion²⁰, situé à mi-chemin entre l'épicentre et la station. Comparée à la technique d'observation à partir des ondes converties sous les stations, cette technique est donc moins sensible à la distribution non régulière des sources sismiques et des stations sismologiques à travers le monde. Il est donc possible d'étendre l'étude de la zone de transition aux régions océaniques où peu de stations sismologiques sont installées.

L'observation des phases précurseurs de SS se fait classiquement sur les composantes transverses des sismogrammes (*e.g.* Shearer, 1991), bien qu'elles soient observables également sur les composantes radiales (voir l'encart 1.2). Les composantes transverses enregistrent principalement les ondes se propageant en mode de vibration SH . Le coefficient de réflexion d'une onde SH se réfléchissant à la surface libre (donc pour une phase SS) est égal à 1 (*e.g.* Kennett, 1983). Par conséquent l'amplitude du champ d'onde S incident est préservée lors de la réflexion. Pour une onde SH se réfléchissant à une interface du manteau (une phase SdS), le coefficient de réflexion est différent de 1. Nous avons calculé ces coefficients pour des réflexions

²⁰ Appelé également point de rebond.

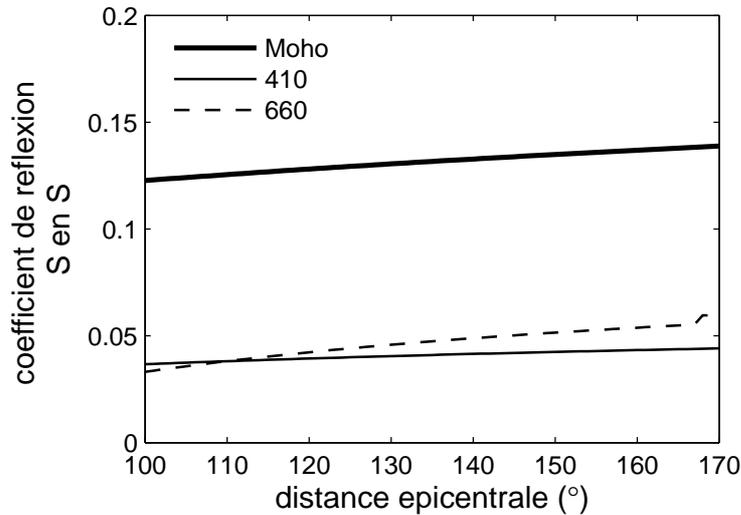


FIG. 1.12: Coefficients de réflexion en mode de vibration SH , calculés en fonction de la distance épacentrale pour des ondes S incidentes au Moho et aux discontinuités de la zone de transition. L'amplitude du champ d'onde incident est fixée à 1. Ces coefficients correspondent également à l'amplitude des phases précurseurs en pourcentage de l'amplitude de la phase SS (voir le texte pour les détails).

sous le Moho et sous les discontinuités à 410 et 660 km de profondeur (figure 1.12). Seulement 5% de l'amplitude du champ d'onde incident est réfléchi sous les deux discontinuités majeures de la zone de transition. En supposant que les amplitudes des ondes S incidentes aux interfaces de la zone de transition et à la surface libre sont les mêmes, les coefficients de réflexion représentés sur la figure 1.12 peuvent être interprétés comme les rapports d'amplitudes théoriques entre les phases précurseurs SdS et la phase SS .

Les phases précurseurs de SS réfléchies sous les discontinuités à 220, 410 et 660-km sont détectées sur les composantes transverses environ 90, 160 et 230 s avant l'arrivée de la phase SS (figures 1.13a et 1.13b). D'autres phases sismiques viennent interférer avec le signal des précurseurs de SS . On remarque en particulier les réverbérations de phases ScS ($ScS220ScS$, $ScS410ScS$ et $ScS660ScS$) et la phase $S_{\vee}660sS$ aux distances épacentrales comprises entre 100 et 120°.

Sélection des données

Nous analysons des enregistrements longue-période aux stations trois-composantes de neuf réseaux permanents. Les études de précurseurs de SS antérieures (Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998; Chambers *et al.*, 2005; Schmerr et Garnero, 2006) utilisent des séismes de profondeurs inférieures à 75 km. Cette sélection particulière est destinée à limiter les interférences des phases réfléchies sous la surface du côté de la source avec le signal des précurseurs de SS . Nous montrons un exemple de composantes transverses synthétiques pour un événement à 75 km de profondeur sur la figure 1.14. Dans le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981), les phases $S_{\vee}660sS$, $S_{\vee}410sS$ et les phases réfléchies sous la surface du côté de la source $sS_{\vee}660sS$ et $sS_{\vee}410sS$ (voir la nomenclature des phases sismiques dans l'encart 1.1) interfèrent avec le signal des précurseurs de SS jusqu'à 130° de distance épacentrale (figure 1.14a).

Encart 1.2

CHOIX DE LA COMPOSANTE POUR LA DÉTECTION DES PRÉCURSEURS DE *SS*

Les réflexions d'ondes S sous les discontinuités de la zone de transition se produisent selon les deux modes de vibration, SV et SH. Les modes de vibrations SV se projettent principalement sur les composantes radiales des stations sismologiques trois-composantes. Leur détection sur cette composante est toutefois difficile du fait des interférences possibles avec de l'énergie de conversion de mode de vibration P en SV. La figure 1.2E présente une série de composantes radiales synthétiques pour un séisme superficiel (haut) et les hodochrones théoriques de quelques phases identifiées (bas). Les phases *SKS*, *SKKS*, *SKSP*, *PS*, *PPPS* et *PPPS* sont des phases qui possèdent des amplitudes significatives et une partie de leur propagation en P. La phase *S660S* réfléchié sous la discontinuité à 660-km est clairement observée. Cependant, les phases *S410S* et *S220S* sont plus difficiles à détecter, sans doute brouillées par de l'énergie de conversion de mode P en SV. Ces phases apparaissent plus clairement sur les composantes transverses (figure 1.13). De nombreuses études à partir de données réelles l'ont confirmé avant nous (*e.g.* Shearer, 1991), il est plus facile d'observer les phases précurseurs de *SS* sur les composantes transverses. C'est pourquoi nous travaillons nous aussi à partir de ces composantes.

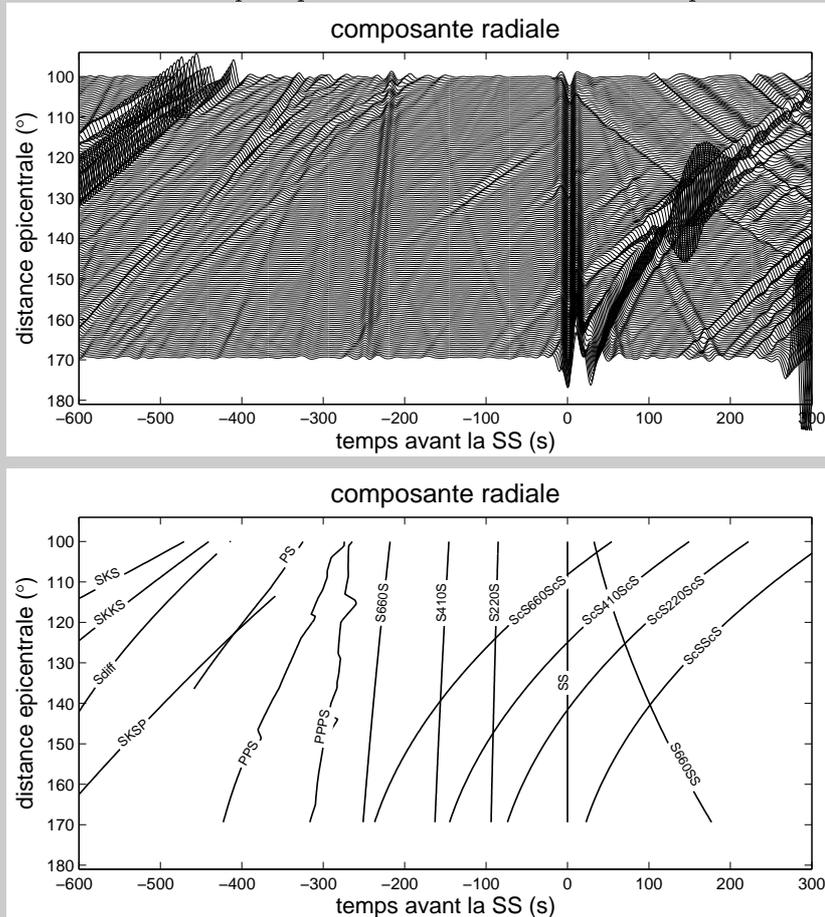


FIG. 1.2E - (haut) Composantes radiales synthétiques pour un séisme superficiel. (bas) Hodochrones de quelques phases identifiées.

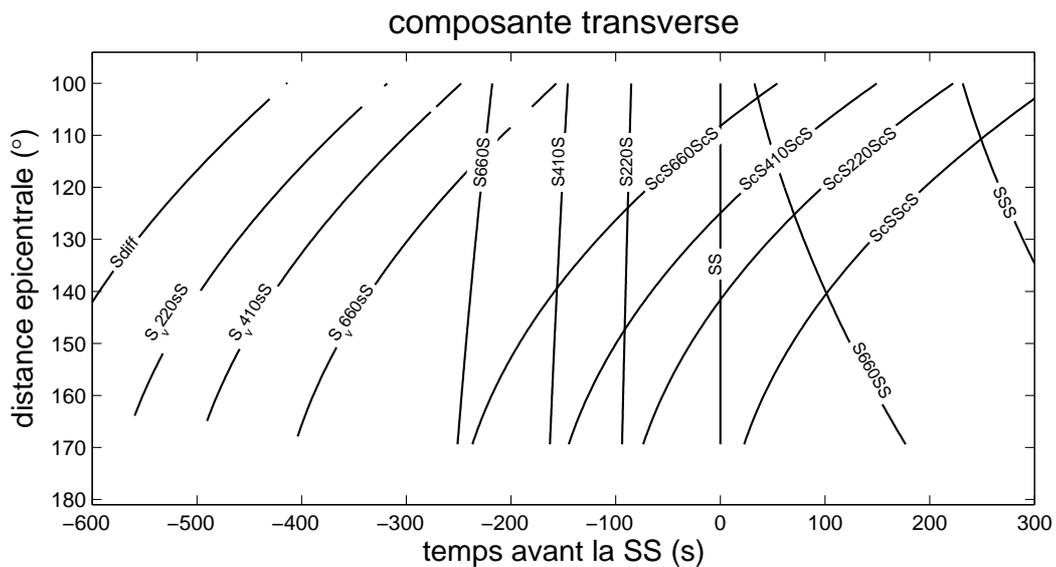
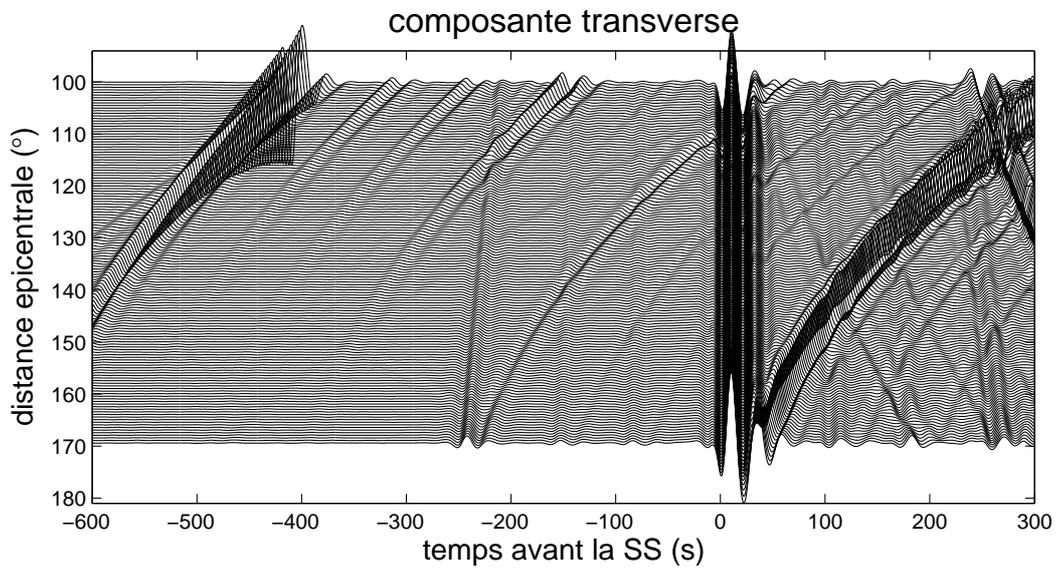
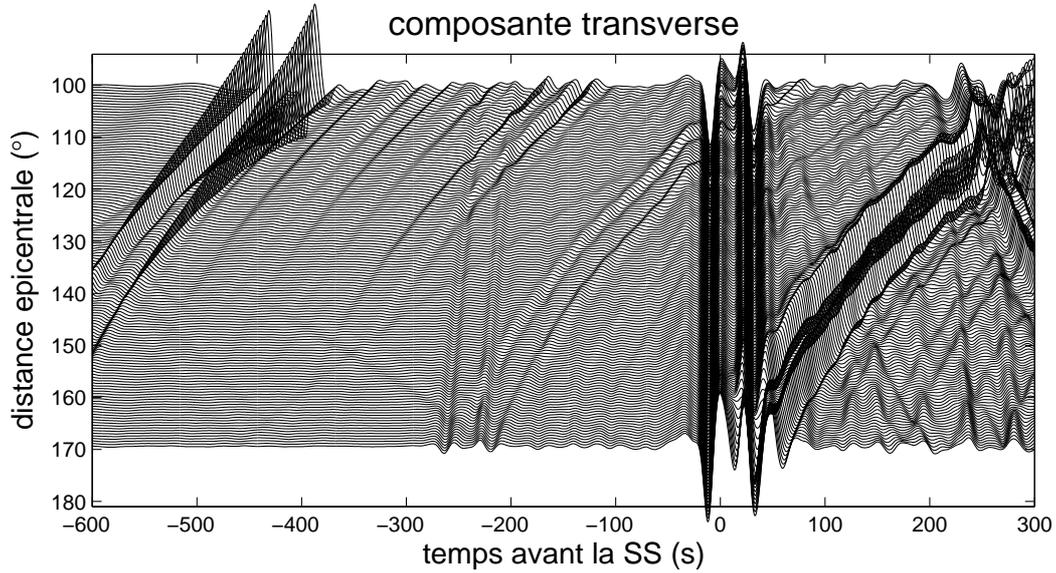
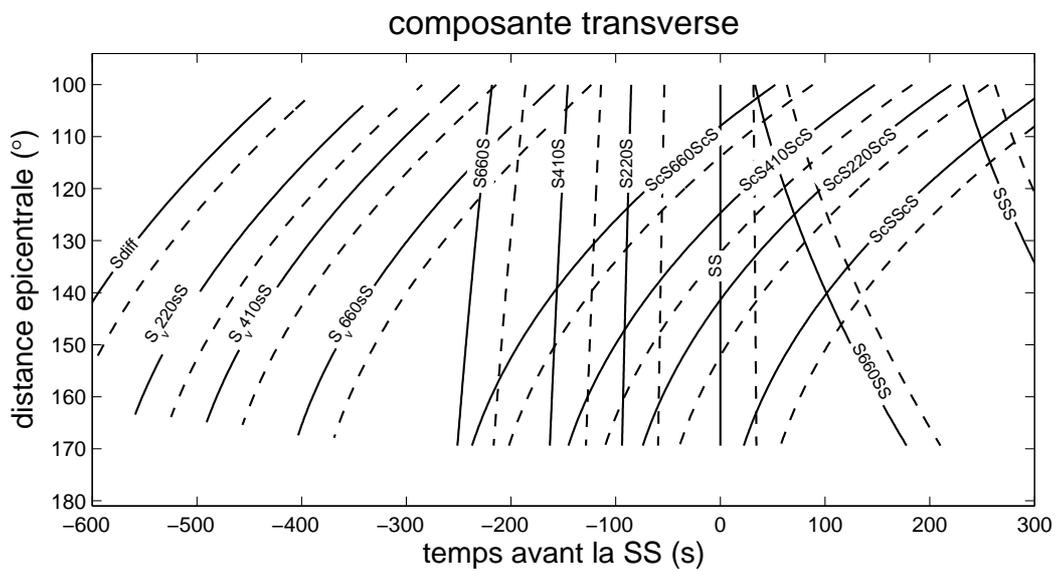


FIG. 1.13: (a) Composantes transverses synthétiques pour un événement en surface. (b) Hodochrones des différentes phases modélisées. Les phases S_{220S} , S_{410S} et S_{660S} sont les précurseurs de SS réfléchis sous les discontinuités à 220, 400 et 670 km de profondeur dans le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981). La phase $ScSScS$ est une réverbération ScS d'ordre 2. Ses réflexions sous les discontinuités donnent également des précurseurs ScS_{220ScS} , ScS_{410ScS} et ScS_{660ScS} . La phase $S_{\nu}660sS$ est une onde S avec une réverbération supplémentaire au dessus de la discontinuité à 660-km.



(a)



(b)

FIG. 1.14: (a) Composantes synthétiques transverses calculées dans le modèle PREM (Dzie-wonski et Anderson, 1981) pour un événement à 75 km de profondeur. (b) Hodochrones des phases sismiques identifiées. Ces phases sont les mêmes que celles observées sur la coupe 1.13a avec en supplément les phases réfléchies sous la surface du côté de la source (traits tiretés).

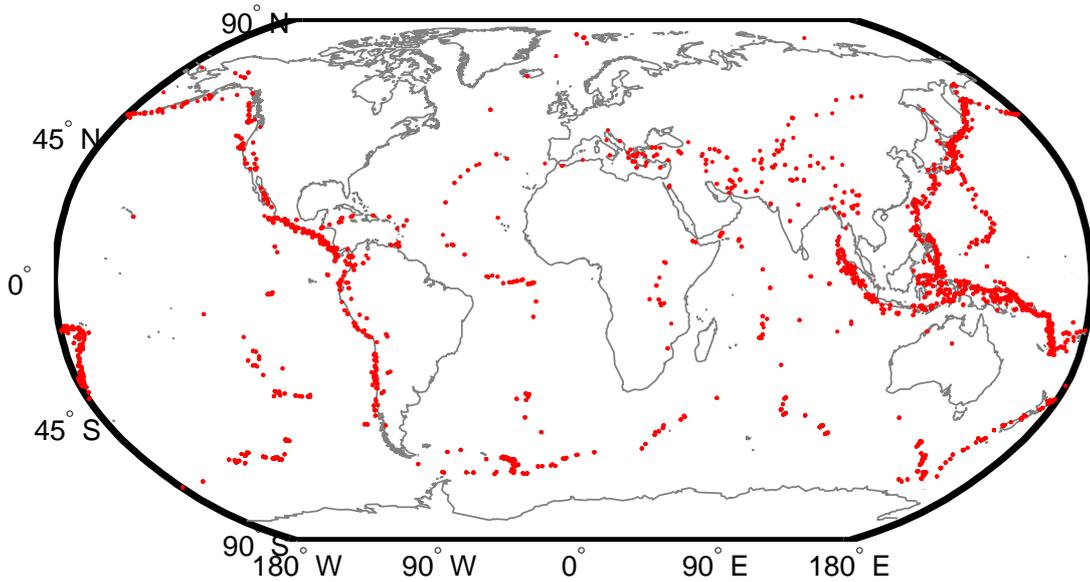


FIG. 1.15: *Distribution géographique des séismes utilisés dans notre étude de précurseurs de SS. Ils ont tous des profondeurs inférieures à 75 km.*

Le dédoublement des signaux associés aux phases réfléchies aux discontinuités de la zone de transition ($S660S$, $sS660S$ et $S410S$, $sS410S$) est susceptible d'ajouter également des complications lors de l'interprétation des données. Pour minimiser l'effet des phases réfléchies sous la surface du côté de la source, nous utilisons nous aussi des séismes de profondeurs inférieures à 75 km. Dans le cas spécifique où une donnée est associée à un séisme "profond" (75 km), cette donnée sera :

- soit éliminée lors de la sélection des données car la forme d'onde SS est trop compliquée.
- soit son effet sera partiellement supprimé lors de la sommation avec des formes d'ondes issues de séismes plus superficiels.

De plus, en travaillant avec des séismes associés à des distances épacentrales comprises entre 110 et 170° , nous limitons l'effet des interférences de la phase $sS\sqrt{660}sS$. La distribution géographique des séismes utilisés est présentée sur la figure 1.15.

Traitement des données

Sur les données réelles, des phases sismiques d'amplitudes non négligeables viennent, en plus du bruit d'origine microsismique, perturber le signal associé aux précurseurs. Le faible signal des précurseurs est donc souvent difficile à analyser sur les sismogrammes individuels. Comme pour les données de conversions, nous améliorons le rapport signal sur bruit en sommant de nombreux enregistrements. Les différences de formes d'ondes associées à la variabilité des paramètres à la source ($e(t)$ dans l'équation 1.1) nécessitent donc d'être au moins partiellement corrigées. Au début de cette thèse, nous avons essayé d'appliquer la procédure

“d'égalisation de la source” de Langston (1979). Il s'agit dans ce cas de déconvoluer, avant sommation, les composantes transverses par la forme d'onde SS observée. Flanagan et Shearer (1998b) montrent qu'il est possible d'appliquer ce type de technique pour construire à grande échelle un jeu de données de précurseurs de SS . La sommation des données après déconvolution permet en théorie de résoudre plus finement la structure du manteau, comparativement à une sommation sans déconvolution²¹. Notre première tentative de construction d'une base de données de précurseurs de SS à partir d'une déconvolution itérative dans le domaine temporel (voir l'**annexe C**) s'est soldée par un échec. La difficulté réside en effet dans la sélection de données de qualité suffisante pour appliquer la déconvolution, sans toutefois sacrifier la couverture en points de mesure.

Pour la construction de notre base de donnée finale, nous avons finalement choisi une approche plus classique (Gu *et al.*, 1998; Chambers *et al.*, 2005). Elle consiste à filtrer les données à longue période. Ceci permet de réduire les effets de processus complexes de rupture sur la faille, des réverbérations d'origine crustale et du bruit microsismique sur les formes d'ondes observées sur les sismogrammes.

Le traitement utilisé (égalisation des réponses instrumentales, application d'un filtre, rotation des composantes, sélection en fonction du rapport signal sur bruit) est très similaire à celui des études antérieures (Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998; Chambers *et al.*, 2005). Comme nous n'appliquons pas de procédure “d'égalisation de la source” (Langston, 1979) et nous comptons sur un filtrage à longue période afin de limiter les effets de la source, nous procédons à une correction des réponses des instruments $i(t)$ (équation 1.1). Les sismogrammes sont corrigés de la réponse des instruments avec comme référence la réponse instrumentale de la station Géoscope PAF. Cette opération permet de rendre comparables les sismogrammes entre eux, au signal de la source près. La période dominante des phases SS et de ses précurseurs est voisine de 25 s (Shearer, 1991). Nous appliquons donc un filtre butterworth de bande passante 15 à 100 s de période pour limiter les effets de la source, réduire l'influence du bruit microsismique et rendre comparable la sensibilité des données à la structure. Les enregistrements sur les composantes ZNE sont ensuite projetés sur les axes ZRT en utilisant l'azimut de rotation théorique. Nous utilisons uniquement les composantes transverses (voir l'**encart 1.2**). Nous adoptons un critère de sélection des composantes transverses à partir d'une mesure du rapport signal sur bruit sur les enregistrements. Le signal est l'amplitude maximale de la phase SS dans une fenêtre débutant 30 s avant et se terminant 100 s après son arrivée théorique. Le bruit est estimé à partir d'une “rms” sur les 300 s avant l'arrivée de la phase SS . Les enregistrements possédant des rapports signal sur bruit inférieurs à 5 sont rejetés. Les valeurs de rapport signal sur bruit sont stockées en vue de leur ré-utilisation.

Le reste de la procédure est destiné à

- aligner les sismogrammes sur la phase SS .
- mettre en phase (à $\pm \frac{\pi}{2}$ près) les forme d'ondes associées aux réflexions d'ondes à la surface libre (la phase SS), et aux discontinuités du manteau (les précurseurs de SS).

²¹Elle a permis notamment de détecter sans équivoque une réflexion sous une discontinuité à environ 520 km de profondeur, la phase $S520S$ (Flanagan et Shearer, 1998b).

Pour cela, nous suivons la méthode décrite par Chambers *et al.* (2005). Celle-ci permet de traiter automatiquement de gros volumes de données. Nous construisons une forme d'onde *SS* synthétique par la sommation d'environ un millier de sismogrammes préalablement alignés sur le maximum de la forme d'onde *SS*. Ces sismogrammes ont été choisis visuellement pour la clarté et la simplicité de la forme d'onde *SS*. Dans une fenêtre de ± 50 s autour du temps d'arrivée théorique de la phase *SS*, le maximum de cross-corrélation des composantes transverses avec la forme d'onde synthétique donne une estimation du temps d'arrivée observé pour les phases *SS*. Ce temps est utilisé comme temps de référence afin d'aligner proprement les composantes transverses sur les phases *SS*. On corrige également la polarité des composantes en examinant le signe du maximum de la cross-corrélation.

La sélection et le traitement des données nous a permis de construire une base de donnée de 17585 sismogrammes. Cette base de données construite pour l'étude des discontinuités de la zone de transition à l'échelle de la planète est sensiblement plus importante que les bases de données de Flanagan et Shearer (1998b), Gu *et al.* (1998), et Chambers *et al.* (2005). Si cependant elle reste comparable à celle de Gu *et al.* (2005) (~ 21000) et moins importante que celle plus récente de Houser *et al.* (2008) (~ 30000 sismogrammes), elle permet d'obtenir une couverture relativement homogène des discontinuités majeures de la zone de transition à l'échelle du globe (voir dans la partie 1.2.3).

A ce stade, nous avons décrit les techniques de détection des phases converties et réfléchies aux discontinuités du manteau supérieur. Les deux séquences de traitement présentées permettent de traiter automatiquement des dizaines de milliers de sismogrammes enregistrées aux centaines de stations sismologiques déployées à travers le monde. L'amplitude des phases réfléchies/converties aux discontinuités majeures de la zone de transition est très faible. Les sismogrammes ne peuvent donc être utilisés individuellement pour imager la structure du manteau, même après traitement. Dans la partie suivante, nous décrivons la procédure permettant de combiner les informations obtenues sur les sismogrammes individuels afin d'établir des images de la topographie des discontinuités du manteau.

1.2.3 Des données à la structure

Après traitement, nous disposons de deux jeux de données : les fonctions récepteur *Ps* sur lesquelles apparaissent les phases converties *Pds* et les composantes transverses sur lesquelles apparaissent les précurseurs *SdS*. Ces phases ont des amplitudes de l'ordre de quelques pourcents de l'amplitude de leur phase de référence (figures 1.8 et 1.12) et sont difficiles à séparer du bruit sur les sismogrammes. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, il est nécessaire de sommer les enregistrements de manière à récupérer l'information dans des régions bien identifiées et localisées. Avant de décrire la technique de sommation des données, nous discutons les critères utilisés pour regrouper les données.

Regroupement des données et échantillonnage de la zone de transition

La résolution latérale obtenue avec les ondes converties sous les stations dépend de la largeur de la première zone de Fresnel (voir l'annexe **B**) et de la zone échantillonnée par

l'ensemble des rais associés aux phases converties. Les rais géométriques des phases converties échantillonnent la structure à 410-km de profondeur dans un rayon maximal de ~ 150 km (figure 2 de l'article dans la partie 2.2). A 10 s de période, les intersections du volume de Fresnel avec les interfaces de la zone de transition ont une section circulaire d'environ 150 km de rayon (voir dans l'**annexe B**). En combinant ces informations, des techniques de migration²² sophistiquées permettent de construire des images de la structure en trois dimensions de la zone de transition avec une résolution de l'ordre de la centaine de kilomètres (*e.g.* Gilbert *et al.*, 2003; Niu *et al.*, 2005). Ces procédures ne sont cependant pas adaptées à des études à l'échelle de la Terre entière car :

- Elles nécessitent des réseaux de stations sismologiques très denses.
- La distribution géographique des séismes utilisés doit permettre un échantillonnage uniforme de la structure de la zone de transition par les rais des phases converties.
- Le nombre de séismes enregistrés doit être suffisamment grand pour que les trajets des phases converties échantillonnent de manière redondante la structure de la zone de transition.

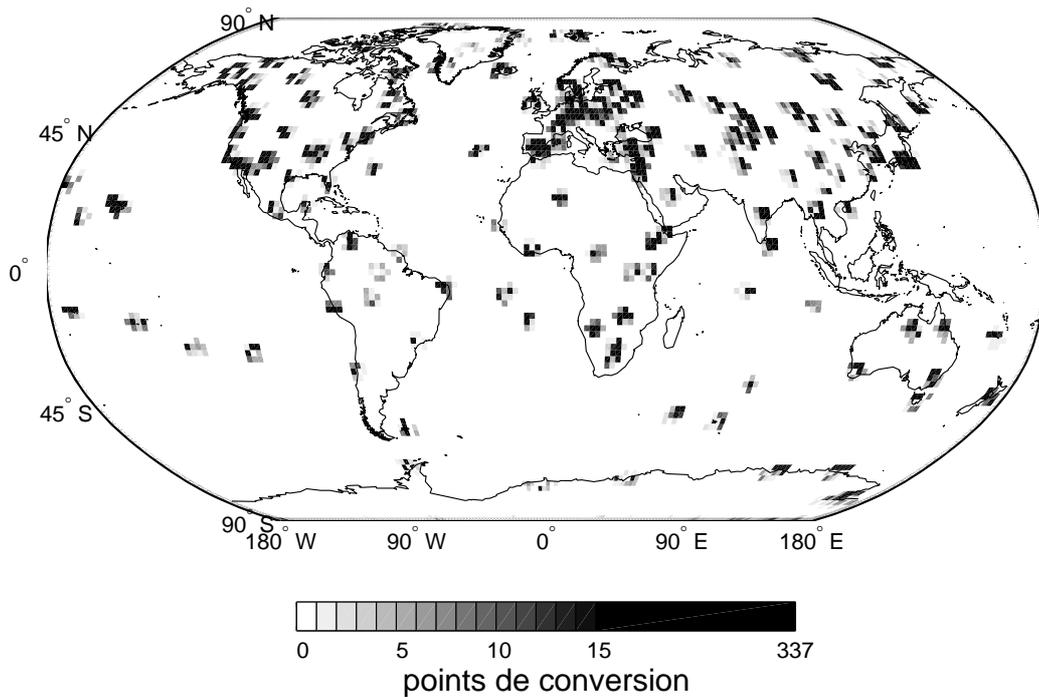


FIG. 1.16: Couverture en points de conversions à 660 km de profondeur dans des blocs de 2° par 2° en latitude et longitude. La carte de la couverture en points de conversion à 410 km de profondeur est approximativement identique.

Nous examinons pour notre étude la couverture géographique en points de conversions à la discontinuité à 660 km de profondeur sur la figure 1.16. L'échantillonnage de la zone de

²²La migration est l'opération de transformation des données enregistrées en temps dans le domaine de l'espace à 1, 2 ou 3 dimensions.

transition est bon en Europe où la majorité des stations de notre étude sont installées. Il est plus grossier sur le reste des continents et quasi-inexistant dans les zones océaniques où très peu de stations sont implantées. La couverture de la surface du globe en stations sismologiques ne permet donc pas de construire des images 3D de la structure de la zone de transition à l'échelle de la Terre entière. Pour cette raison et de manière identique à Stammer et Kind (1992), Chevrot *et al.* (1999) et Lawrence et Shearer (2006b), nous regroupons les données par stations sismologiques. Cette approche permet seulement d'obtenir des informations "ponctuelles" (i.e. sous les stations) sur les discontinuités de la zone de transition. En combinant à chaque station des observations de conversions provenant de différents azimuts et distances épacentrales, nous moyennons nos observations sur une zone circulaire définie par la géométrie des rais et la première zone de Fresnel des phases converties. Les points de conversion à 660-km de profondeur atteignent des distances latérales maximales de ~ 250 km autour de la station. La première zone de Fresnel a une section circulaire d'environ 150 km de rayon. Nos observations sont donc sensibles à une zone circulaire d'environ $250 + 150 = 400$ km de rayon sous les stations.

Nous pouvons espérer, en comparant des informations obtenues à des stations situées dans des contextes tectoniques différents, extraire une information représentative des variations réelles de la structure dans la Terre. Le lecteur pourra trouver sur la figure 1 de l'article en partie 2.2 une carte donnant la localisation des stations utilisées dans notre étude de *Pds*. Les numéros sont associés aux stations sismologiques listées dans la table 1 de ce même article. Nous fournissons également dans cette table les quantités de fonctions récepteur obtenues à chaque station.

Les précurseurs de *SS* sont sensibles à la structure sous le point de rebond, à mi-chemin entre les sources sismiques et les stations sismologiques. Dans ce type d'étude, les enregistrements présentant des points de rebond de phases *SS* à des positions géographiques voisines sont regroupés. Ce type d'approche est classiquement utilisé dans les études de sismique réflexion²³. La couverture géographique en points de réflexions des ondes S à la discontinuité à 660 km de profondeur est bien plus homogène que celle obtenue à partir des conversions d'ondes (figure 1.17). L'échantillonnage est le meilleur dans les régions du Nord-Pacifique, de l'Est de l'Asie et du Nord de l'Amérique du Sud. Il est plus limité voire quasi-inexistant ailleurs.

Le volume de Fresnel des phases précurseurs de *SS* a une structure complexe au voisinage des interfaces de réflexion (Shearer, 1991). Son intersection avec les interfaces définit une forme en "X" (voir **annexe B**). La sensibilité des temps de propagation à des petites perturbations de la topographie des interfaces de réflexion est non négligeable dans les "bras" du "X", à des distances excédant 1500 km du point de réflexion (Dahlen, 2005). En combinant les informations de sismogrammes associés à des événements provenant de différents azimuts et différentes distances épacentrales, on moyenne les sensibilités en forme de "X" des phases réfléchies. Si la couverture azimutale est suffisante, la sensibilité du signal somme couvre une région approximativement circulaire sous le point de rebond. Classiquement, les études de

²³On parle de regroupement des données en points milieu communs, de l'anglais "Common-Mid-Point".

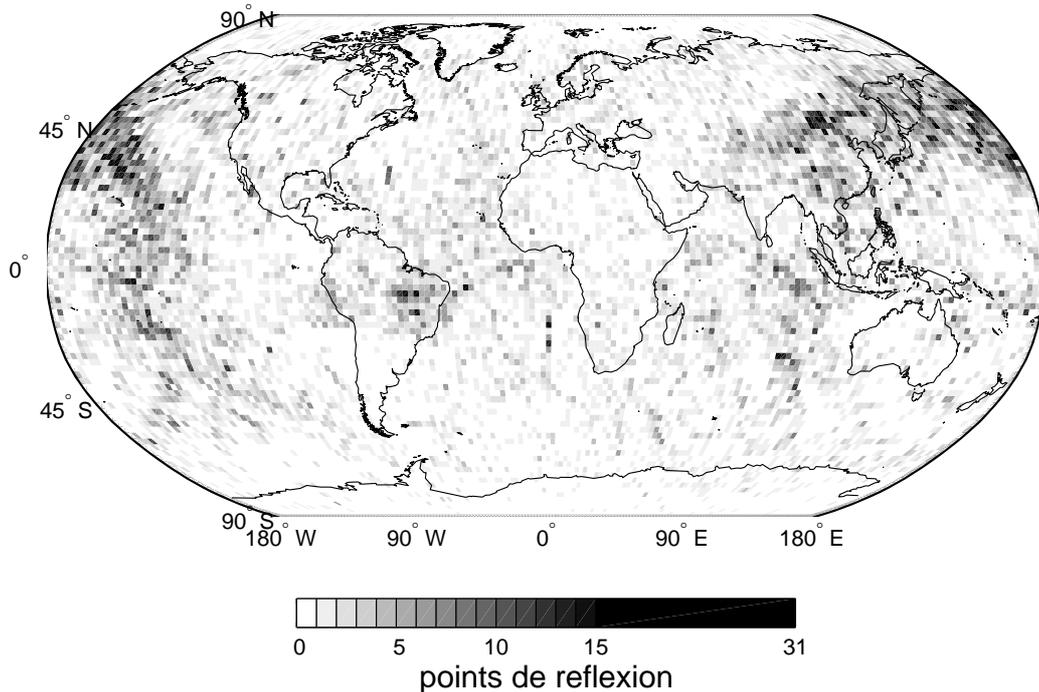


FIG. 1.17: Couverture en points de réflexion des phases précurseurs de SS à 660 km de profondeur dans des blocs de 2° par 2° en latitude et longitude.

précurseurs de SS procèdent à un découpage de la surface du globe en plusieurs centaines de cellules circulaires de 10° de rayon environ (*e.g.* Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998; Gu *et al.*, 2003; Chambers *et al.*, 2005). Leurs centres sont répartis régulièrement en latitudes et longitudes et leurs rayons tiennent compte de la résolution latérale estimée pour l'ensemble des données dans la gamme de fréquence d'analyse. La distribution des centres de ces cellules sur une grille régulière en latitude et longitude est non uniforme. Le recouvrement des cellules varie avec la latitude et est beaucoup plus important aux pôles qu'à l'équateur. Dans notre étude, nous avons construit sur le modèle de Gu *et al.* (2003) un maillage de la surface de la Terre qui respecte au mieux une équidistance des différents noeuds avec leurs plus proches voisins. Ce maillage est construit à partir de triangulations de la surface d'un icosaèdre²⁴ (voir **annexe D**). Ce maillage couvre la surface de la Terre en 362 cellules de 10° de rayon environ. Chaque noeud du maillage est le centre d'une cellule circulaire. Sur la figure 1.18 nous localisons le centre de chacune de ces cellules. Les numéros font références à nos observations listées dans la table E.1. Tous les sismogrammes associés à des points de rebond de phases SS dans une cellule sont regroupés. Etant donné que les cellules peuvent se recouvrir (voir la figure D.3b dans l'**annexe D**), un même sismogramme peut donc appartenir à plusieurs cellules. Sur la figure 1.19, nous donnons pour ce maillage la couverture de la surface de la Terre en points de rebond des phases SS .

²⁴Un icosaèdre est un polyèdre à 20 faces.

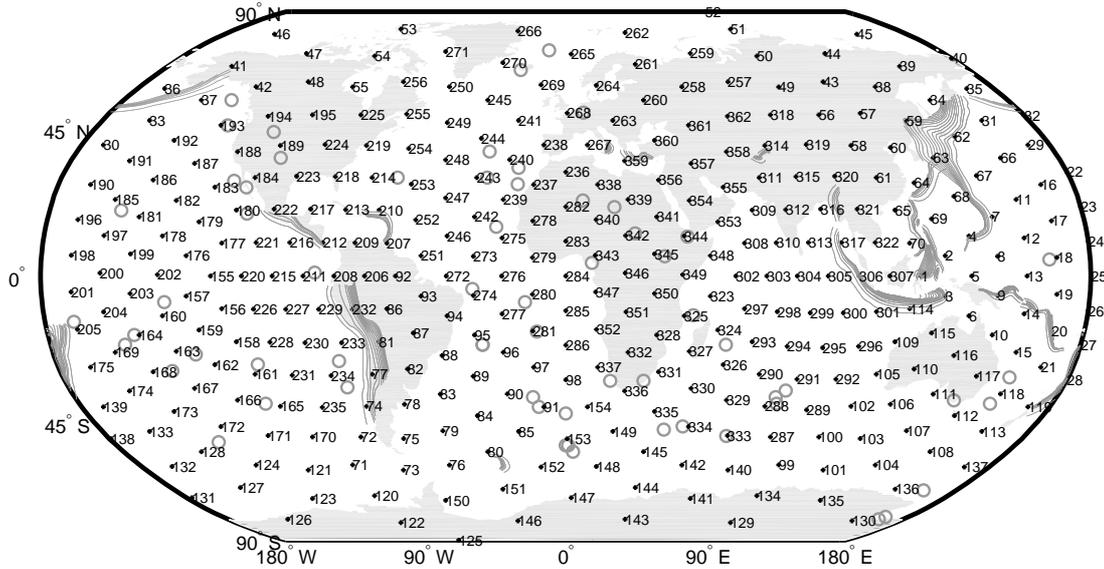


FIG. 1.18: Localisation des cellules. Le centre des cellules est marqué par un point. Les numéros sont associés aux positions géographiques données dans la table E.1. Les positions géographiques des points chauds (Anderson et Schramm, 2005) sont marquées par des cercles gris. Les contours d'iso-profondeurs marquant le sommet des plaques plongeantes (Gudmundsson et Sambridge, 1998) sont représentés en gris.

Après regroupement des données, nous employons la même procédure de sommation pour les fonctions récepteur Ps et les précurseurs de SS.

Procédure de sommation

Le processus de déconvolution (**annexe C**) permet d'aligner les fonctions récepteur sur le temps d'arrivées de l'onde P. La technique de cross-corrélation des sismogrammes avec une forme d'onde SS synthétique (Chambers *et al.*, 2005) permet d'aligner les composantes transverses sur la phase SS. Avant sommation, les données sont donc alignées sur les temps d'arrivées observés pour les phases de référence P et SS. Avant de sommer les données de précurseurs de SS, nous les pondérons par la valeur du rapport signal sur bruit obtenu pour chaque enregistrement. Ceci nous permet d'attribuer un poids plus important aux données de bonne qualité.

Nous utilisons une approche de sommation en temps. Après alignement, nous appliquons aux signaux des décalages en temps ΔT (dits aussi "move-out") linéairement dépendants de la distance épacentrale. Ces décalages servent à corriger des différences de temps de propagation dues à des différences d'angles d'incidence aux discontinuités sous les stations sismologiques (pour les phases Pds) ou sous les points de rebonds (pour les phases SdS). Les formes d'ondes des phases converties/réfléchies observées sur les sismogrammes sont déplacées à un temps de référence correspondant au temps d'arrivée de la phase convertie/réfléchie à la même profondeur mais à une distance épacentrale de référence choisie Δ_r . Pour les conver-

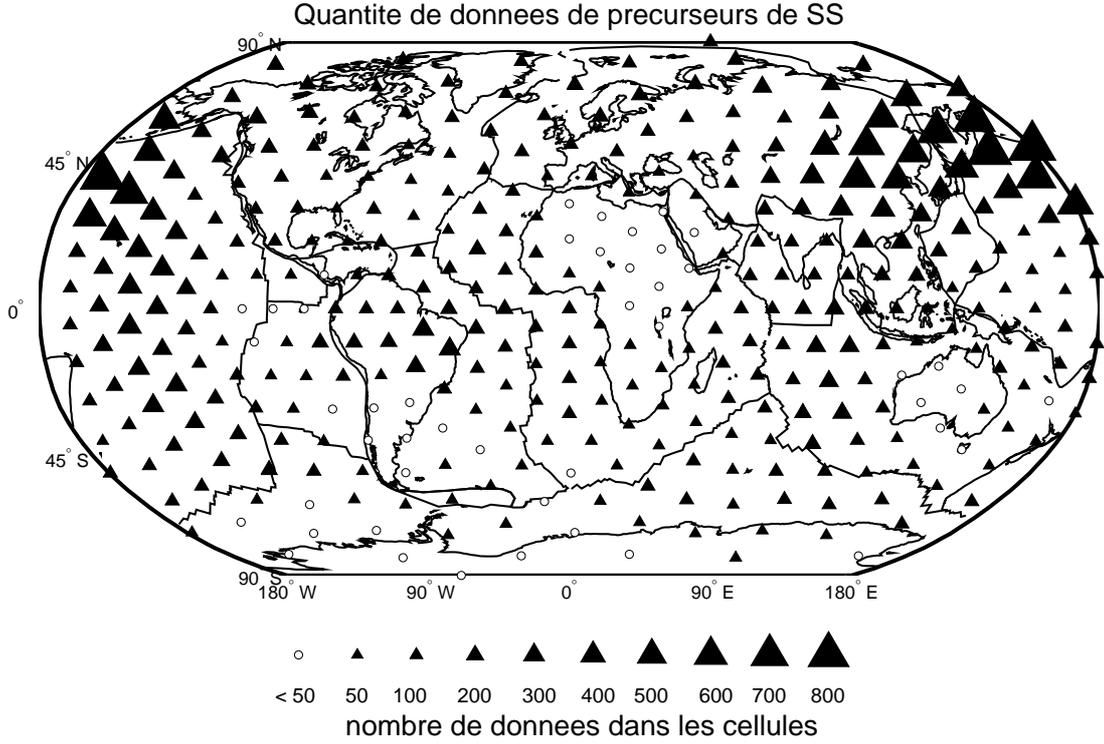


FIG. 1.19: Nombre de composantes transverses regroupées dans chacune des 362 cellules du maillage.

sions d'ondes, enregistrées entre 40 et 95° , nous prenons une distance de référence $\Delta_r = 65^\circ$. Pour les précurseurs de SS , enregistrés entre 110 et 170° , la distance de référence choisie est $\Delta_r = 130^\circ$. Si les signaux sont enregistrés aux distances épacentrales de référence, aucun décalage ne leur est appliqué. Les corrections "move-out" suivent la relation :

$$\Delta T = \delta p \cdot (\Delta - \Delta_r) \quad (1.4)$$

Le paramètre δp contrôle l'amplitude des décalages en temps. Il a la dimension d'une lenteur et correspond à la lenteur horizontale différentielle des phases converties/réfléchies par rapport à leur phase de référence. Les valeurs de δp peuvent être théoriquement calculées dans un modèle de référence, pour des phases converties/réfléchies aux discontinuités de la zone de transition et pour les distances épacentrales de référence choisies. Nous les donnons pour le modèle IASP91 dans le tableau 1.2. Les valeurs de δp observées peuvent souvent présenter

conversions PS (65°)		précurseurs de SS (130°)	
$p(P)$	$6.514 \text{ s}/^\circ$	$p(SS)$	$12.303 \text{ s}/^\circ$
$\delta p(P - P410s)$	$0.08 \text{ s}/^\circ$	$\delta p(S410S - SS)$	$0.259 \text{ s}/^\circ$
$\delta p(P - P660s)$	$0.1550 \text{ s}/^\circ$	$\delta p(S660S - SS)$	$0.478 \text{ s}/^\circ$

TAB. 1.2: Paramètres de rais des phases sismiques utilisées dans notre étude.

des écarts aux valeurs théoriques calculées dans le modèle de référence. C'est pourquoi nous appliquons en pratique des corrections ΔT en testant différentes valeurs de δp . Pour les ondes converties, les valeurs de δp testées sont comprises entre -0.35 et 0.35 $s/^\circ$. Pour les phases précurseurs de SS , les valeurs de δp testées sont comprises entre -0.2 et 1 $s/^\circ$.

Pour chaque valeur δp testée, l'ensemble des données réunies dans le domaine (t, Δ) est sommé pour construire une trace sismique unique qui est fonction du temps (figure 1.20). L'alignement de chacune des traces sommes dans le domaine $(t, \delta p)$ constitue un diagramme appelé "slant-stack". Dans ce diagramme, les extrema d'amplitudes sont associés aux différentes phases sismiques arrivant après la P (respectivement avant la SS) et dont l'énergie se répartit sur la composante SV (respectivement sur la composante transverse). Le paramètre δp associé correspond ainsi à la lenteur des phases observées par rapport à la lenteur de la phase de référence P ou SS .

Nous donnons deux exemples de diagrammes "slant-stack" pour les fonctions récepteur aux stations sismologiques TAM (Tamanrasset en Algérie) et PPT (Papeete à Tahiti) sur la figure 4 de la partie 2.2. Sur la figure 1.20, nous illustrons la construction du diagramme "slant-stack" à partir de 82 fonctions récepteur calculées à la station UNM. Les figures 1.20a, 1.20b et 1.20c représentent les signaux décalés avec des paramètres δp de 0.35 $s/^\circ$, 0 $s/^\circ$ et -0.35 $s/^\circ$. En ordonnée, les distances épacentrales sont des distances épacentrales relatives $(\Delta - \Delta_r)$. La figure 1.20d représente le diagramme "slant-stack" correspondant. Les phases sismiques multiples du Moho dominent les 30 premières secondes de signal. Nous donnons les valeurs $(T, \delta p)$ théoriques associées à ces phases dans le tableau 1.3. Les conversions aux discontinuités de la zone de transition apparaissent autour de 47 et 70 s avec des maxima d'amplitude de sommation pour des valeurs de δp comprises entre 0 et 0.1 $s/^\circ$.

Phase	T (s)	δp ($s/^\circ$)
Pms	4.36	0.004
$PP_{\vee}ms$	15.11	-0.014
$PS_{\vee}ms$	19.48	-0.01

TAB. 1.3: Temps d'arrivées et paramètres de rais différentiels pour la conversion au Moho et ses multiples.

Sous réserve d'avoir une distribution homogène des données en distance épacentrale, ce type de diagramme possède plusieurs avantages :

- Il permet de juger de la qualité des données. Le bruit incohérent est généralement marqué par des maxima/minima d'amplitudes disposés aléatoirement sur l'ensemble du diagramme "slant-stack".
- Il permet de détecter la présence d'autres phases sismiques pouvant interférer avec le signal des phases qui nous intéressent. Les multiples du Moho sont par exemple facilement identifiables sur les diagrammes "slant-stack" du fait de leur lenteur différentielle δp négative.

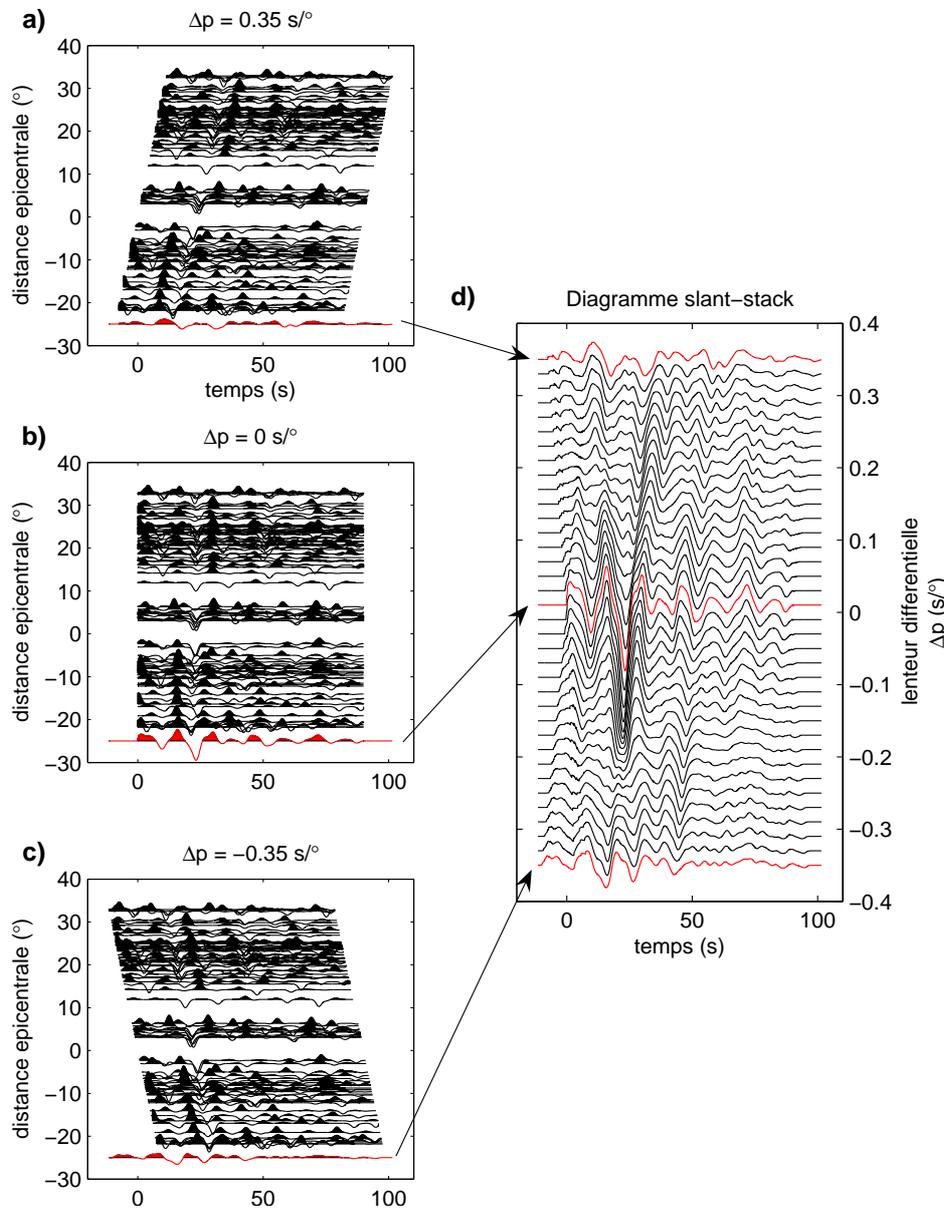


FIG. 1.20: Construction du diagramme "slant-stack" pour les données de fonctions récepteur à la station UNM (Mexico). (a) Corrections move-out avec une lenteur différentielle négative, $\Delta p = -3.5 \text{ s/}^\circ$. (b) Corrections nulles avec $\Delta p = 0 \text{ s/}^\circ$. (c) Corrections move-out avec une lenteur différentielle positive, $\Delta p = 3.5 \text{ s/}^\circ$. Les traces sommes sont indiquées en rouge. (d) Diagramme "slant-stack" obtenu par l'alignement des traces sommes dans le domaine temps-lenteur. Les trois traces sommes obtenues avec les corrections (a), (b) et (c) sont représentées en rouge dans le diagramme.

Les diagrammes “slant-stack” des figures 4 (partie 2.2) et 1.20 sont associés à des données de bonne qualité. Mais il peut parfois être difficile de localiser sans ambiguïté les maxima d’amplitudes de sommation correspondants aux phases converties/réfléchies. Ce cas apparaît généralement lorsque la qualité et/ou la quantité des données est insuffisante. Afin de mesurer les temps d’arrivées des ondes converties/réfléchies aux discontinuités du manteau, nous utilisons l’approche de Chevrot *et al.* (1999). Plutôt que de “pointer” les maxima d’amplitudes observés directement sur les diagrammes “slant-stack”, nous mesurons les temps d’arrivées sur une courbe $T = f(\delta p)$ calculée préalablement dans un modèle de référence.

Mesure des temps d’arrivées

Des tracés de rais (**annexe A**) permettent d’estimer le temps d’arrivée T et le paramètre de rai p des phases convertie/réfléchi à une profondeur quelconque d pour une distance épacentrale de référence Δ_r donnée. A partir d’un modèle de référence, il est donc possible de calculer la relation $T = f(\delta p)$. Si le modèle est proche de la réalité, les maxima d’amplitudes observés sur les diagrammes “slant-stack” suivent la relation théorique calculée $T = f(\delta p)$. Nous représentons par exemple en trait noir cette relation calculée dans IASP91 pour les conversions Pds sur les deux diagrammes “slant-stack” de la figure 4 (partie 2.2). Pour les conversions Pds comme pour les précurseurs de SS et à partir des valeurs théoriques de couples T et δp calculées dans IASP91, nous extrayons une trace sismique somme à chaque station sismologique (Pds) et dans chacune des 362 cellules de la figure 1.18 (SdS). Le lecteur pourra trouver sur la figure 5 de la partie 2.2 la série de fonctions récepteur sommes obtenues aux 167 stations de notre étude de Pds . Pour les précurseurs de SS , les composantes transverses sommées dans chacune des 362 cellules sont représentées sur la figure 1.21.

Le caractère impulsionnel des fonctions récepteur P_s (voir **annexe C**) permet une mesure directe du temps d’arrivée sur les maxima d’amplitude des traces sommes. En revanche, les formes d’ondes SS ont un caractère non impulsionnel ce qui plus rend difficile la mesure directe des temps d’arrivées des précurseurs de SS . Nous utilisons une approche similaire à celle de Chambers *et al.* (2005) pour mesurer les temps de propagation des phases SdS . Nous procédons à la déconvolution itérative (Ligorria et Ammon, 1999) des données de précurseurs de SS . L’ondelette source est le signal sur une fenêtre de 100 s centrée sur le maximum d’amplitude de la forme d’onde SS . La composante transverse somme est déconvoluée par cette ondelette source. Le résultat de la déconvolution est une série d’impulsions sur laquelle apparaissent les réflexions à la surface libre (phase SS) et aux discontinuités de la zone de transition ($S410S$ et $S660S$). 20 itérations suffisent pour expliquer la majorité du signal sur les sismogrammes. Ceci est dû en particulier au fait que le rapport signal sur bruit a été préalablement amplifié par la sommation pré-déconvolution des enregistrements. Nous représentons sur la figure 1.22 le résultat de la déconvolution pour les traces de la figure 1.21. La simplification des formes d’ondes associées aux phases SS , $S410S$ et $S660S$ permet ainsi une mesure directe de leur temps d’arrivées.

Nos mesures de temps d’arrivées pour les phases converties aux discontinuités à 410 et 660-km de profondeurs sont données dans la table 1 de la partie 2.2. Nos mesures pour les phases précurseurs de SS sont données dans la table E.1 (**annexe E**).

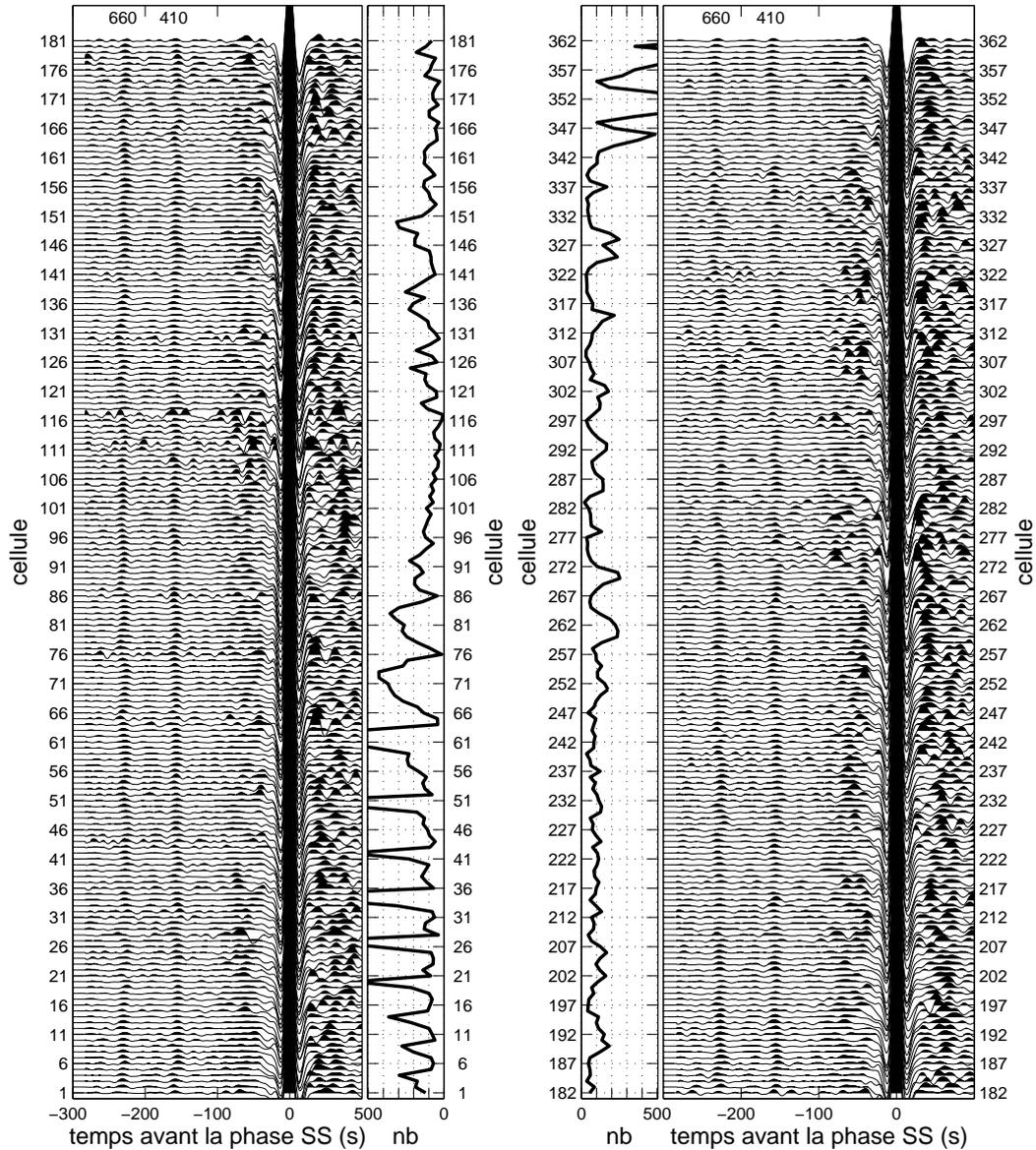


FIG. 1.21: Composantes transverses sommes construites à partir des diagrammes “slant-stack” (voir la partie 1.2.3) et représentées pour chacune des 362 cellules couvrant la surface de la Terre (voir la partie 1.2.3). Les numéros sur l’axe des ordonnées font référence aux numéros des cellules sur la carte 1.18. Nous représentons également à droite des traces sismiques la quantité de données sommées dans chaque cellule. Les phases précurseurs de SS sont clairement visibles environ 160 (“410”) et 230 s (“660”) avant l’arrivée de la phase SS.

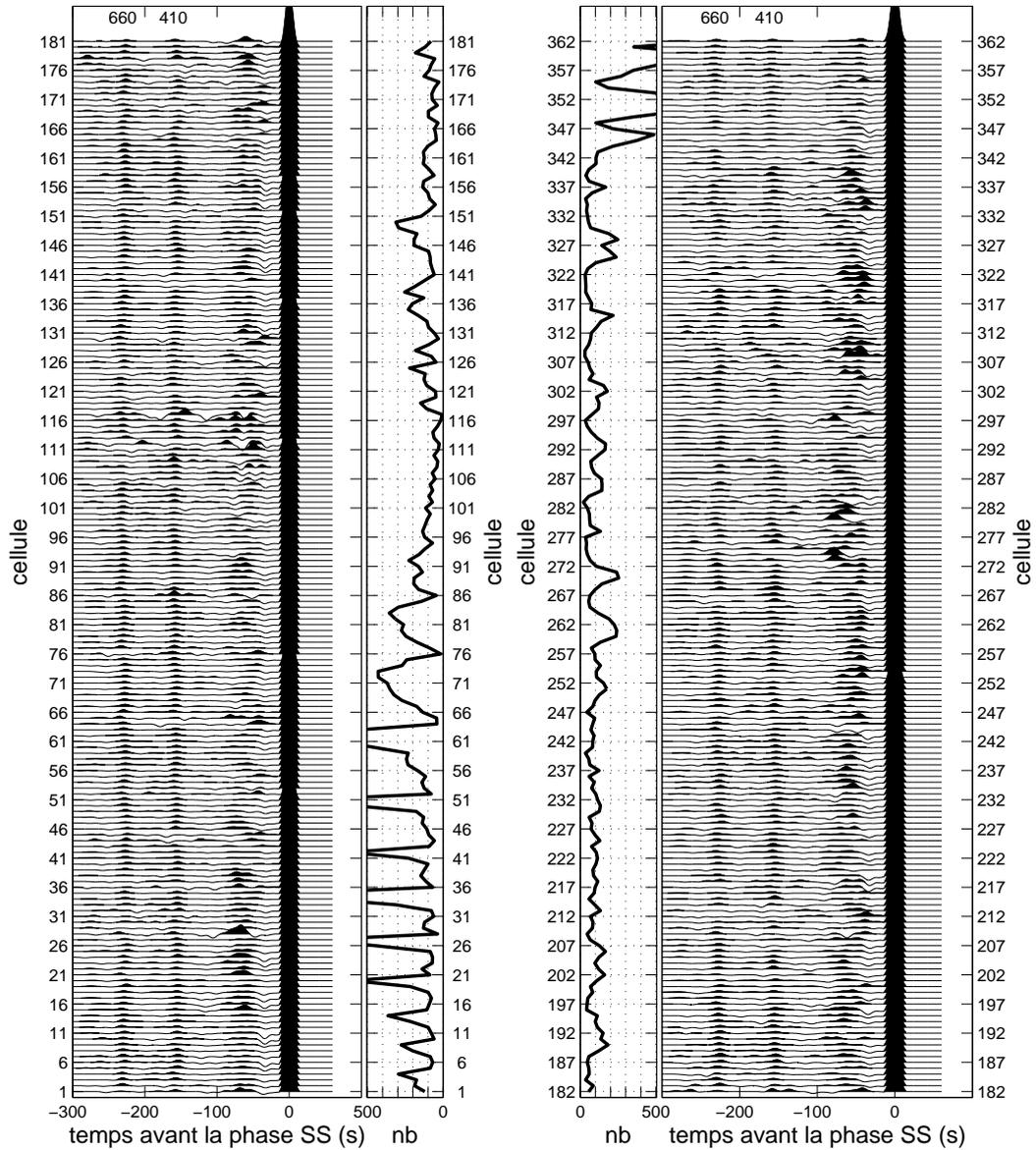


FIG. 1.22: Résultat de la déconvolution des composantes transverses sommes construites pour l'étude des phases précurseurs de SS. Les numéros sur l'axe des ordonnées font référence aux numéros des cellules sur la carte 1.18. La quantité de données sommées dans chaque cellule est représentée sur la droite.

L'approche par sommation est basée sur l'approximation d'une stratification plane sous le récepteur (ou le point de rebond). Cependant, la structure réelle du manteau est sans doute plus complexe et peut par exemple présenter des variations latérales de courtes longueurs d'ondes. Il est possible de prendre en compte une partie de ces écarts à une structure tabulaire dans les erreurs de mesure. Il s'agit également d'estimer dans nos mesures la contribution du bruit sismique aléatoire sur les enregistrements.

Estimation des erreurs de mesure

Nous appliquons une approche de ré-échantillonnage dit "bootstrap" qui évoque l'action de "se hisser en tirant sur ses tirants de bottes". L'approche est décrite et appliquée à différents problèmes statistiques par Efron and Tibshirani (1991). Il s'agit de faire de l'inférence statistique sur de nouveaux échantillons tirés à partir d'un échantillon initial.

L'échantillon initial est le jeu de données de fonctions récepteur ou bien de composantes transverses. Il est supposé échantillonner une population plus large et inconnue de signaux associés à la structure de la Terre. Nous voulons récupérer les informations (temps d'arrivée, amplitudes de conversion/réflexion) que nous obtiendrions en sommant l'ensemble des données de cette population inconnue. Nous procédons pour cela à une estimation statistique de ces informations par la sommation de sous-populations, de même taille que l'échantillon initial, et prises aléatoirement dans celui-ci. En pratique, ces sous-populations (les "échantillons bootstrap") sont construites de la manière suivante : on exclut $\frac{1}{\text{expT}} = 37\%$ (Press *et al.*, 1992) des données du jeu initial. On les remplace par des données prises aléatoirement dans les 63% restant en autorisant plusieurs sélections d'une même donnée.

Pour procéder à des estimations statistiques, une vingtaine de ré-échantillonnages "bootstrap" suffisent. Ce sont ensuite des questions de temps de calcul lors de l'application de la procédure de sommation aux échantillons "bootstrap" qui déterminent le choix du nombre de ré-échantillonnages. Les données de conversions d'ondes sont échantillonnées à 20 points tous les 1 seconde tandis que les données de précurseurs de SS sont échantillonnées à 1 point par seconde. La sommation des données à partir des diagrammes "slant-stack" est donc plus couteuse en temps de calcul pour les données de Pds . Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser seulement 20 "ré-échantillonnages bootstrap" pour les fonctions récepteur. Pour les données de précurseurs de SS , nous en prenons un nombre plus important fixé à 50. Chacun des échantillons "bootstrap" est donc sommé à partir des diagrammes "slant-stack". Nous obtenons donc 20 et 50 signaux sommes pour les ondes converties et les précurseurs de SS respectivement. Pour chaque temps de ces signaux sommes, nous disposons d'une distribution de 20 (Pds) ou 50 (SdS) amplitudes de sommation. Il est donc possible d'estimer une amplitude de sommation moyenne et un écart-type sur les amplitudes. Nous considérons que nos observations de phases sismiques sont robustes lorsque les amplitudes observées sur la trace somme moyenne sont deux fois supérieures à l'écart type (seuil de confiance à 95%).

Nous mesurons ensuite les temps d'arrivées des phases converties/réfléchies sur les traces sommes de chaque échantillon "bootstrap". La mesure est directe dans le cas des fonctions récepteur. Nous utilisons la déconvolution itérative (Ligorria et Ammon, 1999) dans le

cas des précurseurs de SS (voir dans la partie précédente “Mesure des temps d’arrivées”). Au final, on obtient 20 mesures différentes pour les temps d’arrivées des ondes converties et 50 mesures différentes pour les temps d’arrivées des précurseurs de SS . A partir de ces distributions de temps d’arrivées, nous estimons des temps d’arrivée moyens et des écart-types sur les temps de propagation. Cet écart type fournit une “erreur standard” sur les observations de temps de propagations.

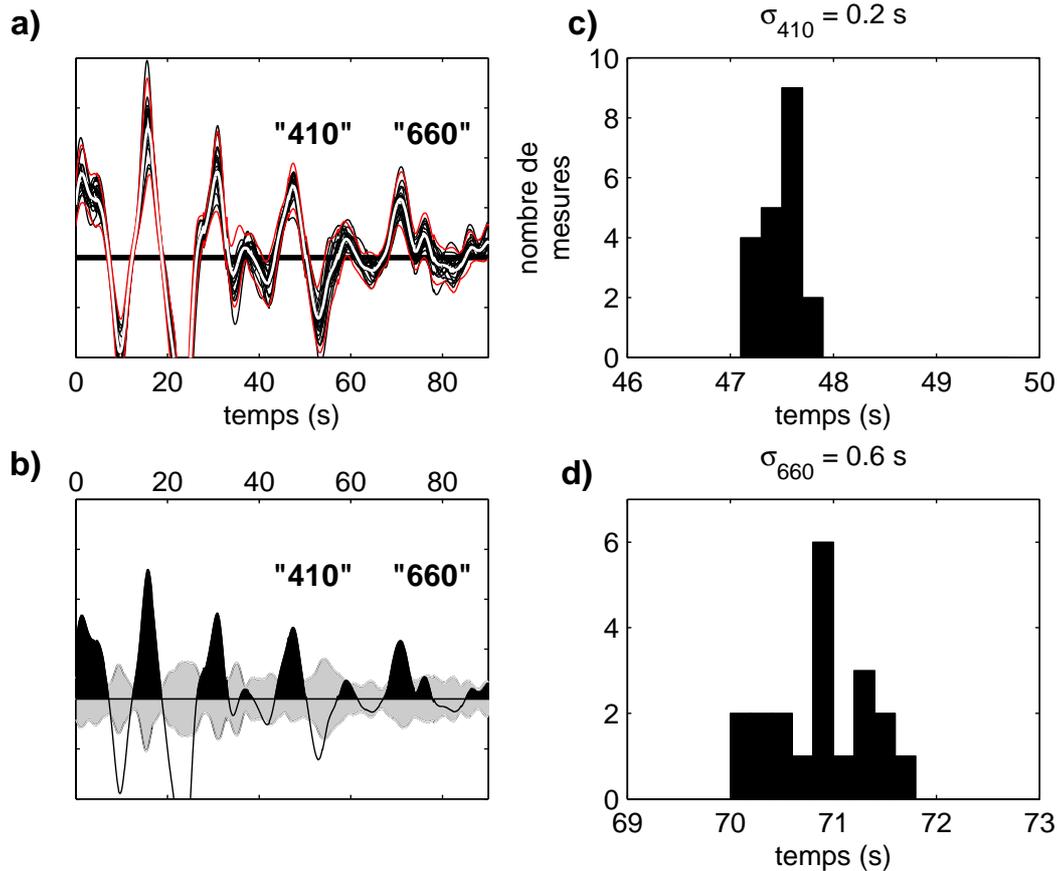


FIG. 1.23: Somme des fonctions récepteur à la station UNM et calcul des erreurs par ré-échantillonnage “bootstrap”. (a) Fonctions récepteur sommes pour les échantillons “bootstrap” (trait noir) et fonction récepteur moyenne (trait blanc). L’intervalle de confiance à 95% pour les amplitudes est délimité par les lignes continues rouges. (b) Autre mode de représentation de la fonction récepteur moyenne. Le fond gris diffus est le niveau de bruit obtenu à partir de l’intervalle de confiance à 95% pour les amplitudes. (c) Distribution des temps d’arrivées des conversions à la discontinuité à 410-km obtenue à partir des échantillons “bootstrap”. (d) Idem que (c) mais pour les conversions à la discontinuité à 660 km de profondeur.

Nous donnons ici un exemple d’application de la procédure de ré-échantillonnage “bootstrap” aux 82 fonctions récepteur de la station UNM. La figure 1.23a superpose en traits noirs les 20 traces sommes obtenues en sommant les données des 20 “échantillons bootstrap”.

En trait blanc épais apparaît la trace somme moyenne. 95% des traces sommes individuelles se répartissent dans un intervalle de deux écart-types autour de la trace somme moyenne. Ces deux écarts-types sont reportés relativement à la valeur zéro en gris clair sur la figure 1.23b. Ils délimitent un intervalle fonction du temps qui correspond au niveau de bruit sur la trace somme. Nous considérons les amplitudes sortant de ce niveau de bruit comme robustes. Les arrivées associées aux phases $P410s$ et $P660s$ vers 47 et 71 s sont bien détectées au dessus du niveau de bruit.

Notre mesure des temps d'arrivées est directement effectuée sur la trace somme moyenne. La mesure de "l'erreur standard" est effectuée sur la distribution des traces sommes de la figure 1.23a. Les figures 1.23c et 1.23d présentent les histogrammes des mesures de temps d'arrivée pour les phases $P410s$ et $P660s$ à la station UNM. Les erreurs standards sur ces mesures sont respectivement de 0.2 et 0.6 s. Si la structure de la zone de transition sous la station sismologique était parfaitement tabulaire, la distribution de temps d'arrivées observée serait dans un cas idéal, sans présence de bruit, une fonction de Dirac. La présence de bruit de faible amplitude, de distribution normale, induirait plutôt l'observation d'une distribution gaussienne de temps d'arrivées. Dans certains cas, comme ceux présentés sur les figures 1.23c et 1.23d, les distributions présentent des disymétries. L'observation de disymétries peut être interprétée en terme de structure. Par exemple, un saut de la profondeur de la discontinuité sismique induirait l'observation d'une distribution bi-modale de temps d'arrivées. Schmerr et Garnero (2007) utilisent par exemple ce type d'observations pour étudier la structure fine des discontinuités à 410 et 660-km sous l'Amérique du Sud à partir des précurseurs de SS . Nous n'avons pas procédé à une étude systématique des histogrammes obtenus par ré-échantillonnage "bootstrap". Nous estimons seulement les erreurs afin d'obtenir une information sur le degré de confiance que l'on peut accorder à nos mesures.

Dans le cas des phases Pds (figure 1.24), les erreurs observées sont généralement inférieures à 0.5 s. Elles peuvent atteindre 1.5 s. Dans le cas des phases SdS (figure 1.25), les maxima de distribution sont généralement inférieurs à 2.5 s. Les erreurs peuvent atteindre 5 s.

Conversion temps-profondeur

L'estimation de la profondeur des discontinuités à partir des observations de temps d'arrivées d'ondes converties Ps et de précurseurs de SS est obtenue en plusieurs étapes. Les aspects techniques de chacune de ces étapes sont abordés en **annexe A**. Nous rappelons seulement ici les grandes lignes de la démarche.

1. Nous calculons les temps de propagation des phases sismiques qui nous intéressent dans des modèles à symétrie sphérique. En pratique, nous utilisons principalement le modèle IASP91 (Kennett et Engdahl, 1991). Nous utilisons également le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981) afin de comparer nos résultats avec ceux des études antérieures. Les temps de trajets observés sur les sismogrammes diffèrent de ceux calculés dans les modèles à symétrie sphérique IASP91 ou PREM. Ces différences de temps de propagation ont deux origines : les hétérogénéités de vitesses rencontrées le long du rai, et les écarts dans les profondeurs des interfaces de conversion/réflexion par rapport aux

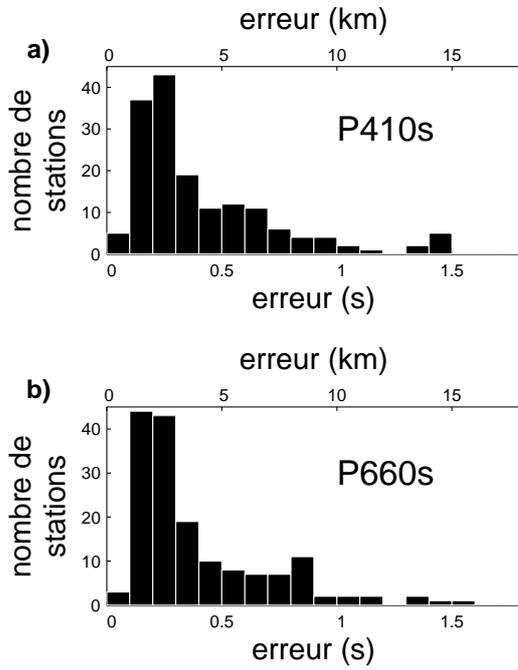


FIG. 1.24: Histogramme des erreurs estimées pour les observations d'ondes converties Ps aux 167 stations de notre étude. (a) Phases P410s et (b) phases P660s.

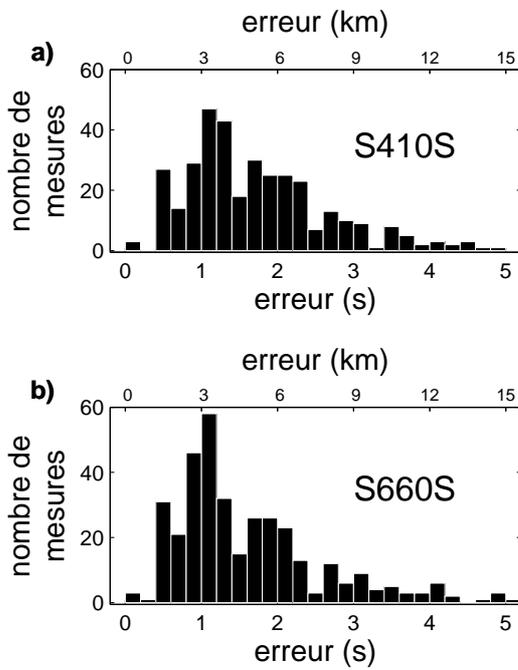


FIG. 1.25: Erreurs estimées pour les phases (a) S410S et (b) S660S dans les 362 cellules utilisées pour découper la surface de la Terre. La largeur des barres verticales est de 0.2 s. Sur l'axe horizontal supérieur, nous avons ajouté une échelle en kilomètres.

profondeurs dans le modèle de référence (voir équation A.4 dans l'**annexe A**). Nous retrouvons là le "trade-off" habituel entre vitesses et profondeurs des discontinuités.

2. Nous réduisons l'effet du modèle de vitesse en analysant les temps des trajets des phases converties/réfléchies relativement à une phase de référence. Pour les conversions d'ondes, cette phase de référence est l'onde P. Pour les précurseurs de *SS*, la phase de référence est la phase *SS*.
3. Lorsque nous nous intéressons à la profondeur absolue des discontinuités, nous appliquons des corrections de temps de propagation sur les temps observés. Ces corrections sont calculées dans des modèles tomographiques en trois dimensions de la vitesse des ondes S (Ritsema *et al.*, 1999; Debayle *et al.*, 2005). Les temps de propagation des ondes converties dépendent aussi de la distribution radiale de la vitesse des ondes P. Nous construisons cette distribution en appliquant un facteur d'échelle aux perturbations de vitesses d'ondes S relativement au modèle de référence.
4. Après application de ces corrections nous convertissons directement les temps de propagation observés en profondeurs des discontinuités en utilisant une relation temps-profondeur calculée pour le modèle de référence.

La relation entre les profondeurs de conversion/réflexions et les temps de propagations n'est pas linéaire sur l'ensemble du manteau (**annexe A**). Cependant, à une profondeur donnée, une petite perturbation de la profondeur des discontinuités induit une perturbation quasi-linéaire du temps de propagation. Nous montrons dans l'**annexe A** de ce manuscrit que la sensibilité des temps d'arrivées des précurseurs de *SS* aux perturbations de la profondeur des discontinuités est plus importante que celle des conversions Ps :

- dans le cas des ondes converties, une perturbation de la profondeur des discontinuités de 10 km se traduit par une perturbation des temps d'arrivées de l'ordre de 1 s (équation A.12).
- Pour les précurseurs de *SS*, une perturbation de la profondeur de 3 km se traduit par une perturbation des temps d'arrivées de l'ordre de 1 s (équation A.13).

L'application de la règle énoncée ci-dessus aux erreurs estimées pour nos observations (partie 1.2.3) donne des distributions d'erreurs (figures 1.24 et 1.25) très similaires pour les ondes converties et les phases précurseurs de *SS*. Ces distributions se répartissent entre 0 et 15 km avec un maximum autour de 3 km.

2.1 Contexte

Le manteau représente en volume la plus grande enveloppe de la Terre. Il est séparé en trois régions principales : le manteau supérieur, la zone de transition et le manteau inférieur (Jeffreys, 1939; Bullen, 1950). Des variations brusques de la vitesse des ondes sismiques¹ ont été découvertes dans les années 60 à environ 410 et 660 km de profondeurs (Anderson et Toksoz, 1963; Kovach et Anderson, 1964; Johnson, 1967) et définissent les limites supérieures et inférieures de la zone de transition. D'autres discontinuités ont depuis été identifiées à différentes profondeurs dans le manteau. La plupart des discontinuités observées à l'échelle du globe proviendraient de ré-arrangements de la structure atomique des principaux minéraux du manteau sous l'effet de la température et de la pression². Les autres discontinuités sont généralement associées à des variations locales de chimie, à des changements de phases, ou à des modifications dans les mécanismes de déformation des roches du manteau (Karato, 1992).

2.1.1 Composition chimique du manteau

La composition moyenne du manteau n'est pas parfaitement connue. Un modèle pétrologique proposé à l'origine par Ringwood (1962) et couramment utilisé pour décrire la composition du manteau est appelé la pyrolite. Un modèle alternatif à la pyrolite est la piclogite, proposée par Bass et Anderson (1984) afin de mieux ajuster les observations de vitesses sismiques dans le manteau. La principale différence entre ces deux modèles est la proportion d'olivine, un des minéraux les plus abondant dans le manteau, par rapport aux autres principaux minéraux que sont les pyroxènes et les grenats (voir l'**encart 2.1** pour les formules

¹Appellées discontinuités sismiques.

²Ces ré-arrangements de la structure atomique des minéraux sont appelés transitions ou changements de phase.

chimiques). La pyrolite contient plus de 60% d'olivine et environ 10% d'orthopyroxène, de clinopyroxène et de grenat respectivement. La piclogite contient 40% d'olivine et des proportions équivalentes de pyroxène et de grenats (30%).

Encart 2.1

CHIMIE DU MANTEAU

Les principaux éléments chimiques entrant dans la composition des modèles pyrolitiques et piclogitiques sont *O*, *Si*, *Mg*, *Fe*, *Ca* et *Al*. Ces éléments se combinent pour former des oxydes SiO_2 , MgO , FeO , CaO et Al_2O_3 puis des minéraux dont les formules chimiques sont données dans la table 2.1E ci-dessous. Les éléments chimiques et les oxydes sont contenus en proportions variables dans le manteau. Ils peuvent se substituer les uns aux autres et donner des solutions solides de compositions chimiques différentes.

Minéraux	Formules chimiques
Olivine	$(Mg, Fe)_2SiO_4$
Magnesiowüstite	$(Mg, Fe)O$
Pérovskite	$(Mg, Fe)SiO_3$, Al_2O_3
Orthopyroxène	$(Mg, Fe)SiO_3$
Clinopyroxène	$Ca(Mg, Fe)Si_2O_6$, $CaAl_2O_6$, $(Mg, Fe)_2SiO_6$
Grenat	$(Mg, Fe, Ca)_3Al_2Si_3O_{12}$, $(Mg, Fe)_4Si_4O_{12}$

TAB. 2.1E - Formules chimiques des principaux minéraux du manteau entrant dans la composition des modèles pyrolite (Ringwood, 1962) et piclogite (Bass et Anderson, 1984).

Les incertitudes ne concernent pas uniquement la composition moyenne du manteau mais également le degré d'hétérogénéité chimique contenu dans celui-ci. Le cycle de formation de la lithosphère océanique aux dorsales et son enfouissement dans les zones de subduction apportent l'essentiel de ces hétérogénéités. La croûte océanique est en effet constituée de magmas (les MORB³) extraits du manteau lors de sa fusion partielle aux rides océaniques. Le résidu de cette fusion partielle donne une roche appelée harzburgite qui devient un composant du manteau lithosphérique sous les océans. Les MORB sont très appauvris en olivine et riches en grenat et pyroxènes tandis que la harzburgite est très riche en olivine et contient une faible proportion de grenat et de pyroxènes. Des éléments volatiles (principalement H_2O et CO_2) sont également introduits lors de ce cycle sous forme de traces dans le manteau.

Le bilan de chaleur de la Terre et les concentrations en isotopes des magmas issus des MORB et des OIB⁴ suggèrent que plusieurs réservoirs chimiques distincts sont contenus dans différentes régions du manteau. L'origine de ce type de réservoirs et la manière dont ils ont été préservés⁵ au cours de l'histoire de la Terre sont encore mal compris. De plus,

³“Mid Ocean Ridge Basalt”.

⁴Les “Oceanic Island Basalt” sont des basaltes provenant d'îles océaniques qui ne sont pas associées à des zones de subduction.

⁵La fusion partielle du manteau aux rides océaniques produit de la différenciation chimique. Le produit de la différenciation est ensuite recyclé : réintroduit dans le manteau par l'intermédiaire des subductions, il est

les preuves géophysiques de l'existence de ce type de réservoirs dans le manteau n'ont pas encore été apportées. Le lecteur trouvera un récapitulatif des "grands" modèles géochimiques du manteau dans les articles de Hofmann (1997) et Tackley (2000).

Certaines des discontinuités majeures du manteau ont été considérées non pas comme des transitions de phases dues aux conditions de pression et température mais plutôt comme des limites séparant des couches de compositions chimiques différentes. Les modèles dans les années 70 ont notamment suggéré que la discontinuité située à la base de la zone de transition pourrait constituer une limite entre un réservoir primitif dans le manteau inférieur et un manteau supérieur recyclé (cf. Hofmann, 1997). Ce type de modèle suppose un manteau stratifié avec des mécanismes convectifs confinés dans des régions séparées. Les observations sismologiques obtenues au cours de la dernière décennie à partir des tomographies télésismiques ont cependant donné des indices en désaccord avec ce type de modèle.

2.1.2 Tomographie et géodynamique

Un résultat majeur obtenu par la sismologie durant ces dix dernières années a été l'observation d'anomalies de vitesses sismiques rapides qui semblent traverser la zone de transition et pénétrer dans le manteau inférieur. Ces anomalies ont été interprétées comme la signature de plaques lithosphériques froides subductées (*e.g.* Fukao *et al.*, 2001). Dans les modèles tomographiques, les plaques apparaissent sous certaines régions défléchies et stagnantes dans la zone de transition (*e.g.* van der Hilst *et al.*, 1997; Fukao *et al.*, 2001). Elles semblent également parfois "couler" en "avalanches" dans le manteau inférieur. Ces observations sont en accord avec les simulations géodynamiques (*e.g.* Christensen, 1997; Ricard *et al.*, 2005) qui montrent que les plaques subductées, froides et denses, ont un rôle actif dans la circulation à grande échelle de matière dans le manteau.

Il a été suggéré que le volcanisme éloigné des limites de plaques ou des fossés d'effondrement en surface⁶ pourrait être généré par des remontées de matière chaude sous forme de panaches mantelliques étroits. La source de ces panaches pourrait se trouver à la limite noyau-manteau (Morgan, 1971) ou dans des dômes thermochimiques piégés à la base de la zone de transition (Davaille, 1999). Une origine lithosphérique, donc plus superficielle, a également été proposée pour expliquer ce volcanisme (Anderson, 2000; Clouard et Bonneville, 2001). Courtillot *et al.* (2003) suggèrent que ces trois types de remontées de matières pourraient co-exister et expliquer la plus grande partie des zones de points chauds à la surface de la Terre. Certains modèles tomographiques montrent la présence d'anomalies de vitesses lentes s'enracinant profondément dans le manteau inférieur sous certains points chauds (*e.g.* Zhao, 2001; Ritsema et Allen, 2003; Thorne *et al.*, 2004; Montelli *et al.*, 2004; Montelli *et al.*, 2006).

Les images tomographiques suggèrent donc que la circulation verticale de matière se produit à l'échelle du manteau entier. Plusieurs problèmes accompagnent cependant l'interprétation de ces images. La forme des anomalies de vitesses sismiques observées varie souvent d'un modèle à un autre, en particulier dans la zone de transition⁷. La continuité de ces "structures"

mélangé par les courants de convection du manteau.

⁶Ce volcanisme est dit de points chauds.

⁷Les données sismologiques utilisées dans les inversions tomographiques à l'échelle de la Terre manquent de

dépend très souvent du choix non objectif d'une échelle de couleur pour la représentation des anomalies de vitesses (Ricard *et al.*, 2005). Wen et Anderson (1997) montrent que la connexion des anomalies du manteau supérieur avec celles du manteau inférieur n'est pas claire dans la zone de transition. Il existe également un "trade-off" entre composition chimique et température. Les anomalies de vitesses obtenues pour un seul type d'ondes sismiques (P ou S) ne sont pas suffisantes pour interpréter les cartes en terme d'anomalies de température (*e.g.* Deschamps et Trampert, 2003; Trampert *et al.*, 2004).

2.1.3 Transitions de phases de l'olivine

La zone de transition, délimitée par les deux discontinuités sismiques majeures à environ 410 et 660 km de profondeurs⁸, joue un rôle important pour notre compréhension de la dynamique du manteau. Les changements de phases solides de l'olivine serait à l'origine des variations de vitesses dans cette région (Anderson, 1967). Les études de physique des minéraux à haute pression indiquent que la transition de phase de l'olivine α en wadsleyite (β -spinelles) et la dissociation de la ringwoodite (γ -spinelles) en pérovskite et magnésio-wüstite devraient se produire à des pressions voisines de 14 et 23 *GPa* respectivement, correspondant aux profondeurs approximatives des discontinuités observées vers 410 et 660 km (figure 2.1). Les pentes de Clapeyron⁹ des changements de phase de l'olivine sont obtenues en laboratoire à partir d'expériences de physique des minéraux à haute pression. Les résultats varient suivant les auteurs (table 2.1) car ils dépendent des équations d'état thermodynamique, des incertitudes sur les paramètres thermodynamiques utilisés et de la précision obtenue sur les mesures expérimentales. Ces résultats s'accordent pour dire que les pentes de Clapeyron sont opposées, positive pour la transition olivine-wadsleyite et négative pour la dissociation de la ringwoodite (table 2.1). Les études successives ont donné des résultats différents pour la pente de la dissociation de la γ -spinelles en pérovskite. Les mesures les plus récentes suggèrent une pente plus faible que précédemment observée et plus faible que celle de la transition de l'olivine α en β -spinelles (*e.g.* Litasov *et al.*, 2005).

Les sismologues utilisent les valeurs des pentes de Clapeyron minéralogiques de l'olivine pour interpréter la topographie des discontinuités en terme d'anomalies de température. Les pentes de Clapeyron minéralogiques sont converties en pentes de Clapeyron "sismologiques"¹⁰ reliant une perturbation de la profondeur des discontinuités à une perturbation de la

sensibilité à la structure de la zone de transition car elles sont limitées par la distribution géographique des épicentres et des stations sismologiques à la surface de la Terre (ondes de volume) ou bien difficiles à extraire des sismogrammes (modes harmoniques des ondes de surface).

⁸Ces discontinuités seront référées par "410" et "660" dans la suite de ce manuscrit.

⁹La pente de Clausius-Clapeyron est la courbe de pression-température séparant les produits et réactifs d'une réaction à composition fixée. Elle s'écrit $\gamma = \frac{dP}{dT} = \frac{L}{T\Delta V}$ où P est la pression, T la température, L est la chaleur latente et ΔV est le changement de volume de la transition de phase. En réalité pour des changements de phases solides comme c'est le cas dans la Terre, il n'y a pas une seule limite entre produits et réactifs mais deux, délimitant un domaine de co-existence des produits et réactifs.

¹⁰Si $\gamma = \frac{dP}{dT}$ est la pente de Clapeyron minéralogique, nous pouvons définir la pente de Clapeyron sismologique par $\gamma_{sis} = \frac{1}{dP/dz} \cdot \gamma$. Helffrich et Bina (1994) montrent qu'en réalité le signal sismologique généré par le domaine de co-existence des produits et réactifs dans la réaction de changement de phase dépend de plusieurs autres paramètres qui sont : la forme du domaine (P, T) de co-existence des phases minéralogiques, la fréquence et l'angle d'incidence des ondes sismiques et le type de phase sismique (réflexion ou conversion).

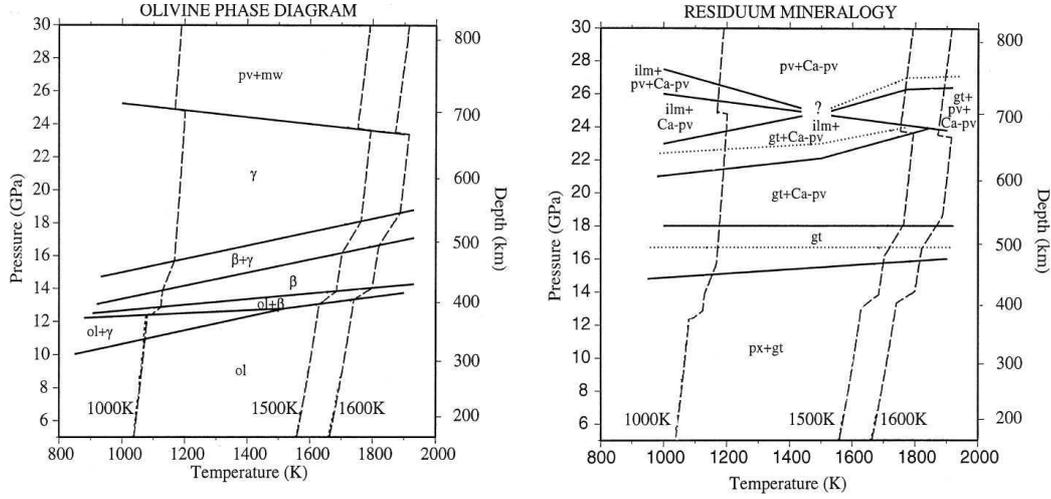


FIG. 2.1: Diagrammes pression-température pour les changements de phase de l'olivine (à gauche) et les composants “non olivine” du manteau (à droite), d'après Ita et Takahashi (1992) et Vacher et al. (1998). Les lignes solides représentent les transitions de phases pour une composition pyrolitique de manteau. Les courbes de pression-température adiabatiques pour la pyrolite et des températures initiales de 1000°, 1500° et 1600° K sont représentées en trait tireté. Abréviations : ol=olivine, β =wadsleyite, γ =ringwoodite, pv=pérovskite, mw=magnésioiwüstite, il=ilmenite, px=pyroxène, gt=grenat, Ca-pv=Ca-pérovskite.

Transition	γ (MPa/K)	références	γ_{sis} (km / 100°K)
olivine α \rightarrow wadsleyite (β -spinelle)	3.5	Suito (1977)	10
	3.0	Akaogi <i>et al.</i> (1984)	8
	2.5	Katsura et Ito (1989)	7
	1.5	Akaogi <i>et al.</i> (1989)	4
	2.8	Chopelas (1991)	8
	3.0	Bina et Helffrich (1994)	8
ringwoodite (γ -spinelle) \rightarrow pérovskite+mw	-2.0	Ito et Yamada (1982)	-5
	-2.8	Ito et Takahashi (1989)	-7
	-4	Ito <i>et al.</i> (1990)	-10
	-2.6	Akaogi et Ito (1993)	-6
	-2.0	Bina et Helffrich (1994)	-5
	-2.5	Chopelas <i>et al.</i> (1994)	-5
	-1.3	Fei <i>et al.</i> (2003)	-3
-2 à -0.4	Katsura <i>et al.</i> (2003)	-5 à -3	
-0.8 à -0.2	Litasov <i>et al.</i> (2005)	-2 à -0.5	

TAB. 2.1: Compilation des valeurs publiées pour la pente de Clapeyron γ des transitions de phase de l'olivine. mw : magnésioiwüstite. Nous donnons la pente de Clapeyron “sismologique” γ_{sis} en perturbation de la profondeur des discontinuités pour une perturbation de la température de 100° K.

température (table 2.1).

Sur ces bases pétrologiques et en supposant des variations latérales de températures dans la zone de transition, nous nous attendons à observer (figure 2.2) :

- à l'échelle de la Terre, une anti-corrélation de la profondeur des deux discontinuités.
- dans les régions les plus froides (e.g. les zones de subduction), une remontée de la "410", un approfondissement de la "660" donc un épaissement de la zone de transition.
- dans les régions les plus chaudes (e.g. à proximité de panaches mantelliques chauds), un approfondissement de la "410", une remontée de la "660" donc un amincissement de la zone de transition.
- probablement des amplitudes de variation de la topographie de la "410" plus importantes que celle de la "660" (table 2.1).

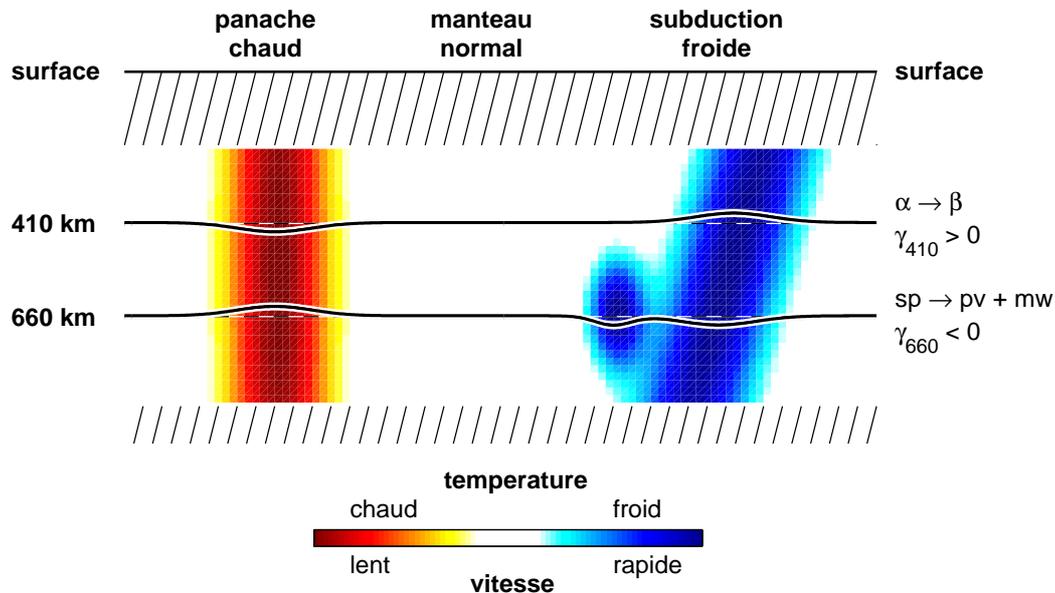


FIG. 2.2: Description schématique du comportement des discontinuités de la zone de transition avec la température. L'olivine α se transforme en olivine β vers 410 km de profondeur. La phase γ -spinelle (sp) se dissocie en pérovskite (pv) et magnésio-wüstite (mw) vers 660 km de profondeur. Les régions chaudes du manteau sont indiquées avec un dégradé du jaune vers le rouge. Les régions froides sont indiquées avec un dégradé bleu. L'échelle de couleur placée au bas du schéma est basée sur l'approximation que les vitesses des ondes sismiques dépendent principalement de la température.

A composition fixée et si nous négligeons les effets de fusion partielle des roches du manteau, les vitesses des ondes S dans le manteau sont fonctions de la température (Karato, 1993). Les amplitudes des anomalies de vitesse sismiques sont dans ce cas corrélées avec les amplitudes des anomalies de température. Si les transitions de phase de l'olivine sont à l'origine

des discontinuités de la zone de transition et que les températures varient latéralement dans la zone de transition, nous devons donc observer (figure 2.2) :

- une anti-corrélation entre les anomalies de vitesses dans la zone de transition et la profondeur de la “410”.
- une corrélation entre les anomalies de vitesses dans la zone de transition et la profondeur de la “660”.
- une corrélation entre les anomalies de vitesses et l’épaisseur de la zone de transition.

Il est donc possible, en théorie, d’utiliser les observations de la profondeur des discontinuités (ou de l’épaisseur de la zone de transition) et des vitesses des ondes sismiques pour imaginer les variations latérales de températures dans la région intermédiaire entre manteaux supérieur et inférieur.

2.1.4 Observations sismologiques

Les études de précurseurs de *SS* de Flanagan et Shearer (1998b) et Gu *et al.* (1998, 2003) suggèrent que la topographie des discontinuités n’est pas corrélée à grande échelle. A partir d’études de réverbérations *ScS* et de précurseurs de *SS*, Revenaugh et Jordan (1991b) et Gossler et Kind (1996) trouvent une faible anti-corrélation de la profondeur des discontinuités qu’ils considèrent comme significative. Cette observation a été ensuite confirmée par Li *et al.* (2003) à partir de phases précurseurs de *SS* et de conversions d’ondes P en S sous les stations sismologiques.

Flanagan et Shearer (1998b), Chevrot *et al.* (1999) et Gu et Dziewonski (2002) ont observé à grande échelle et pour des structures de grande longueur d’onde une faible corrélation positive mais significative de l’épaisseur de la zone de transition avec les anomalies de vitesses dans la zone de transition. A partir d’un modèle de vitesse d’ondes S détaillé sous l’est de l’Asie et de l’Australie, Lebedev *et al.* (2002) ont trouvé une corrélation positive très marquée. Dans ces régions, les valeurs trouvées pour les pentes de Clapeyron seraient en accord avec le modèle de transition de phase de l’olivine (Lebedev *et al.*, 2003).

Chambers *et al.* (2005) ont montré qu’aux grandes longueurs d’ondes, la topographie de la “410” est anti-corrélée avec les anomalies de vitesses, mais cette anti-corrélation disparaît aux plus courtes longueurs d’ondes. Gu *et al.* (2003) ont inversé simultanément des données de précurseurs de *SS* et de dispersion des ondes de surface afin de contraindre les vitesses des ondes sismiques et la topographie des discontinuités. Ils ont trouvé une corrélation positive des vitesses avec la topographie de la “660”, mais pas d’anti-corrélation significative avec la topographie de la “410”.

Il ressort de ces résultats qu’à l’échelle de la Terre, les observations suggèrent en général une corrélation positive de l’épaisseur de la zone de transition avec les anomalies de vitesses dans la zone de transition. Cette corrélation est compatible avec les transitions de phases de l’olivine. Le comportement des discontinuités individuelles est cependant plus difficile à expliquer.

Certaines études suggèrent que la topographie des discontinuités et l’épaisseur de la zone de transition sont corrélées à grande échelle avec la tectonique de surface. Elles montrent

en particulier une différence océan-continent avec un épaissement ou une remontée de la “410” sous les continents et un amincissement de la zone de transition sous les océans (Gossler et Kind, 1996; Gu *et al.*, 1998; Gu et Dziewonski, 2002; Li *et al.*, 2003). Ces observations pourraient indiquer que les racines des continents¹¹ s’enfoncent profondément dans le manteau et pourraient atteindre la zone de transition. Ces résultats sont cependant en contradiction avec ceux de Chambers *et al.* (2005) et Flanagan et Shearer (1998b) qui n’observent pas de corrélation à grande échelle entre la structure de la zone de transition et la tectonique de surface.

La plupart des études régionales s’accordent sur le fait que la zone de transition est épaissie sous les zones de subduction. Un approfondissement de la discontinuité à 660-km est souvent observé avec des variations très locales de la topographie de l’ordre de 20 à 50 km, par exemple au Japon (*e.g.* Thiro et Vinnik, 1998; Li *et al.*, 2000; Tonegawa *et al.*, 2005), au nord-est de la Chine (*e.g.* Li et Yuan, 2003a; Niu et Kawakatsu, 1998), sous les subductions d’Izu-Bonin (*e.g.* Wicks et Richards, 1993; Castle et Creager, 1998; Collier et Helffrich, 1997; Collier *et al.*, 2001), de Tonga (*e.g.* Richards et Wicks, 1990; Gilbert *et al.*, 2001; Tibi et Wiens, 2005) et des Mariannes (Tibi *et al.*, 2006). Les observations de la “410” sous les zones de subduction sont un peu moins claires. La discontinuité apparaît plus superficielle (*e.g.* Thiro et Vinnik, 1998; Niu et Kawakatsu, 1998; Collier *et al.*, 2001; Collier et Helffrich, ; Gilbert *et al.*, 2001; Tonegawa *et al.*, 2005) et parfois à sa profondeur normale (*e.g.* Li *et al.*, 2000; Ai et Zheng, 2003; Tibi et Wiens, 2005). Les variations de topographie de la “410”, lorsqu’elles existent, sont souvent plus faibles que celles obtenues pour la “660”, en contradiction avec certains résultats obtenus pour les pentes de Clapeyron des transitions de phase de l’olivine (*e.g.* Litasov *et al.*, 2005). Cependant, les variations de l’épaisseur de la zone de transition sous les zones de subduction semblent compatibles avec les transitions de phases de l’olivine.

Une zone de transition amincie et une “410” profonde ont été observées sous quelques points chauds océaniques (Li et Yuan, 2003b; Li *et al.*, 2003; Deuss, 2007), notamment sous Hawaii (Li *et al.*, 2000; Collins *et al.*, 2002; Wolbern *et al.*, 2006), l’Islande (Shen *et al.*, 1996; Shen *et al.*, 1998; Du *et al.*, 2006) et sous certains points chauds du Pacifique Central Sud (Niu *et al.*, 2002; Suetsugu *et al.*, 2004; Suetsugu *et al.*, 2007). Des observations similaires ont été obtenues sous les points chauds continentaux de l’Eifel (Budweg *et al.*, 2006) et du Rift Est-Africain (Owens *et al.*, 2000). Certaines de ces études montrent que la “660” a une topographie négligeable ou moins importante que la “410” (Owens *et al.*, 2000; Li *et al.*, 2003; Du *et al.*, 2006; Budweg *et al.*, 2006). Deuss (2007) a également observé sous quelques points chauds un approfondissement des deux discontinuités. Sous le point chaud du Yellowstone, Dueker et Sheehan (1997), Gilbert *et al.* (2003) et Fee et Dueker (2004) observent 20 à 40 km de variations de la topographie des discontinuités. Ces variations ne sont cependant ni corrélées entre elles, ni corrélées avec la tectonique de surface. Davaille (1999) propose l’existence de dômes thermo-chimiques à différents degrés de maturité sous les régions de super-bombements du plancher océanique dans le Pacifique Central Sud et dans l’Atlantique Sud. Ces dômes thermo-chimiques qui pourraient être piégés à la base de la zone de transition donneraient une série de petits panaches secondaires à l’origine des points chauds en surface. Les observations

¹¹La “tectosphère” (Jordan, 1975).

ne montrent pas d'amincissement à grande échelle de la zone de transition dans ces régions (Niu *et al.*, 2002; Gao *et al.*, 2002; Suetsugu *et al.*, 2004; Suetsugu *et al.*, 2007).

Les discontinuités ont été observées à leurs profondeurs “normales” sous l’Inde (Saul *et al.*, 2000), le sud Tibet (Yuan *et al.*, 1997), le Tibet (Kind *et al.*, 2002), la péninsule Arabique (Benoit *et al.*, 2003), la péninsule de Cola (Dricker *et al.*, 1996) et le sud de l’Afrique (Gao *et al.*, 2002). L’épaisseur de la zone de transition et les topographies des discontinuités peuvent aussi présenter des fluctuations dans des régions éloignées des fosses de subductions ou des points chauds. Dueker et Sheehan (1997) et Gilbert *et al.* (2003) ont par exemple observé ~ 40 km d’amplitudes de variations de la topographie des discontinuités dans l’ouest des Etats-Unis et Blum et Shen (2004) ont trouvé 20 km d’épaississement de la zone de transition sous l’Afrique du Sud.

En conclusion, les observations sismologiques s’accordent sur un épaississement de la zone de transition sous les zones de subduction. Le modèle des transitions de phases de l’olivine explique mal les observations de la topographie individuelle des discontinuités. Les données sismologiques ne montrent pas clairement l’existence d’une anti-corrélation de la profondeur des discontinuités ou bien d’une corrélation de la profondeur des discontinuités avec la tectonique de surface, hormis peut être dans les zone de subductions.

2.1.5 Les limites du modèle de l’olivine

Des transitions de phases existent également pour les composants “non olivine” du manteau. A basse-pression, il s’agit principalement de pyroxènes et de grenats . Les transitions de phases de ces minéraux sont moins bien documentées que celles des polymorphes de l’olivine car il existe de nombreuses possibilités de solutions solides et de substitutions des éléments chimiques dans les assemblages (voir l’encart 2.1). Les réactions principales de ces composants non olivine sont résumées sur la figure 2.1. Sur un large intervalle de profondeur (350-500 km), les pyroxènes se transforment en grenat (Helfrich et Wood, 2001). La dissociation du grenat a lieu probablement dans la zone de transition ou au sommet du manteau inférieur. Le grenat riche en Calcium (majorite) se transforme en Ca-pérovskite vers 550-km de profondeur et le grenat restant se dissocie en pérovskite alumineuse entre 700 et 800 km de profondeur (Wood, 2000; Akaogi *et al.*, 2002).

Des complexités ont été trouvées dans la structure des gradients de vitesse vers 660 km de profondeur. Les modèles à symétrie sphérique PREM (Dziewonski et Anderson, 1981) et AK135 (Kennett *et al.*, 1995) présentent tous deux sous une discontinuité de premier ordre à 660 km de profondeur des gradients de vitesses larges (660 à 760 km de profondeur) au sommet du manteau inférieur. Shearer (1996) a montré qu’il fallait introduire ce type de gradient de vitesse au-dessous de la “660” pour modéliser des formes d’ondes $S660S$ asymétriques observées sur les données téléseismiques. Lawrence et Shearer (2006a) ont montré également que les profils moyens de vitesses et de densités qui ajustent le mieux les formes d’ondes de phases PdP , SdS , $PP_{\nu}dP$ et Pds sur les sismogrammes ont une discontinuité des paramètres élastiques vers 660 km de profondeur suivi d’un gradient de vitesse abrupt sur une profondeur d’environ 60 km.

Les expériences de physique des minéraux confirment qu’il faut s’attendre à ces com-

plexités dans la structure des gradients de vitesse vers 660 km de profondeur. La discontinuité de premier ordre observée vers 660 km de profondeur est certainement associée à la transition de phase de la ringwoodite en pérovskite (Anderson, 1967). D'après Wood (2000), la réaction de dissociation du grenat en pérovskite riche en Aluminium pourrait être à l'origine des gradients de vitesses observés au sommet du manteau inférieur.

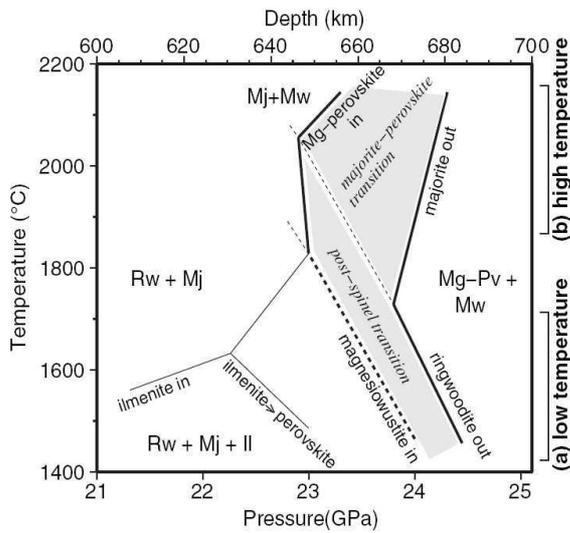


FIG. 2.3: Diagramme pression-température pour une composition pyrolitique de manteau vers 660-km de profondeur, d'après Hirose (2002) et Deuss (2007). L'intervalle en gris indique la gamme de profondeur sur laquelle se produit la réaction de transformation de la ringwoodite et/ou de la majorite en pérovskite. A basse température (1600°C ou $\sim 2000^{\circ}\text{K}$), la pérovskite se forme à partir de la dissociation de la post-spinelle avec une pente de Clapeyron négative. A haute température (2100°C ou $\sim 2400^{\circ}\text{K}$), la pérovskite se forme à partir de la dissociation de la majorite. Les abréviations sont : Rw = ringwoodite, Mj = grenat majorite, Pv = pérovskite, Il = ilmenite, Mw = magnésio-wustite.

Les relations de phases de Hirose (2002) indiquent que l'ordre des transitions de l'olivine et du grenat varie selon les conditions locales de température dans le manteau (figure 2.3). Ainsi, pour des températures basses, la transition de phase de l'olivine serait dominante à 660 km de profondeur avec une pente de Clapeyron négative. Des transitions de phases additionnelles sont observées dans la composante résiduelle du manteau. Les transitions du grenat-majorite en ilmenite puis en pérovskite à 610 et 640 km de profondeurs donneraient dans les environnements froids des discontinuités multiples à la base de la zone de transition (Vacher *et al.*, 1998). Ce type de signaux sismologiques a été rapporté par Simmons et Gurrola (2000) pour le sud de la Californie, par Niu et Kawakatsu (1996), Ai et Zheng (2003) et Chen *et al.* (2006) pour le nord-est de la Chine et par Zang *et al.* (2006) pour la subduction de Tonga.

Dans des environnements chauds (1900°C ou 2200°K), la transition de phase du grenat-majorite en pérovskite aurait lieu à plus grande profondeur que celle de l'olivine (figure 2.3). Elle deviendrait dominante (Weidner et Wang, 1998; Hirose, 2002) avec une pente de Clapeyron positive (~ 1.3 MPa/K) opposée à celle de la transition de phase de l'olivine (Hirose, 2002). La transition de phase de l'olivine et la co-existence du grenat-majorite avec la pérovskite sur une large gamme de profondeurs (~ 35 km, Hirose, 2002; Vitos *et al.*, 2006) se traduirait par un gradient de vitesse sismique plus diffus avec une petite discontinuité à 660 km de profondeur suivi d'un fort gradient de vitesse de 660 km jusqu'à plus de 700 km de profondeur (Weidner et Wang, 1998).

Deuss *et al.* (2006) montrent que les différents régimes thermiques dans le manteau et la variété de gradients de vitesses qu'ils créent à la base de la zone de transition pourraient

être à l'origine de l'absence d'observations à grande échelle de phases $P660P$ dans les études de précurseurs de phases PP (e.g. Estabrook et Kind, 1996).

Il semble donc que le modèle de transitions de phase de l'olivine ne permette pas d'expliquer à lui seul la complexité des observations sismologiques associées à la base de la zone de transition.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la structure de la zone de transition. Nous étudions en détail et à l'échelle du globe la topographie des discontinuités à 410 et 660-km de profondeur. Nous cherchons à vérifier s'il existe une relation entre les topographies des deux discontinuités qui puisse être interprétée sur la base des connaissances actuelles en physique des minéraux. Nous discutons en particulier l'origine (chimique ou thermique) des hétérogénéités observées à partir de nos jeux de données de précurseurs de SS et d'ondes converties P en S.

La partie 2.2 de ce chapitre est constituée d'un article intitulé "The mantle transition zone as seen by global Pds phases : no clear evidence for a thin transition zone beneath hotspots" publié dans la revue "Journal of Geophysical Research" en août 2008. Cet article résume l'ensemble des résultats obtenus à partir de nos observations de conversions d'ondes aux discontinuités de la zone de transition. Le lecteur ayant déjà lu la partie 1.2 "Méthode" du chapitre 1 peut sauter la partie "Méthode" de l'article et se reporter directement à la partie "Résultats". La conclusion majeure de l'article, dans la partie "Discussion", est que la transition de phase du grenat-majorite en pérovskite vers 660 km de profondeur pourrait expliquer le comportement de la zone de transition sous certains points chauds.

Nous testons cette hypothèse dans la suite de ce chapitre. Dans la partie 2.3, nous présentons nos observations de phases précurseurs de SS . Nous comparons les cartes de la topographie des discontinuités et de l'épaisseur de la zone de transition obtenues par les deux jeux de données (partie 2.4). Nous étudions de manière détaillée la topographie des discontinuités en fonction du contexte tectonique (partie 2.5). Nous discutons les éventuelles implications en terme de chimie et de température pour les deux changements de phases à 410 et 660 km de profondeur et pour le manteau supérieur en général (partie 2.6).

2.2 La zone de transition à partir des observations d'ondes P converties en S

Nous avons analysé une vingtaine d'années d'enregistrements de télé-séismes aux stations sismologiques trois-composantes de plusieurs réseaux large-bande permanents mondiaux. Nous analysons des ondes P converties en S aux discontinuités de la zone de transition. Nous utilisons des sismogrammes filtrés entre 10 et 25 s de période et correspondant à des distances épacentrales comprises entre 40 et 95° (partie 1.2.1). Afin de comparer des enregistrements de séismes possédant des fonctions sources très différentes, nous appliquons la technique dite des "fonctions récepteur" qui consiste à déconvoluer l'énergie du train d'onde P de la composante Sv (voir partie 1.2.1 et l'annexe C pour les aspects techniques). Nous amplifions le rapport signal sur bruit en sommant, à chaque station et dans le domaine temps-lenteur, toutes les fonctions récepteur (voir partie 1.2.3). Nous utilisons le modèle de vitesses à symétrie sphé-

rique PREM à 20 s de période pour convertir nos observations en épaisseur de la zone de transition et comparer nos résultats à ceux des études précédentes (Chevrot *et al.*, 1999; Lawrence et Shearer, 2006b). Nous calculons également la topographie absolue de la discontinuité à 410-km de profondeur. Nous appliquons pour cela une migration temps-profondeur à partir du modèle tomographique de vitesse d’ondes S de Debayle *et al.* (2005). Ce modèle tomographique, malgré sa résolution latérale limitée, permet de corriger au moins partiellement les temps d’arrivées observés des hétérogénéités de vitesse dans le manteau au dessus de la zone de transition (voir l’**annexe A** pour les aspects techniques).

La zone de transition a été divisée en trois grandes provinces tectoniques à partir de connaissances *a priori* sur la localisation des zones de subductions (Gudmundsson et Sambridge, 1998) et des points chauds (Anderson et Schramm, 2005) à la surface de la Terre. La première région est associées aux subductions. La seconde est associée à des panaches mantelliques supposés alimenter les points chauds en surface. La dernière que nous appelons “manteau normal” englobe les régions de la zone de transition éloignées de l’influence des subductions et d’éventuels panaches mantelliques. Nous avons pu mesurer grâce aux ondes converties l’épaisseur de la zone de transition sous 167 stations sismologiques du réseau mondial. Ces observations complètent des études précédentes à l’échelle du globe (Stammler *et al.*, 1992; Chevrot *et al.*, 1999; Lawrence et Shearer, 2006b), en particulier dans les régions océaniques où nous avons pu mesurer des temps de trajets échantillonnant la zone de transition sous 26 stations et au voisinage de 16 points chauds. Nous observons à grande échelle des variations significatives de l’épaisseur de la zone de transition d’amplitudes maximales ± 40 km. Un modèle de manteau où les transitions de phase de l’olivine dominant expliquerait les données sous la plupart des stations associées à un “manteau normal” dans la zone de transition. Cependant, de larges variations latérales de l’épaisseur de la zone de transition sont parfois observées loin des points chauds et des zones de subductions actives. Nous observons par exemple en Amérique Centrale et en Amérique du Nord un épaissement de la zone de transition dans une direction nord ouest-sud est qui pourrait être associé à la subduction fossile de la plaque Farallon sous le continent nord-américain (van der Lee et Nolet, 1997; Grand *et al.*, 1997; van der Hilst *et al.*, 1997; Ren *et al.*, 2007). Les observations sous les zones de subductions restent compatibles avec les transitions de phase de l’olivine. La zone de transition est en effet généralement épaissie, en accord avec de nombreuses études antérieures (*e.g.* Thiroit et Vinnik, 1998; Gilbert *et al.*, 2001; Li et Yuan, 2003a; Liu *et al.*, 2003; van der Meijde *et al.*, 2005). Les variations observées dans ces régions seraient compatibles avec des anomalies thermiques comprises entre -100° K et -300° K.

Les données d’ondes converties permettent d’imager des structures dont l’extension latérale est de l’ordre de quelques centaines de kilomètre (voir l’**annexe B**). Ce jeu de données nous permet de tester l’hypothèse de panaches thermiques chauds “primaires” enracinés dans le manteau inférieur et traversant la zone de transition sous les points chauds (Morgan, 1972; Courtillot *et al.*, 2003). Les ondes converties montrent que la discontinuité à 410-km de profondeur est approfondie sous les points chauds. Ces variations de topographie de la “410” seraient compatibles avec la présence d’anomalies thermiques comprises entre $+100^\circ$ K et $+300^\circ$ K. Pour de telles amplitudes, en supposant que les anomalies se prolongent jusqu’à la base de

la zone de transition et que les discontinuités sismiques sont le résultat des transitions de phases de l'olivine, nous attendrions une remontée importante de la discontinuité à 660 km de profondeur donc un amincissement de la zone de transition. Cependant, les ondes converties montrent que la zone de transition sous les points chauds n'est pas toujours amincie. Il est donc nécessaire d'expliquer l'existence probable de matériel chaud au sommet de la zone de transition, conduisant à un approfondissement de la discontinuité à 410 km de profondeur, et l'absence apparente de ce matériel à la base du manteau supérieur.

Les résultats de modélisations analogiques (*e.g.* Davaille, 1999; Davaille *et al.*, 2005) suggèrent que les panaches ascendants chauds auraient pour origine la déstabilisation épisodique d'une couche limite thermique de composition chimique distincte de celle du manteau environnant. L'existence d'une telle couche limite thermique à l'intérieur même de la zone de transition est peu probable. Les résultats d'expériences de physique des minéraux à haute pression (Akaogi *et al.*, 2002; Hirose, 2002) montrent qu'un autre composant du manteau, le grenat-majorite subit un changement de phase à une profondeur voisine de 660 km dans des conditions de haute température. La pente de Clapeyron de cette réaction est opposée à celle de la réaction de transformation de la ringwoodite (Hirose, 2002). Elle induit un approfondissement de la réaction avec l'augmentation de la température. Comme d'autres études l'ont proposé avant nous (*e.g.* Deuss *et al.*, 2006; Deuss, 2007), nous suggérons que la discontinuité sismique observée vers 660 km de profondeur pourrait résulter de la combinaison des deux changements de phase de l'olivine et du grenat. Des anomalies de température de l'ordre de $+300^\circ$ K, couplées à une combinaison de ces deux réactions, pourrait ainsi expliquer l'absence d'amincissement de la zone de transition sous certains points chauds.

2.2.1 ARTICLE : "The mantle transition zone as seen by global *Pds* phases : no clear evidence for a thin transition zone beneath hotspots"

Signalement bibliographique ajouté par le :

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG
Service Commun de Documentation

The mantle transition zone as seen by global Pds phases: No clear evidence for a thin transition zone beneath hotspots

Benoit TAUZIN, Eric DEBAYLE, and Gérard WITTLINGER

Journal of Geophysical Research, 2008, vol. 113, B08309

Copyright 2008 by the American Geophysical Union

Pages 74-... :

La publication présentée ici dans la thèse est soumise à des droits détenus par un éditeur commercial.

Les utilisateurs de l'UdS peuvent consulter cette publication sur le site de l'éditeur :

<http://dx.doi.org/10.1029/2007JB005364>

La version imprimée de cette thèse peut être consultée à la bibliothèque ou dans un autre établissement via une demande de prêt entre bibliothèques (PEB) auprès de nos services :

<http://www-sicd.u-strasbg.fr/services/peb/>

2.3 Observations de précurseurs de SS

Cette partie fait “écho” à la section “Résultats” de l’article en partie 2.2 qui présente les observations de temps d’arrivées des phases *Pds*. Nous présentons nos mesures de temps de propagation des phases précurseurs de SS sur les figures 2.4a, 2.5a et 2.6a. Nous examinons les écarts de temps de propagations T_{410} ($t_{SS} - t_{S_{410S}}$), T_{660} ($t_{SS} - t_{S_{660S}}$) et $T_{660} - T_{410}$ ($t_{S_{410S}} - t_{S_{660S}}$) par rapport à leurs valeurs moyennes à l’échelle de la Terre.

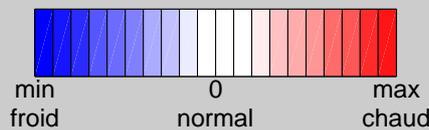
Encart 2.2

ECHELLES DE COULEUR POUR LA REPRÉSENTATION DES OBSERVATIONS

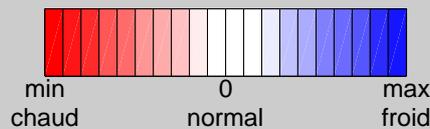
Les échelles de couleurs que nous utilisons pour représenter nos observations de temps d’arrivées ou de profondeurs des discontinuités sur des cartes à l’échelle de la Terre sont basées sur l’interprétation des effets de la température sur les transitions de phases de l’olivine.

Le blanc représente une observation proche de la moyenne donc en principe un manteau non perturbé. Nous avons choisi une couleur “chaude” (rouge) pour des perturbations de la profondeur des discontinuités (des temps d’arrivées absolus) ou de l’épaisseur de la zone de transition (des temps différentiels) allant dans le sens de l’effet d’anomalies thermiques chaudes sur les discontinuités de la zone de transition. Nous utilisons une couleur “froide” (bleu) pour des observations allant dans le sens de l’effet d’anomalies de températures froides sur les discontinuités. Des exemples d’échelles de couleurs sont données ci-dessous pour a) des observations associées à la “410”, b) des observations associées à la “660” et à l’épaisseur de la zone de transition.

a) "410"

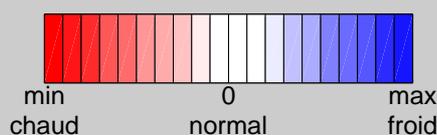


b) "660", Epaisseur



Pour les vitesses sismiques (c), nous employons également une échelle de couleurs basée sur l’interprétation des anomalies de vitesses en terme de température. Les anomalies lentes sont indiquées en rouge et les anomalies rapides en bleu.

c) Vitesses



Les figures 2.4b, 2.5b et 2.6b représentent les cartes d’erreurs associées à nos mesures. Nous comparons ensuite nos observations à celles obtenues dans les études de Flanagan et Shearer (1998b) et de Gu *et al.* (2003) sur les figures 2.7, 2.8 et 2.9.

Les échelles de couleurs utilisées pour représenter les observations sur les cartes sont choisies en fonction d’un *a priori* donné par la physique des minéraux à haute pression pour les transitions de phases de l’olivine (**encart 2.2**). Nous utilisons deux types de représentations. La première (figures 2.4, 2.5 et 2.6) place nos observations (triangles) aux noeuds du maillage défini dans la partie 1.2.3. La taille des triangles varie en fonction de l’amplitude des anomalies. Le second mode de représentation permet de placer nos observations en fond de carte (figures 2.4, 2.5, 2.6, 2.7, 2.8 et 2.9) après décomposition sur la base des fonctions harmoniques sphériques. En pratique, la décomposition s’applique pour un nombre fini l_{max} de degrés harmoniques l . Ce nombre dépend du pas d’échantillonnage en longitude et co-latitude du champ scalaire initial. Le maillage en latitude et longitude que nous utilisons pour décrire nos observations de précurseurs de *SS* (**annexe D**) ne permet d’utiliser que des degrés inférieurs à 18 (table D.1). Ce degré donne des longueurs d’ondes λ supérieures à $\frac{2\pi R}{l} \simeq 2300 \text{ km}$ où R est le rayon de la Terre.

2.3.1 Temps de propagation absolus T_{410} et T_{660}

La moyenne des observations de temps de propagation des phases S_{410S} est de 156.5 s (figure 2.4a) avec un écart-type de 2.7 s. Les anomalies de temps de propagation ont des amplitudes comprises entre -7.5 s (sud de l’Afrique) et +6.7 s (Amérique du Sud). La plupart des cratons archéens à l’exception des cratons sibériens et amazoniens sont associés à des anomalies de temps de parcours négatives (S_{410S} en avance, couleur bleue) : le craton supérieur du Canada, le craton est-européen, le craton ouest-Africain, les cratons du Congo, du Kapvaal et du Zimbabwe, le craton indien et les cratons situés en Australie occidentale. Quelques régions océaniques présentent également des résidus de temps de propagation négatifs : la ride sud-ouest indienne entre l’Antarctique et l’Afrique, le sud-ouest de l’Océan Atlantique, le Pacifique Ouest et le nord des Caraïbes. La limite entre la plaque Pacifique et la plaque Nord Américaine ainsi que son prolongement au sud le long des rides Est-Pacifique et Pacifique-Antarctique est associée à une anomalie de temps de propagation positive. Une signature aussi marquée n’est pas observée sous les autres rides océaniques de l’Atlantique et de l’Océan Indien.

Les erreurs de mesure obtenues par “bootstrap” sur les temps T_{410} sont les plus importantes (figure 2.4b) dans les régions les moins bien couvertes en points de mesure (figure 1.19). Il s’agit de l’Afrique du Nord, de la limite entre les plaques Indo-Australienne et Pacifique, de la Tasmanie, des régions situées près du point triple de Bouvet dans l’Atlantique Sud et au centre du continent Asiatique.

La moyenne des observations de temps d’arrivées de la phase S_{660S} est de 228.7 s (figure 2.5a) avec un écart-type de 2.8 s. Les amplitudes de perturbations des temps d’arrivées autour de cette moyenne sont comprises entre -5.8 s (océan indien) et +7.9 s (Afrique du Nord). L’échelle de couleur que nous avons choisie est opposée à celle utilisée pour les phases

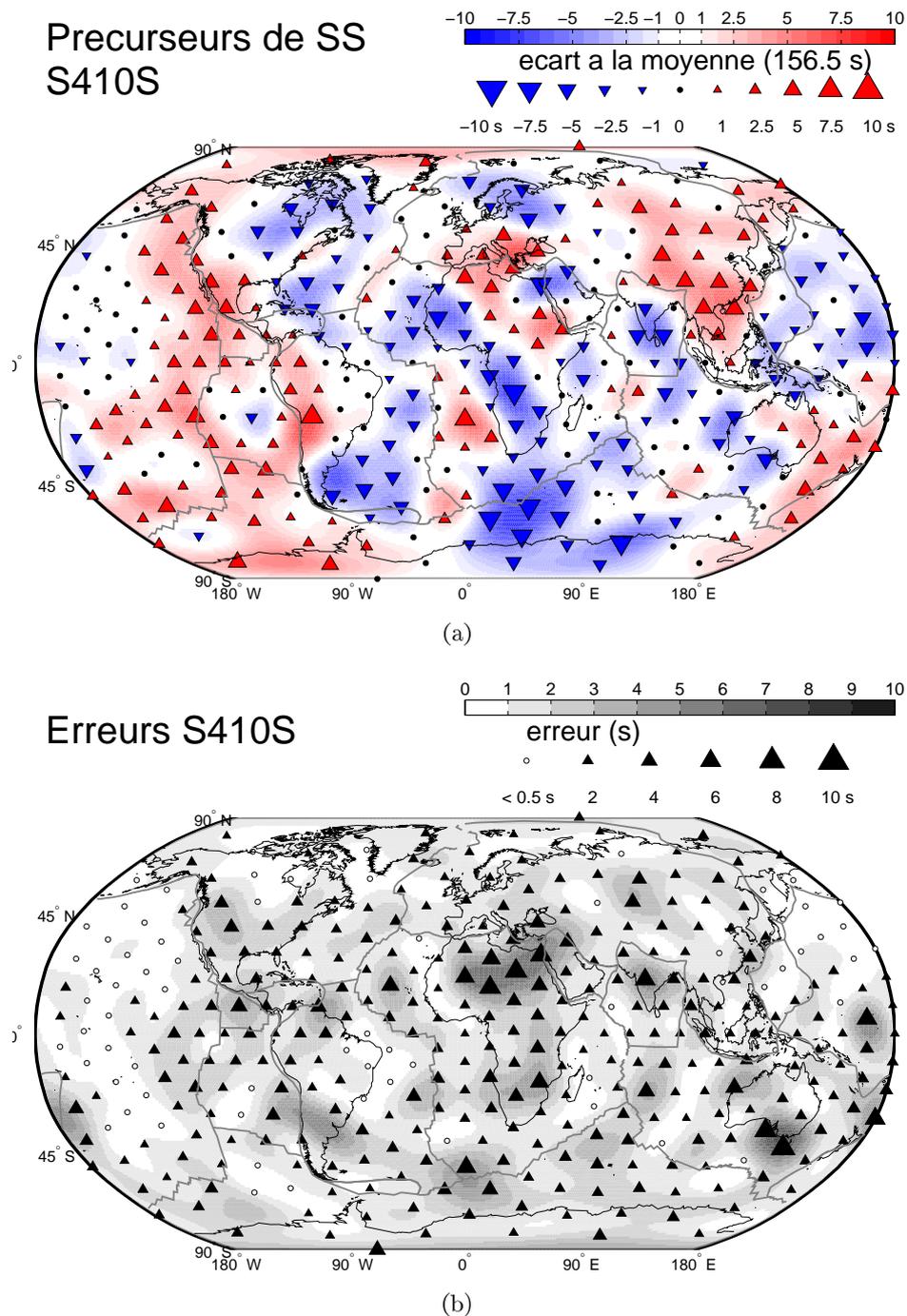


FIG. 2.4: (a) Carte des observations des temps de propagation $T(S410S)$. Les anomalies de temps de propagation sont représentées par rapport à la moyenne globale (156.5 s). Les triangles sont centrés sur chacune des cellules de la figure 1.18. Ils indiquent en rouge des observations de phases sismiques retardées. Ils indiquent en bleu des phases sismiques en avance. Le fond de couleur donne ces mêmes observations décomposées sur la base des harmoniques sphériques jusqu'au degré 17. (b) Carte des erreurs de temps de propagation $T(S410S)$.

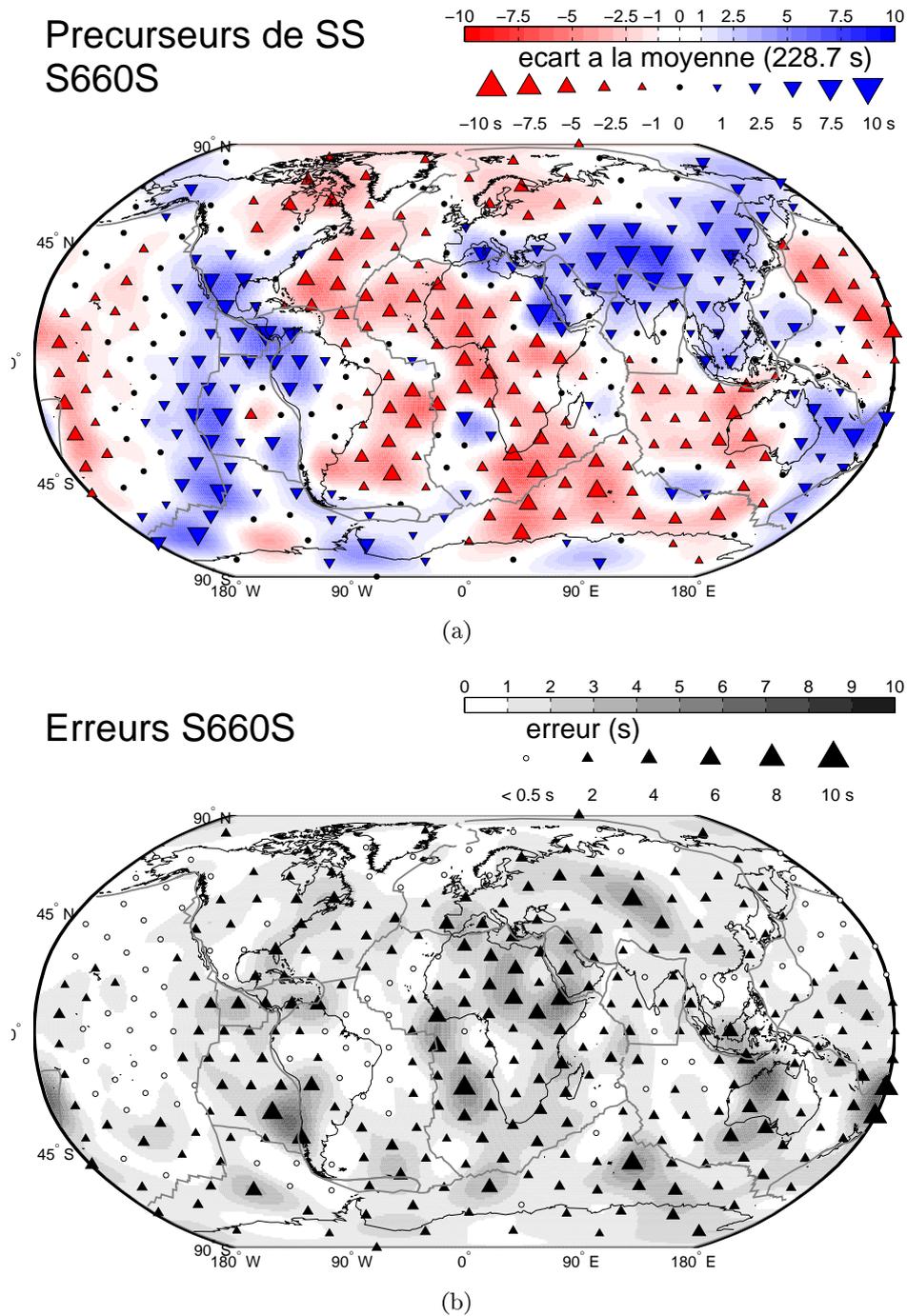


FIG. 2.5: (a) Carte des observations des temps de propagation $T(S660S)$. La moyenne globale des observations est 228.7 s. Les triangles rouges indiquent des observations de phases sismiques retardées. Ils indiquent en bleu des phases sismiques en avance. Le fond de couleur donne ces mêmes observations décomposées sur la base des harmoniques sphériques. (b) Carte des erreurs de temps de propagation $T(S660S)$.

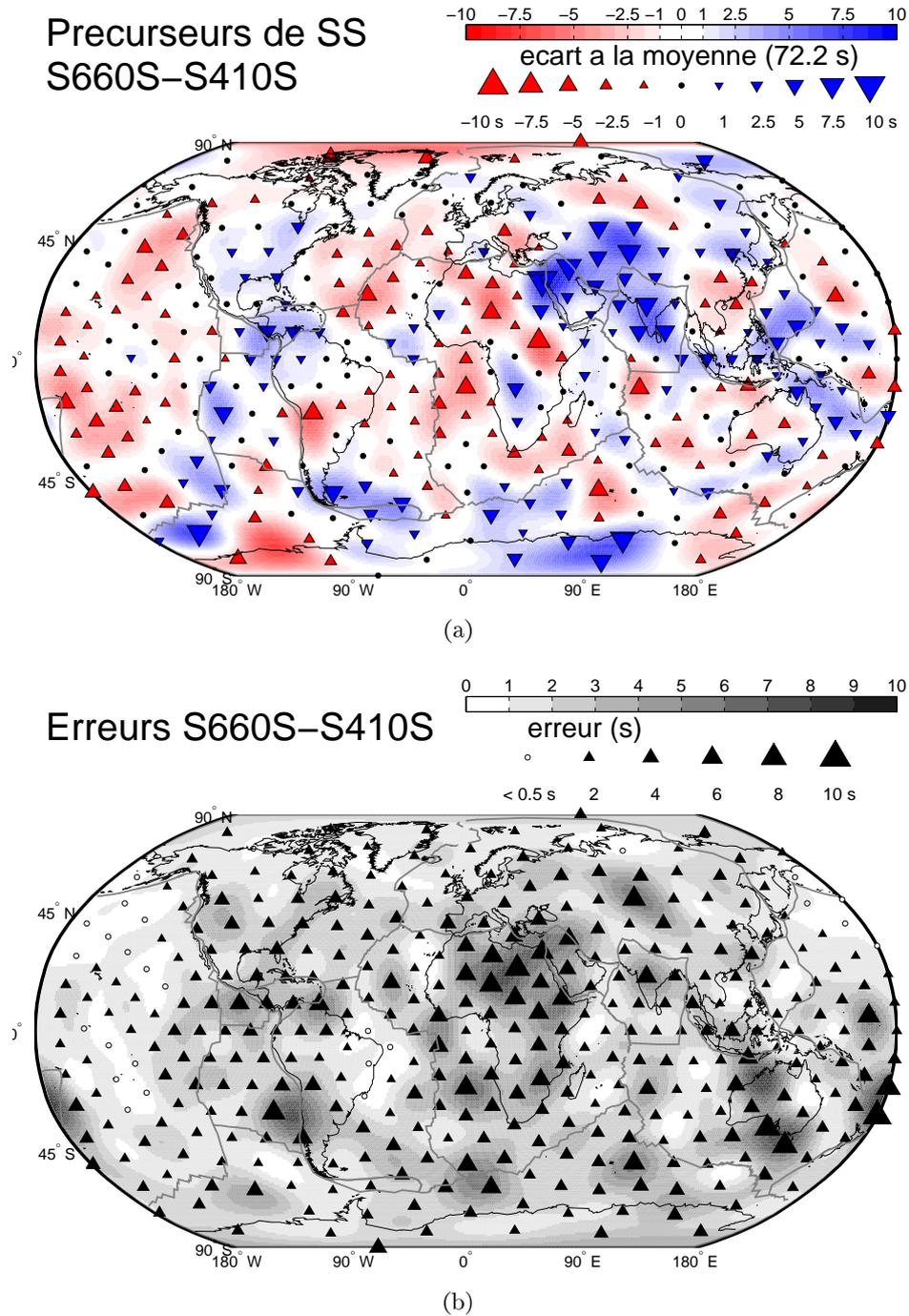


FIG. 2.6: (a) Carte des observations des temps de propagation différentiels $T(S660S) - T(S410S)$. Nous représentons les écarts de temps de propagation par rapport à la moyenne globale (72.2 s). En rouge, nous indiquons les observations de temps différentiels plus faibles. En bleu, nous indiquons des temps différentiels plus grands. (b) Carte des erreurs de temps de propagation différentiels $T(S660S) - T(S410S)$.

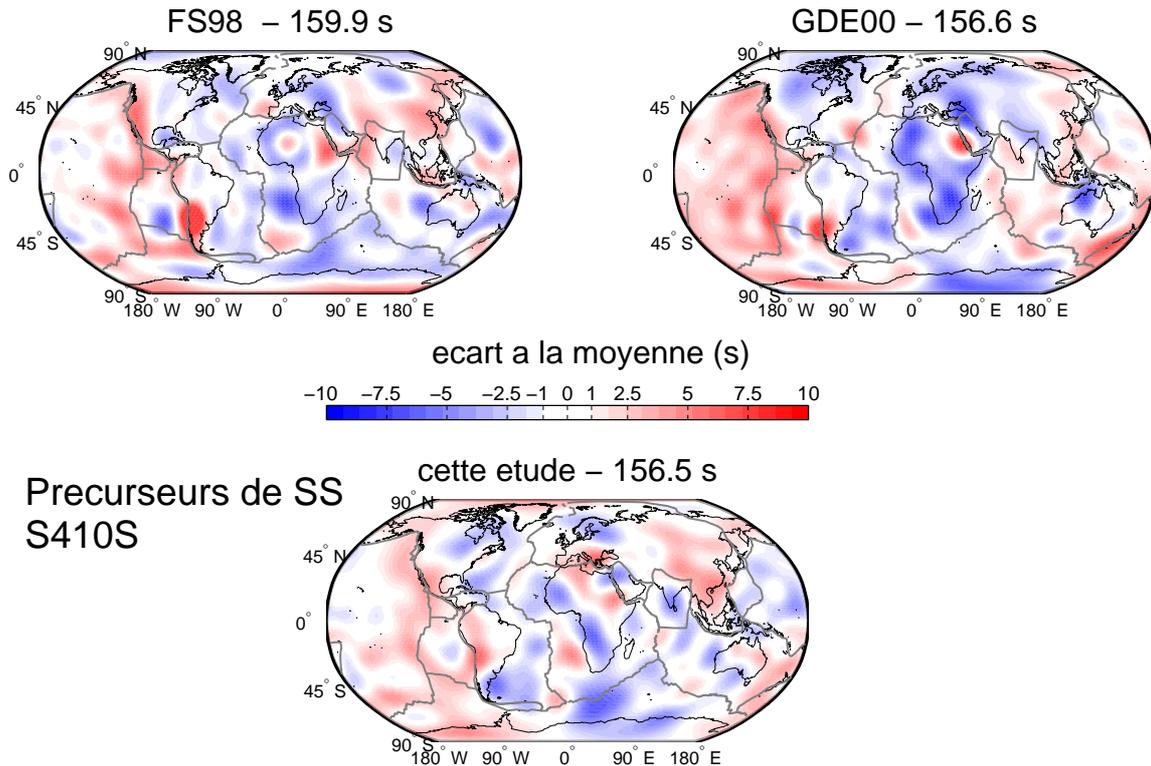


FIG. 2.7: Comparaison de nos observations de temps d'arrivées $T(S410S)$ avec les études FS98 (en haut à gauche) et GDE00 (en haut à droite). La moyenne des observations dans chaque étude est indiquée au sommet de chaque carte.

$S410S$ (**encart 2.3**). La carte des variations géographiques des anomalies de temps de parcours est très semblable à celle obtenue pour les phases $S410S$: nous retrouvons l'anomalie positive le long de la frontière de plaque Pacifique-Amérique du Nord et des rides Est-Pacifique et Pacifique-Antarctique, les anomalies positives à l'est de l'Australie et de l'Asie, et les anomalies négatives dans l'océan indien au sud de l'Afrique, en Afrique de l'ouest et du sud, à l'ouest de l'Australie, en Scandinavie et au nord-est du continent nord-américain. Une différence principale avec la carte des temps $T410$ est la présence de fortes anomalies positives sous l'Himalaya qui s'étendent jusqu'à la péninsule arabe.

Les erreurs les plus importantes sont obtenues le long de la côte chilienne, à l'est de l'Atlantique sud, en Afrique du nord, au centre de l'Asie, au sud de l'océan Indien et de l'Australie et dans la région des îles Fidji et de la subduction Tonga-Kermadec.

2.3.2 Temps de propagation différentiels $T660 - T410$

L'échelle de couleur utilisée pour représenter les observations de temps différentiels $T660 - T410$ sur la figure 2.6a est la même que celle de la figure 2.5a (**encart 2.3**). La moyenne des observations est de 72.2 s et l'écart-type associé est de 2.6 s. Les amplitudes de variation autour de cette moyenne sont comprises entre -7 s (Afrique du nord) et +10 s (nord

de la Mer Rouge). Ces valeurs extrêmes sont observées dans des régions où nous disposons de peu de données (figure 1.19) et où les erreurs de mesure sont importantes (figure 2.6b). Nous observons des anomalies positives (bleu) au centre et au sud de l'Asie Centrale, en Asie de l'Est, au nord-est de l'Indonésie et de l'Australie, en Amérique du Nord et Amérique Centrale, au sud de l'Amérique du Sud et de l'Atlantique et dans la partie est du continent Antarctique. La ride Est-Pacifique possède également une signature d'anomalies positives. Les principales régions où les temps $T_{660} - T_{410}$ sont plus faibles que la moyenne sont océaniques : au centre du Pacifique, au Nord et au Sud de l'Atlantique, et dans l'océan Indien.

Au premier ordre, il semblerait que dans les régions où les anomalies de temps T_{410} , T_{660} et $T_{660} - T_{410}$ sont importantes, les erreurs de mesures le sont aussi (figures 2.4, 2.5 et 2.6). Nous avons calculé les coefficients de corrélation entre mesures et erreurs de mesures. Ceux-ci sont compris entre 0.05 et 0.08 et n'indiquent aucune corrélation significative.

2.3.3 Comparaison aux études antérieures

Nous comparons nos observations à celles obtenues dans les études¹² de Flanagan et Shearer (1998b) et de Gu *et al.* (2003) sur les figures 2.7, 2.8 et 2.9. Les moyennes des observations obtenues dans notre étude sont très semblables à celles obtenues par GDE00. Dans le cas de FS98, les phases SdS arrivent en moyenne 3 à 4 s plus tard (figures 2.7 et 2.8) et le temps différentiel moyen est 1 s supérieur aux temps observés dans notre étude et dans celle de GDE00 (figure 2.9). Les cartes de temps T_{410} et T_{660} (figures 2.7 et 2.8) montrent des caractéristiques communes aux grandes longueurs d'ondes, avec des signatures positives le long de la limite entre les plaques Pacifique et Nord-Américaine, le long de la ride Est-Pacifique, dans l'Est de l'Asie et à l'Est de l'Australie. Des anomalies négatives au sud et à l'ouest de l'Afrique, dans la partie est de l'océan Atlantique, au sud de l'océan indien et au nord de l'Europe et de l'Amérique du nord sont également présentes dans les trois études. Des différences existent cependant dans la taille et la forme des anomalies à plus courte longueur d'onde. Par exemple, sous la majeure partie de l'océan Pacifique, l'étude de GDE00 donne des phases SdS retardées alors que notre étude et celle de FS98 donnent des phases SdS en avance dans sa partie ouest. Sur la carte des temps T_{660} (figure 2.8), nous observons une large anomalie positive au nord-ouest de l'Himalaya. FS98 trouvent dans cette région une anomalie positive avec des variations à plus courtes longueurs d'ondes tandis que GDE00 trouvent une faible anomalie d'amplitude négative.

Les cartes des anomalies de temps de propagation différentiels $T_{660} - T_{410}$ (figure 2.9) ont beaucoup moins de caractéristiques communes que les cartes de temps absolus T_{410} et T_{660} . Des différences importantes existent en effet dans la forme, la taille, la position géographique, l'amplitude et le signe des anomalies de temps de propagations. Cependant, les temps différentiels positifs observés sur les trois cartes au nord-est de l'Australie et en Indonésie pourraient être corrélés avec la localisation de zones de subductions actives.

¹²Dans la suite de ce chapitre, ces études seront référées par FS98 (Flanagan et Shearer, 1998b) et GDE00 (Gu *et al.*, 2003).

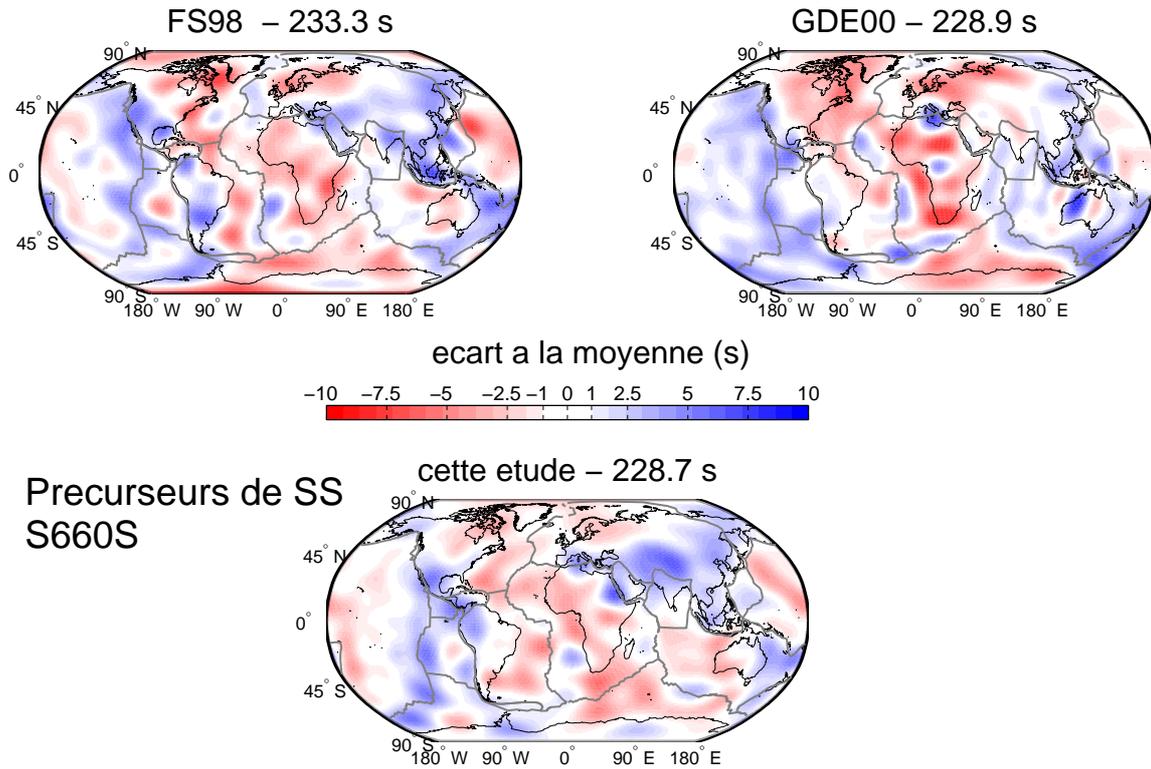


FIG. 2.8: Comparaison de nos observations de temps d'arrivées $T(S660S)$ avec les études de FS98 (en haut à gauche) et de GDE00 (en haut à droite). La moyenne des observations dans chaque étude est indiquée au sommet de chaque carte.

2.3.4 Conclusion

Les figures 2.7, 2.8 et 2.9 suggèrent une forte corrélation entre les anomalies de temps $T410$ et $T660$. Cette corrélation est retrouvée dans les trois études. D'autre part, l'accord entre les études semble être meilleur pour les temps absolus $T410$ et $T660$ que pour les temps différentiels $T660 - T410$. Ces observations suggèrent que l'effet intégré des anomalies de vitesses rencontrées par la phase SS lors de son trajet dans les trois cent premiers kilomètres du manteau est plus important sur les temps de trajet $T410$ et $T660$ des ondes réfléchies que la topographie même des discontinuités.

2.4 Confrontation des données de Pds et de SdS

Nous comparons les observations de précurseurs de SS à celles obtenues à partir des ondes converties P en S dans la partie 2.2.

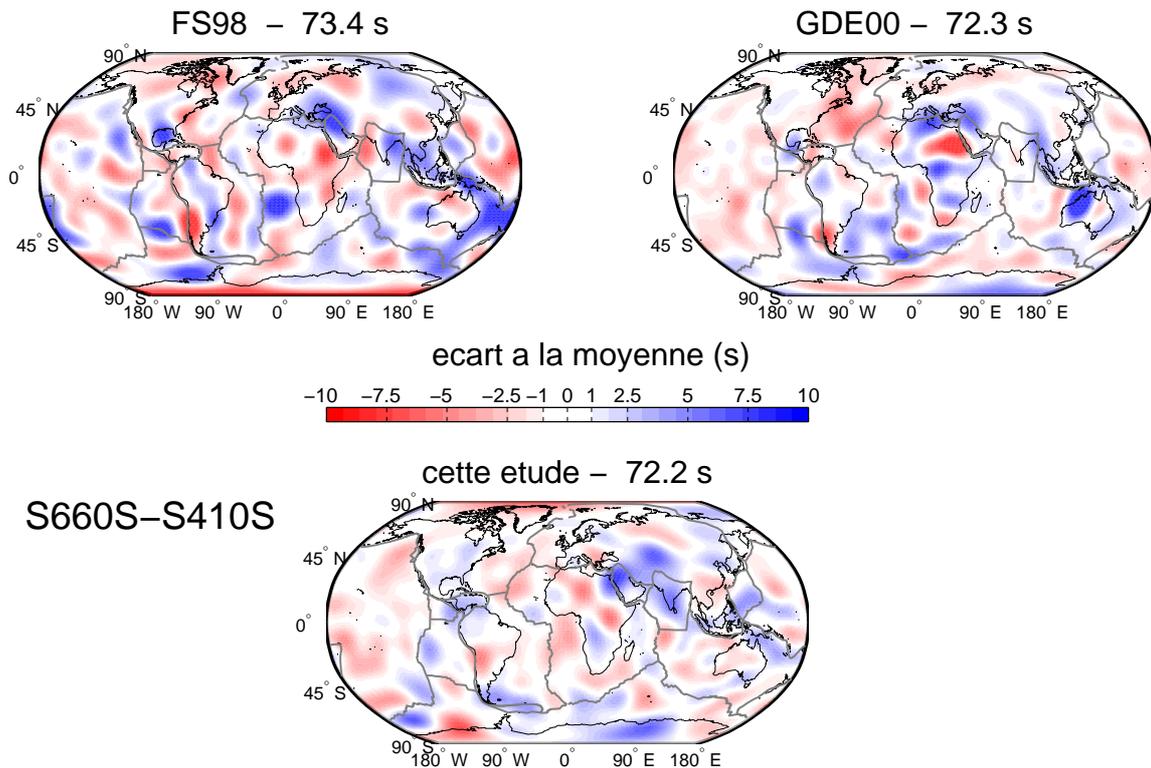


FIG. 2.9: Comparaison de nos observations de temps différentiels $T(S660S) - T(S410S)$ avec les études FS98 (en haut à gauche) et GDE00 (en haut à droite). La moyenne des observations dans chaque étude est indiquée au sommet de chaque carte.

2.4.1 Corrélation des temps d'arrivées avec les vitesses dans le manteau superficiel

Anomalies de temps T_{410}

Sur la figure 2.10a, nous comparons les temps de trajet T_{410} obtenus pour les phases Pds et SdS . Aux grandes longueurs d'ondes, les deux types d'observations sont en accord avec des anomalies positives au sud-ouest et négatives au nord-est de l'Amérique du Nord, des anomalies négatives au nord de l'Europe et positives dans la région de la mer Méditerranée et une dichotomie dans le signe des anomalies en Afrique le long d'un axe nord-ouest sud-est.

Aux courtes longueurs d'ondes, les observations de phases Pds montrent des variations que nous ne retrouvons pas avec les phases SdS du fait de leur moins bonne résolution latérale. En Asie centrale, les phases SdS montrent par exemple le passage d'une zone sans perturbation à l'ouest vers une anomalie positive qui couvre tout l'est du continent Asiatique. Le groupe de stations sismologiques situé au nord-ouest de l'Himalaya montre pour les phases Pds des fortes anomalies négatives de temps de trajet. Les phases SdS ne semblent pas ou peu perturbées dans cette région. Le plus grand désaccord provient de la région sud-Indienne sous la station HYB à Hyderabad. Dans les régions océaniques, les phases Pds fournissent peu de points de mesures. Les quelques stations du sud Pacifique sont en accord avec les observations de

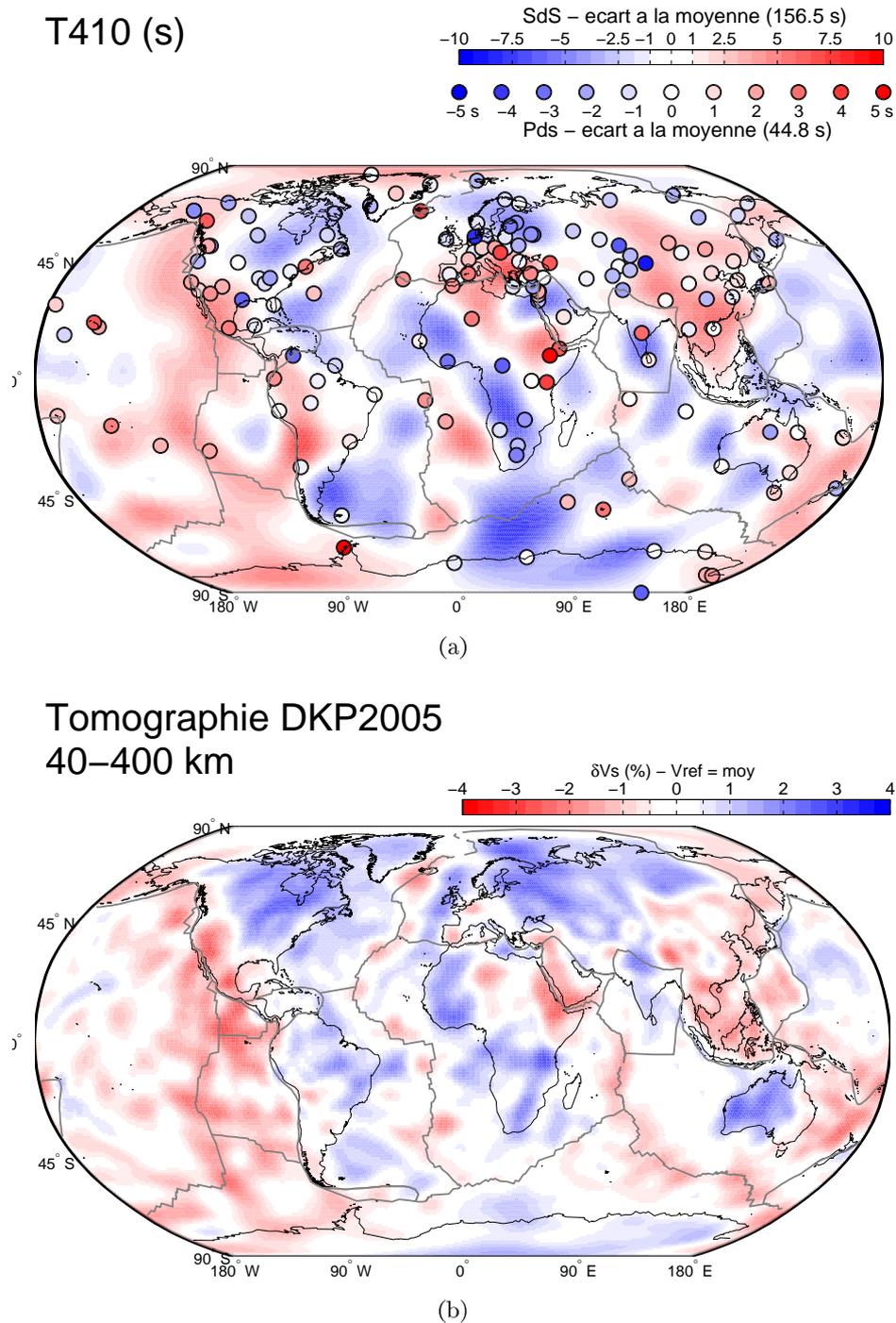


FIG. 2.10: (a) Carte des anomalies de temps de propagation $T(S410S)$ et $T(P410s)$. Le fond de couleur correspond aux observations de précurseurs de SS. Les observations à partir des phases Pds sont superposées (cercles). Nous indiquons en rouge les régions où les phases sismiques sont retardées et en bleu les régions où les phases sont en avance. (b) Carte des anomalies de vitesses moyennées dans les 400 premiers kilomètres du manteau supérieur de DKP2005 (Debayle et al., 2005). Les anomalies sont exprimées en pourcentage du modèle moyen. L'échelle de couleur est comparable à celle de (a), avec en rouge un manteau plus lent ($\delta V_s < 0$) et en bleu un manteau plus rapide ($\delta V_s > 0$).

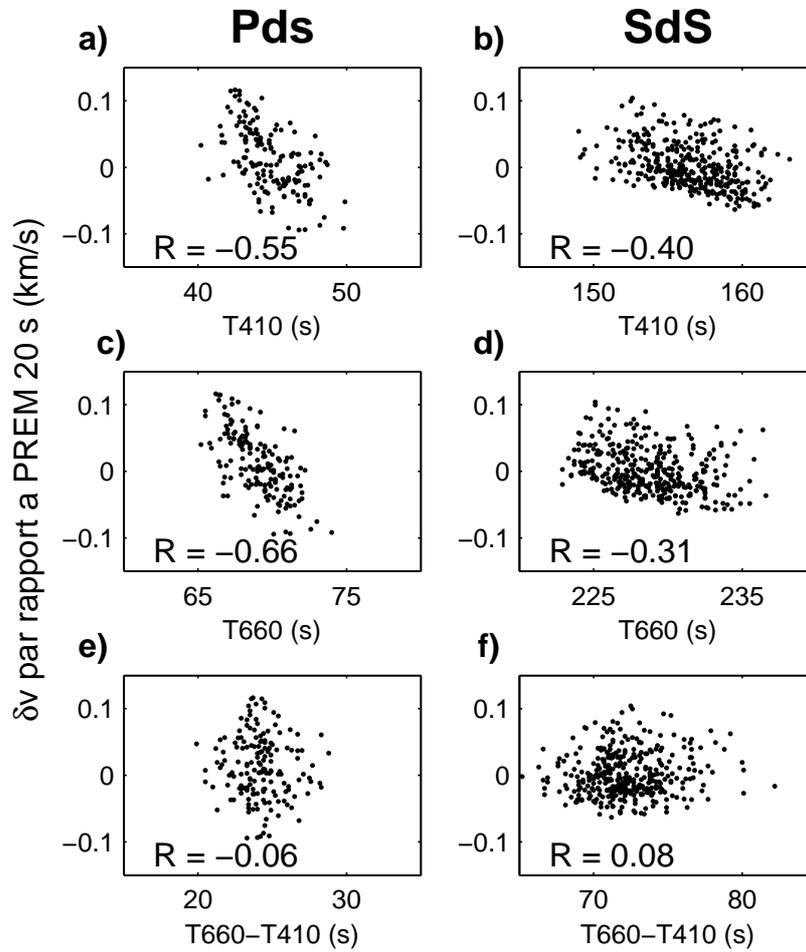


FIG. 2.11: Diagrammes de corrélation des temps d'arrivées avec les anomalies de vitesses sismiques au dessus de la zone de transition dans le modèle DKP2005. Sur les axes des abscisses sont représentés les temps d'arrivées. Sur les axes des ordonnées sont représentées les anomalies de vitesses sismiques δv en km/s par rapport au modèle PREM. Les diagrammes pour les phases Pds sont représentés dans la colonne de gauche. Les diagrammes pour les phases SdS sont représentés dans la colonne de droite. (a) et (b) Diagrammes pour les phases converties et réfléchies à la "410". (c) et (d) Diagrammes pour les phases converties et réfléchies à la "660". (e) et (f) Diagrammes pour les temps différentiels. Le coefficient de corrélation calculé est indiqué dans chacun des diagrammes.

SdS. Il est difficile de discuter la corrélation dans les océans vu le petit nombre de stations sismologiques implantées dans ces régions.

Comparaison avec la tomographie

Dans l'article (partie 2.2), nous avons montré qualitativement que les anomalies de temps de parcours T_{410} des ondes converties sont corrélées avec les hétérogénéités de vitesses au dessus de la zone de transition (figure 8 de l'article). Nous utilisons pour la comparaison (figure 2.10b) le modèle de vitesse DKP2005 (Debayle *et al.*, 2005). Ce modèle a une résolution latérale de l'ordre de 500 km dans les régions les mieux contraintes en Asie, en Australie, dans le Pacifique Ouest et en Amérique du Nord et du Sud. Les régions les moins bien contraintes sont situées dans l'océan Indien, au centre du Pacifique et dans l'ouest de l'Afrique. La résolution latérale peut excéder 1500 km dans ces régions (Debayle *et al.*, 2005). Sous la plus grande partie de la surface du globe, la résolution latérale du modèle est comparable à celle obtenue à partir des phases *Pds* (figure 2.10 page précédente et figure 8 de l'article). La résolution latérale obtenue à partir des phases *SdS* est moins bonne, de l'ordre de 1000 à 1500 km (**annexe B**). L'échantillonnage uniforme en points de mesure des phases précurseurs de *SS* met en évidence la bonne corrélation aux grandes longueurs d'ondes des observations de T_{410} avec les anomalies de vitesse au dessus de la zone de transition (figure 2.10). Nous retrouvons par exemple sur la figure 2.10a l'effet des vitesses lentes situées sous les rides Est-pacifique et Pacifique-Antarctique ainsi que celles situées dans l'est de l'Asie et de l'Australie (figure 2.10b). Les signatures rapides des cratons ou des vieux bassins océaniques sont également retrouvées.

Nous étudions de manière plus quantitative la corrélation des temps d'arrivées avec les anomalies de vitesses situées au dessus de la zone de transition dans le modèle DKP2005.

Etude quantitative de la corrélation

Sur les diagrammes de la figure 2.11, nous représentons l'amplitude des anomalies de vitesse de DKP2005 moyennées dans le manteau au dessus de la zone de transition sous chacune des stations sismologiques (phases *Pds*) et des cellules (phases *SdS*) en fonction des temps observés T_{410} (figures 2.11a et 2.11b), T_{660} (figures 2.11c et 2.11d) et $T_{660} - T_{410}$ (figures 2.11e et 2.11f). Le modèle de référence utilisé pour le calcul des anomalies est le modèle PRFM (Dziewonski et Anderson, 1981). Ce modèle est le modèle *a priori* utilisé pour l'inversion tomographique de Debayle *et al.* (2005). Nous l'avons adapté pour la propagation de phases sismiques de période dominante 20 s.

Ces diagrammes confirment que les temps de trajets absolus sont corrélés avec les amplitudes des anomalies de vitesses au-dessus de la zone de transition. En revanche les temps différentiels $T_{660} - T_{410}$ ne montrent pas une telle corrélation (figures 2.11e et 2.11f).

Nos cartes de temps de trajets absolus (figures 2.4a et 2.5a) reflètent sans doute plus les effets des hétérogénéités de vitesses au dessus de la zone de transition que ceux de la topographie réelle des discontinuités. Ces hétérogénéités introduisent une corrélation positive

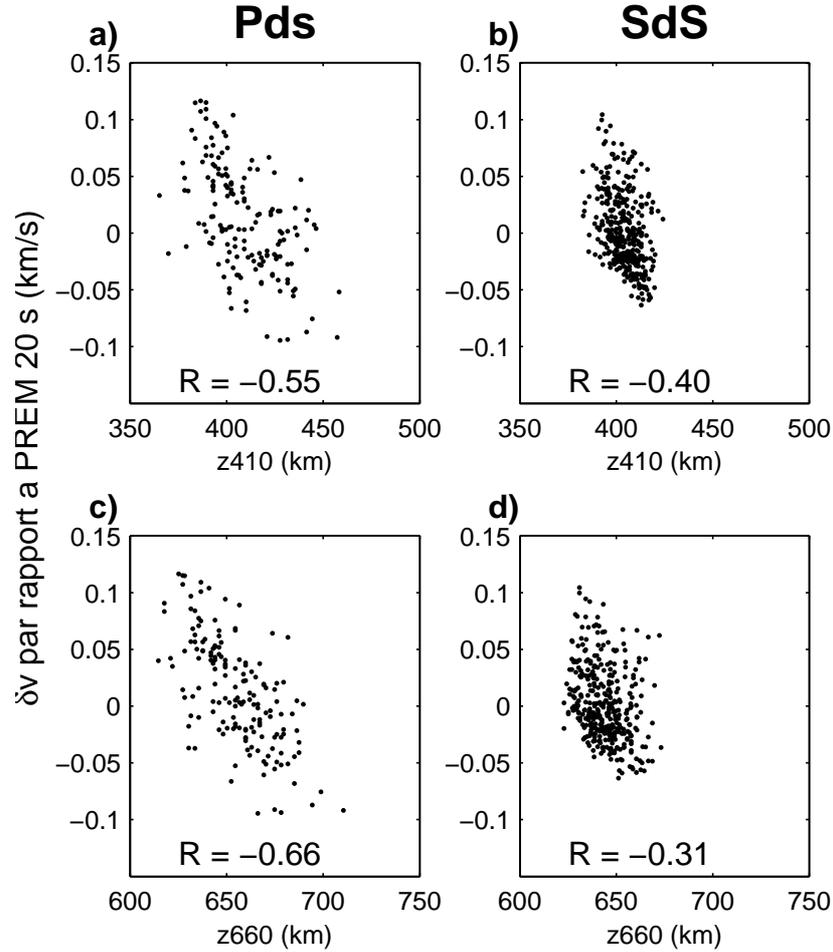


FIG. 2.12: Diagrammes de corrélation entre les anomalies de vitesses sismiques au dessus de la zone de transition dans le modèle DKP2005 et les profondeurs des discontinuités obtenues dans le modèle PREM. Colonne de gauche : phases Pds. Colonne de droite : phases SdS. (a) et (b) Diagrammes pour les phases converties et réfléchies à la “410”. (c) et (d) Diagrammes pour les phases converties et réfléchies à la “660”. Les coefficients de corrélation calculés sont pratiquement identiques à ceux obtenus sur les diagrammes de la figure 2.11.

entre les temps de propagation T_{410} et T_{660} . Si nous utilisons un modèle à symétrie sphérique (par exemple PREM) pour convertir les temps observés en profondeur des discontinuités, la topographie réelle des discontinuités est occultée par l’effet des vitesses au dessus de la zone de transition. La corrélation négative observée dans les diagrammes $\delta v = f(T_{410})$ et $\delta v = f(T_{660})$ (figure 2.11) est préservée dans des diagrammes $\delta v = f(z_{410})$ et $\delta v = f(z_{660})$ (figure 2.12).

Nous montrons sur la figure 2.13 la relation entre les profondeurs des discontinuités de la zone de transition $z_{660} = f(z_{410})$ après migration dans PREM. La corrélation positive introduite dans la relation $T_{660} = f(T_{410})$ se répercute sur la relation $z_{660} = f(z_{410})$. Les observations (z_{410}, z_{660}) s’alignent approximativement selon une droite d’équation $z_{660} = z_{410} + h$

où h est l'épaisseur moyenne de la zone de transition (figure 2.13). La répartition autour de la valeur moyenne (étoile noire) est fonction de la nature rapide ou lente du manteau au-dessus de la zone de transition : les profondeurs z_{410} inférieures à la moyenne sont en général associées à un manteau rapide (points bleus) et celles supérieures à la moyenne sont en général associées à un manteau lent (points rouges). La dispersion des observations autour de la tendance linéaire est associée aux effets de la topographie des discontinuités, des hétérogénéités de vitesses au-dessus et dans la zone de transition, et à la présence de bruit sur les données.

Pour obtenir une information robuste sur la structure de la zone de transition, il nous faut donc :

1. soit restreindre l'étude à l'épaisseur de la zone de transition. Nous pouvons alors nous contenter de convertir en profondeur les temps $T_{660} - T_{410}$.
2. soit corriger les temps de trajets T_{410} et T_{660} des effets des hétérogénéités de vitesses présentes dans le manteau superficiel. En supposant que nous connaissons suffisamment bien les vitesses au dessus de la zone de transition, nous pouvons espérer retrouver correctement les profondeurs absolues des discontinuités.

La profondeur absolue des discontinuités est un paramètre clé pour la compréhension des processus géodynamiques à grande échelle dans le manteau. Les pentes de Clapeyron "sismologiques" des discontinuités apportent de plus des informations sur la minéralogie du manteau. Nous avons essayé pour ces raisons de corriger des effets des hétérogénéités de vitesses au-dessus de la zone de transition.

2.4.2 Correction de la structure superficielle

Nous avons corrigé des hétérogénéités de vitesses au dessus de la zone de transition en trois étapes (**annexe A**). La première est la construction d'un modèle 3D de vitesse des ondes sismiques pour les 400 premiers kilomètres du manteau. Nous nous servons de ce modèle pour calculer les temps de propagation des phases converties et des précurseurs de SS associées à la distribution de stations sismologiques de notre jeu de données de Pds (figure 1 de l'article) et à la distribution de cellules servant à regrouper les données de précurseurs de SS (figure 1.18). Les relations temps-profondeur obtenues permettent de convertir les temps observés en profondeurs des discontinuités.

Le modèle sismique

Nous utilisons le modèle 3SMAC (Nataf et Ricard, 1996) pour décrire les vitesses des ondes P et S dans la croûte et le modèle tomographique DKP2005 (Debayle *et al.*, 2005) pour décrire les vitesses des ondes S dans le manteau au-dessus de la zone de transition. Le modèle de vitesse d'ondes P dans le manteau est obtenu en mettant à l'échelle les perturbations de vitesses des ondes S par rapport à un modèle de référence 1D. Ce modèle de référence nous sert également à décrire les vitesses V_p et V_s dans la zone de transition et dans le manteau inférieur.

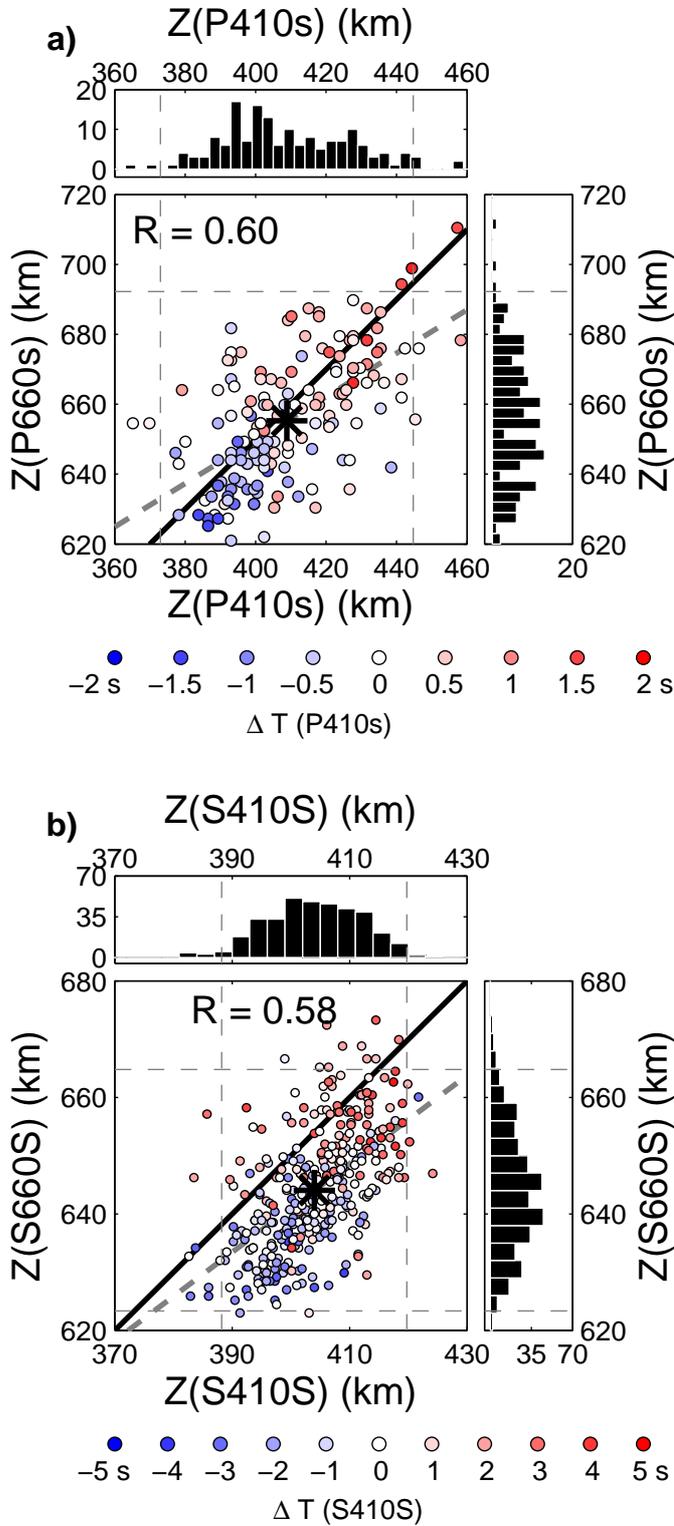


FIG. 2.13: Relation $z_{660} = f(z_{410})$ obtenue après migration dans PREM pour :

(a) les phases Pds.

(b) les phases SdS.

Dans chaque cas, le couple des observations (z_{410}, z_{660}) moyennes est symbolisé par l'étoile noire. Les cercles sont colorés en fonction de l'amplitude des anomalies de temps ΔT_{410} calculées dans le modèle DKP2005 (échelles en bas des diagrammes). La valeur de référence est la valeur moyenne T_{410} prédite par le modèle. La ligne grise tiretée est la droite qui s'ajuste le mieux aux observations sans tenir compte des erreurs de mesures. La ligne noire est la droite d'équation $z_{660} = z_{410} + h$ où $h = 250$ km. Les valeurs du coefficient de corrélation entre z_{410} et z_{660} sont données en haut à gauche dans chaque diagramme.

Les histogrammes en haut donnent les distributions de profondeurs z_{410} . Les histogrammes sur la droite donnent les distributions de profondeurs z_{660} . Les intervalles délimités par les lignes tiretées contiennent 95% des profondeurs z_{410} et z_{660} .

Le facteur d'échelle¹³ influe de manière peu significative sur les temps de trajet des phases *Pds*. Nous appliquons un facteur 1/2 aux perturbations de vitesses des ondes S de DKP2005 par rapport au modèle de référence choisi. Cette valeur est dans la gamme des observations obtenues par les méthodes sismologiques ou bien prédites par la physique des minéraux (voir en **annexe A**).

Temps de propagation synthétiques

Nous avons testé deux modèles de référence pour le manteau : le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981) à 20 s de période et le modèle IASP91. Nous donnons les temps de propagation prédits par ces modèles dans la table 2.2. Travailler avec l'un ou l'autre de ces modèles ne change pas significativement nos principaux résultats. L'inversion tomographique de DKP2005 a été menée en utilisant PREM comme modèle *a priori*. Il apparaît donc plus logique de travailler dans la suite avec ce modèle.

conversions Ps (65°)						
	T_{410} (s)	σ_{410} (s)	T_{660} (s)	σ_{660} (s)	ΔT (s)	σ_{TZ} (s)
Observations	44.8	1.9	69.1	1.7	24.2	1.6
IASP91	44.2	-	68.1	-	24.0	-
DKP2005 + PREM 20 s	44.7	0.7	69.4	0.7	24.7	-
DKP2005 + IASP91	44.5	0.7	68.6	0.7	24.1	-
précurseurs de SS (130°)						
	T_{410} (s)	σ_{410} (s)	T_{660} (s)	σ_{410} (s)	ΔT (s)	σ_{TZ} (s)
Observations	156.5	2.7	228.7	2.8	72.2	2.6
IASP91	157.4	-	230.6	-	73.2	-
DKP2005 + PREM 20 s	156.5	1.8	231.6	1.8	75.1	-
DKP2005 + IASP91	156.8	1.8	230.5	1.8	73.7	-

TAB. 2.2: Temps de propagation T_{410} , T_{660} et $\Delta T = T_{660} - T_{410}$ pour les phases *Pds* et *SdS*. Nous donnons les moyennes de nos observations, les temps prédits par IASP91 et les moyennes obtenues dans nos tests synthétiques avec DKP2005 pour la vitesse des ondes S au dessus de la zone de transition et soit PREM à 20 s de période, soit IASP91 comme modèle de référence. Les intervalles de temps T_{410} et T_{660} contenant 68% des observations sont notés σ_{410} et σ_{660} .

La distribution géographique des temps T_{410} obtenus dans le modèle synthétique {DKP2005+PREM} est représentée sur la figure 2.14. Le lecteur peut la comparer aux observations sur la figure 2.10a. La taille, la forme, et la localisation de la majorité des anomalies sont retrouvées à partir du modèle synthétique. La signature des cratons est présente dans les deux jeux de données synthétiques, excepté pour les cratons du sud et de l'ouest de l'Afrique où les précurseurs de *SS* échantillonnent un manteau "normal". Les phases *SS* parcourent moins de trajet sous les océans que sous les continents car leurs réflexions ont lieu à la base du plancher océanique. De plus, la croûte, qui est la partie du modèle où les ondes sismiques sont

¹³Le facteur d'échelle est le rapport des amplitudes de perturbations des vitesses d'ondes S sur les amplitudes de perturbations des vitesses d'ondes P. Il est défini dans l'**annexe A** de ce manuscrit.

les plus lentes, est plus fine sous les océans que sous les continents. Les phases *SdS* donnent pour ces raisons une signature plus rapide que la moyenne dans les régions océaniques.

Les amplitudes des anomalies synthétiques sont en général inférieures à celles observées, en particulier pour les phases *Pds* (table 2.2). Les temps prédits sont contenus à 68% dans un intervalle de ± 0.7 s autour de la valeur moyenne alors que nos observations sont contenues dans un intervalle de ± 1.9 s. L'échelle de couleurs sur la figure 2.14 est pour cette raison différente de celle utilisée sur la figure 2.10a. Les différences entre les amplitudes des anomalies synthétiques et observées sont dues en partie à la topographie de la "410" qui n'a pas été prise en compte dans la modélisation.

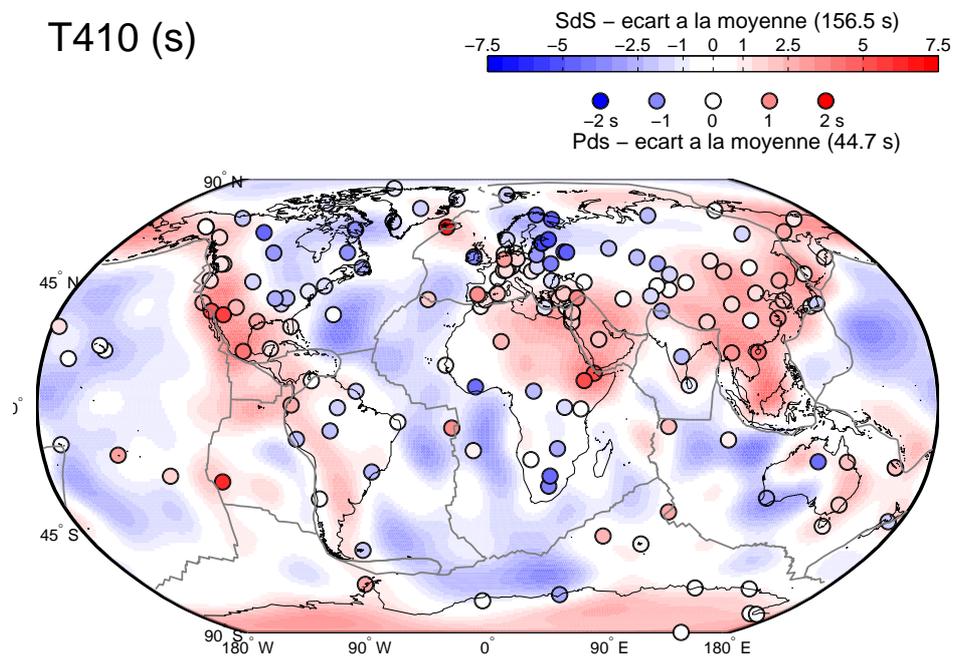


FIG. 2.14: Carte de la distribution synthétique des anomalies de temps T_{410} pour les phases *SdS* et *Pds*. Le fond de couleur est associé aux observations de précurseurs de *SS*. Les cercles correspondent aux observations associées aux phases converties. Les régions où les phases sismiques sont retardées sont indiquées en rouge et les régions où les phases sont en avance sont indiquées en bleu.

Le modèle {DKP2005+PREM} permet donc de prédire correctement la forme et la localisation des anomalies des temps de trajet des phases *Pds* et *SdS*. Nous utilisons ce modèle pour convertir nos observations de temps de trajet en profondeur des discontinuités.

Effet des corrections

Les corrections réduisent les amplitudes de variation de la profondeur des discontinuités (σ_{410} , σ_{660} dans la table 2.3, histogrammes sur les figures 2.13 et 2.15). La réduction est plus importante pour les observations d'ondes converties que pour celles à partir des phases

précurseurs de *SS* (table 2.3) car les phases *Pds* sont plus sensibles aux anomalies de vitesses situées au-dessus de la zone de transition que les phases *SdS*.

PREM						
	z_{410} (km)	σ_{410} (km)	z_{660} (km)	σ_{660} (km)	h (km)	σ_{TZ} (km)
<i>Pds</i>	408.9	17.9	655.3	18.5	246.4	16.2
<i>SdS</i>	404.0	7.9	644.0	10.3	240.1	8.7
DKP2005 + PREM						
	z_{410} (km)	σ_{410} (km)	z_{660} (km)	σ_{660} (km)	h (km)	σ_{TZ} (km)
<i>Pds</i>	411.8	15.5	656.9	14.4	245.1	16.1
<i>SdS</i>	407.4	7.2	646.9	8.3	239.4	8.5

TAB. 2.3: Profondeurs moyennes z_{410} , z_{660} des discontinuités et épaisseur h de la zone de transition obtenues après migration dans PREM et {DKP2005+PREM}. Les intervalles de profondeurs z_{410} , z_{660} et d'épaisseurs h contenant 68% des observations sont notés σ_{410} , σ_{660} et σ_{TZ} .

Les profondeurs corrigées z_{410} et z_{660} sont représentées en fonction des anomalies de vitesses dans le modèle DKP2005 sur la figure 2.16. La corrélation a diminué de manière significative, sans toutefois disparaître complètement en particulier pour les observations d'ondes converties ($R = -0.23$ et $R = -0.34$).

La figure 2.15 montre la relation entre les profondeurs des discontinuités $z_{660} = f(z_{410})$ après migration des observations dans le modèle {DKP2005+PREM}. Les diagrammes sur cette figure sont à comparer avec ceux de la figure 2.13. La corrélation positive entre les profondeurs des discontinuités est réduite de manière significative lorsque nous corrigeons des anomalies de vitesse au dessus de la zone de transition. Elle ne disparaît toutefois pas complètement ($R = 0.42$ et $R = 0.4$).

Topographie des discontinuités

Les cartes de la topographie des discontinuités obtenues après migration dans le modèle {DKP2005+PREM} sont représentées sur les figures 2.17 et 2.18. Les profondeurs moyennes obtenues pour la "410" et la "660" et les amplitudes de variation autour de ces profondeurs moyennes varient d'un jeu de données à un autre (table 2.3).

Les profondeurs moyennes et les amplitudes de variations sont plus petites pour les phases *SdS* (407.4 ± 7.2 km et 646.9 ± 8.3 km) que pour les phases *Pds* (411.8 ± 15.5 km et 656.9 ± 14.4 km). L'échelle de couleur utilisée pour les observations de *SdS* sur les figures 2.17 et 2.18 varie pour cette raison dans un intervalle de ± 30 km, contre ± 40 km pour les phases *Pds*.

Les deux jeux de données montrent une assez bonne concordance entre les anomalies de profondeurs. Quelques désaccords existent cependant dans certaines régions, par exemple au nord-ouest de l'Himalaya et au sud de l'océan indien (figures 2.17 et 2.18), en Inde et au sud-est de l'Asie (figure 2.17).

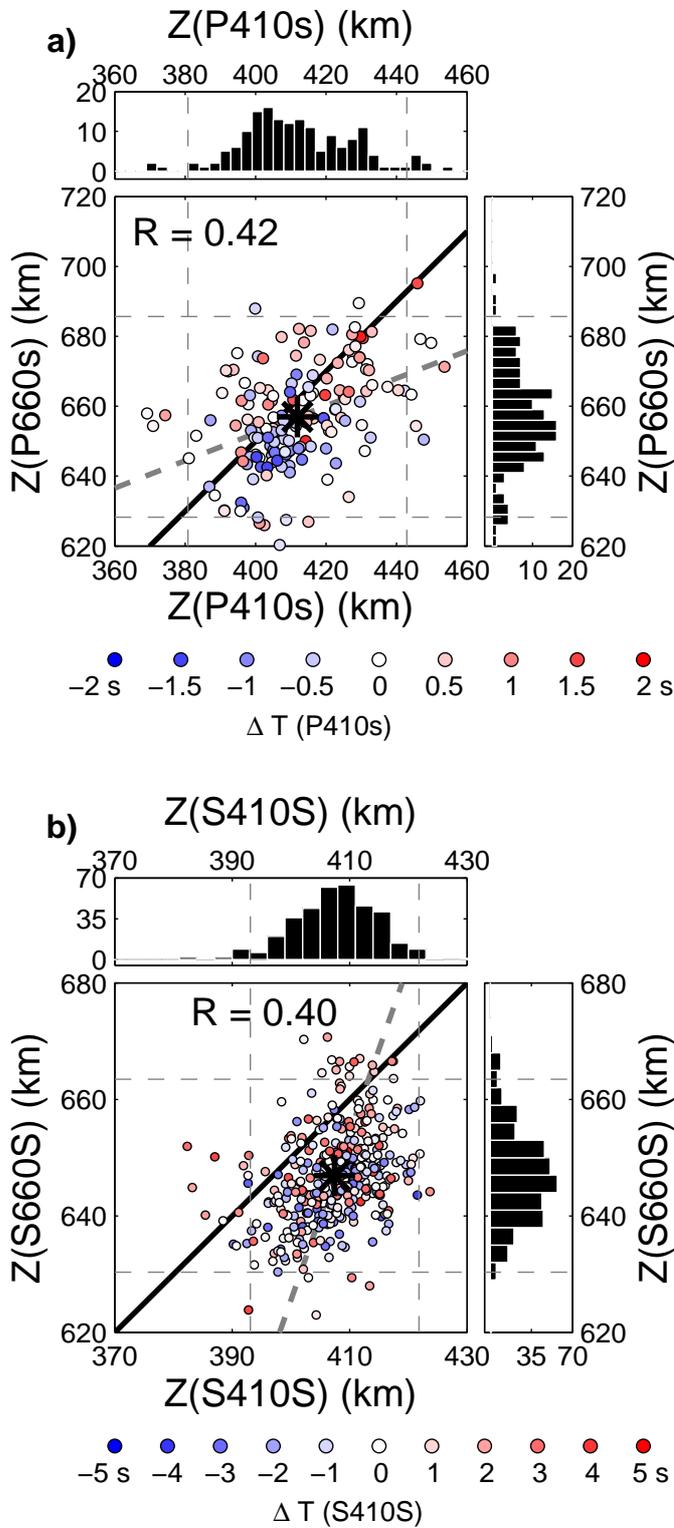


FIG. 2.15: Relation $z_{660} = f(z_{410})$ obtenue après migration dans $\{DKP2005+PREM\}$ pour :

(a) les phases Pds.

(b) les phases SdS.

La valeur moyenne observée est marquée par l'étoile noire. La ligne noire est la droite d'équation $z_{660} = z_{410} + 250$ km. Les valeurs du coefficient de corrélation entre z_{410} et z_{660} sont données en haut à gauche dans chaque diagramme. Les corrections ont changé significativement les distributions des observations (histogrammes en haut et à droite des diagrammes à comparer à ceux de la figure 2.13).

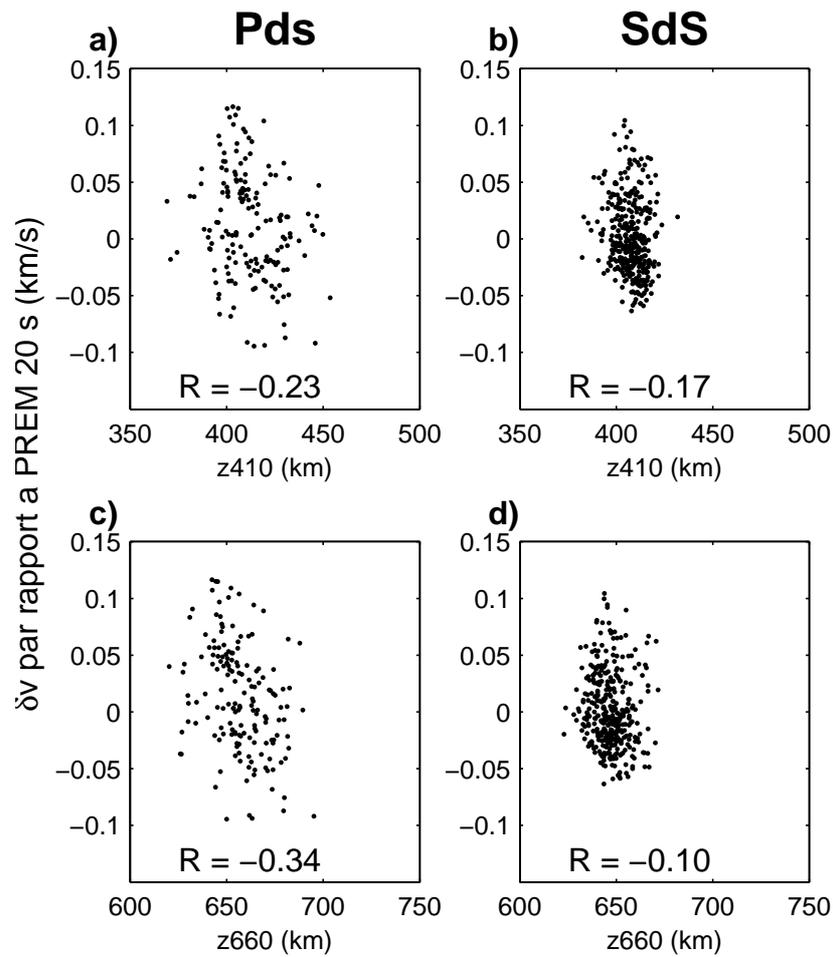


FIG. 2.16: Diagrammes de corrélation entre les anomalies de vitesses sismiques au dessus de la zone de transition dans le modèle DKP2005 et les profondeurs corrigées des discontinuités. Colonne de gauche : phases Pds. Colonne de droite : phases SdS. (a) et (b) Diagrammes pour les phases converties et réfléchies à la “410”. (c) et (d) Diagrammes pour les phases converties et réfléchies à la “660”. Les coefficients de corrélation calculés ont changé significativement par rapport à ceux de la figure 2.12.

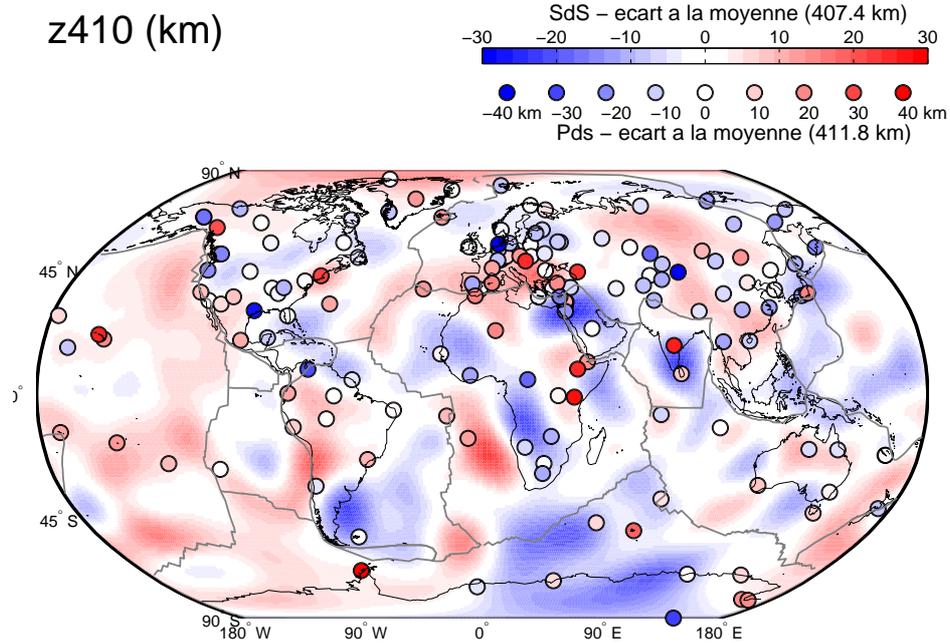


FIG. 2.17: Carte de la topographie de la discontinuité à 410-km de profondeur obtenue à partir des données de Pds et SdS. Le fond de couleur correspond aux observations obtenues à partir des phases SdS. Les cercles donnent les observations obtenues à partir des phases Pds. Les anomalies sont représentées par rapport aux valeurs moyennes respectives des jeux de données. L'échelle de couleur (en haut à droite de la carte) définit en rouge les régions où la discontinuité est plus profonde et en bleu les régions où elle est moins profonde (encart 3.3).

Épaisseur de la zone de transition

Les variations de l'épaisseur de la zone de transition obtenues après migration des deux jeux de données dans {DKP2005+PREM} sont représentées sur la carte de la figure 2.19. L'épaisseur moyenne de la zone de transition est plus faible pour les précurseurs de *SS* (239.4 km) que pour les ondes P converties en S (245.1 km). Les amplitudes de variation de l'épaisseur sont également plus faibles pour les phases *SdS* que pour les phases *Pds* (table 2.3). Nous utilisons pour cette raison des échelles de couleurs différentes sur la figure 2.19 pour les phases *Pds* et *SdS* (± 40 km et ± 30 km respectivement).

Les deux types observations sont en accord aux grandes longueurs d'ondes. La zone de transition est épaissie au nord-est de l'Asie, en Asie centrale, au Sud de l'Amérique du Nord, en Amérique Centrale, au nord de l'Amérique du Sud et à l'est de l'Australie.

Les précurseurs de *SS* donnent une zone de transition amincie sous une grande partie des océans (figure 2.19, centre du Pacifique, Océan Atlantique, Océan Indien au sud de l'Afrique). Les observations de *Pds* sont moins nombreuses dans les régions océaniques. Elles donnent généralement une zone de transition fine ou normale.

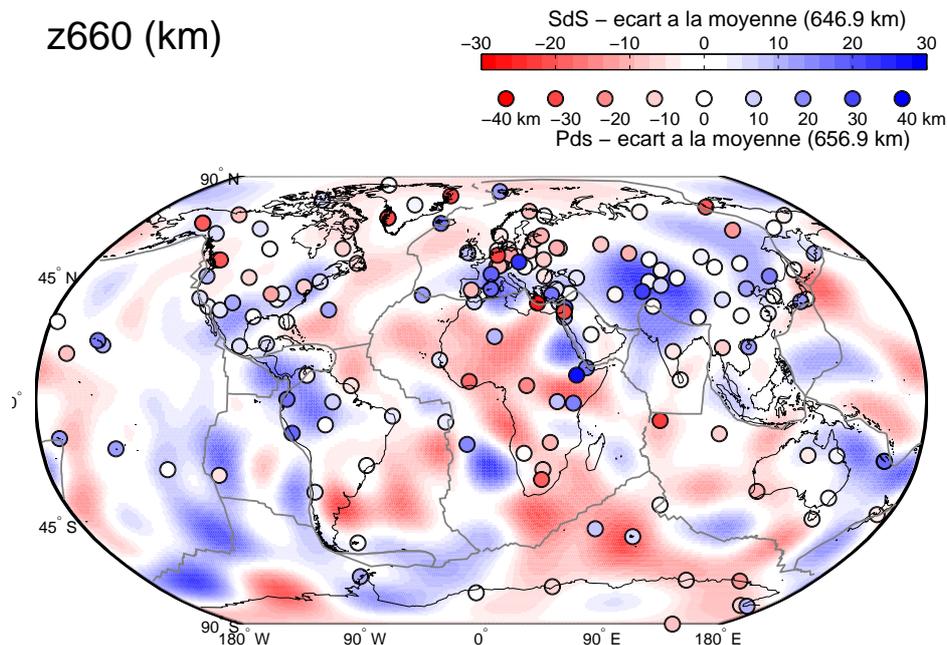


FIG. 2.18: Carte de la topographie de la discontinuité à 660-km de profondeur. Le mode de représentation est le même que sur la figure 2.17 excepté que l'échelle de couleur est renversée pour être en accord avec le modèle de transition de phases de l'olivine (encart 3.3), bleu : plus profond (\sim froid) et rouge : moins profond (\sim chaud).

2.4.3 Réduction de la couverture des données de SdS

Les ondes P converties en S échantillonnent majoritairement la zone de transition sous les régions continentales. Les précurseurs de SS échantillonnent avec une couverture plus homogène les régions continentales et les régions océaniques. Pour pouvoir comparer ces deux jeux de données sans introduire un biais lié à ces différences de couverture, nous avons dégradé la couverture des données de précurseurs de SS . Les sismogrammes sont sommés dans des cellules de 10° de rayon centrées sur les positions géographiques des stations sismologiques de notre étude de Pds .

Les cartes de la profondeur des discontinuités et de l'épaisseur de la zone de transition obtenues dans le modèle {DKP2005+PREM} sont comparées sur les figures 2.20, 2.21 et 2.22. Le mode de représentation des observations avec des cercles de tailles proportionnelles à l'amplitude des anomalies donne artificiellement un poids plus important aux observations anormales. L'échelle de couleur est basée sur l'interprétation des effets de la température sur les transitions de phase de l'olivine.

Les valeurs moyennes obtenues pour les profondeurs, les épaisseurs et les amplitudes de variation σ_{410} , σ_{660} et σ_{TZ} sont données dans la table 2.4. Ces valeurs sont très proches de celles de la table 2.3.

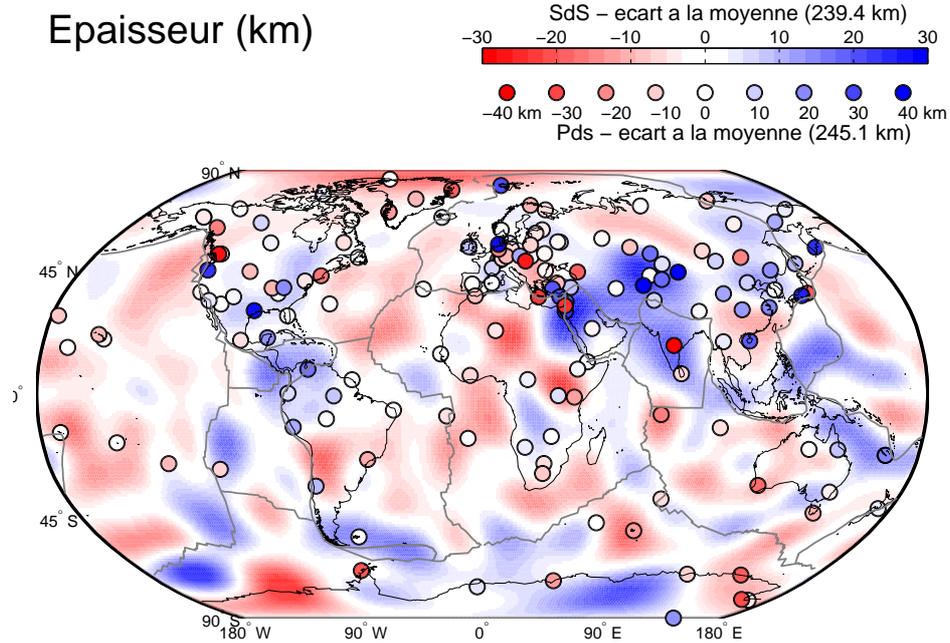


FIG. 2.19: Carte de l'épaisseur de la zone de transition obtenue à partir des phases *Pds* et *Sds*. Le mode de représentation est le même que sur la figure 2.18. Les régions où la zone de transition est épaissie sont indiquées en bleu. Les régions où elle est amincie sont indiquées en rouge (**encart 3.3**).

	z_{410} (km)	σ_{410} (km)	z_{660} (km)	σ_{660} (km)	h (km)	σ_{TZ} (km)
<i>Pds</i>	411.8	15.5	656.9	14.4	245.1	16.1
<i>SdS</i>	407.7	7.3	647.9	9.5	240.1	10.5

TAB. 2.4: Comparaison des profondeurs moyennes z_{410} , z_{660} des discontinuités et de l'épaisseur h de la zone de transition obtenues après sommation des données de précurseurs de *SS* sur des cellules centrées sur les positions des stations sismologiques de notre étude de *Pds* (figure 1 de la partie 2.2). Les intervalles de profondeurs z_{410} , z_{660} et d'épaisseurs h contenant 68% des observations sont notés σ_{410} , σ_{660} et σ_{TZ} .

Topographie de la “410”

La profondeur moyenne de la “410” obtenue à partir des phases *SdS* change peu après la réduction de la couverture des précurseurs de *SS* (tables 2.3 et 2.4). L'écart-type sur l'amplitude des variations de la topographie de la discontinuité est inchangé. Il reste inférieur de moitié à celui obtenu à partir des phases *Pds* (table 2.4).

La figure 2.20 confirme que les amplitudes de variation de la profondeur de la “410” sont bien plus faible dans le cas des *SdS* que des *Pds*. Les anomalies significatives de topographie de la “410” pour les phases *SdS* sont situées en Europe centrale, au nord-ouest de la péninsule Arabique, en Afrique et à l'est de l'Asie (figure 2.20b). Sous les autres points de mesure, la profondeur de la “410” est en général proche de la moyenne. Les remontées de la “410” observées avec les *Pds* sous les régions du nord du Tibet et de l'Amérique centrale (figure 2.20a) ne sont

pas observées avec les phases *SdS*.

Topographie de la “660”

La profondeur moyenne de la “660” obtenue avec les *SdS* n’a pas changé de manière significative (tables 2.3 et 2.4). Par contre, les variations de la topographie de la “660” ont augmenté de manière un peu plus significative (8.3 km avant et 9.5 km après).

Les variations de la profondeur de la discontinuité à 660-km obtenues à partir des phases *SdS* et *Pds* ont des amplitudes plus comparables (figure 2.21) que celles de la “410” (figure 2.20). L’approfondissement de la “660” dans la région du nord de l’Himalaya (Tibet-Pamir-Tian Shan) participe pour beaucoup à cet effet. Les deux jeux de données montrent une remontée de la “660” au nord de l’Europe, en Afrique et en Antarctique, et un approfondissement au sud de l’Europe et en Amérique du Sud. Sous la région qui s’étend du Pamir au massif situé plus au nord du Tian-Shan, les précurseurs de *SS* montrent une “660” très profonde (figure 2.21b). Les *Pds* montrent un approfondissement plus localisé dans la région du Pamir (figure 2.21a). Les autres différences majeures sont observées dans la région des rifts est africains et au sud de l’océan Indien.

Épaisseur de la zone de transition

L’épaisseur moyenne de la zone de transition n’a pas changé de manière significative (tables 2.3 et 2.4) et les amplitudes de variation de l’épaisseur ont augmenté de 2 km.

Les plus fortes anomalies de l’épaisseur de la zone de transition communes aux deux cartes sur la figure 2.22 sont situées dans le nord-ouest du Tibet (épaississement), en Europe centrale (amincissement) et au nord de la péninsule arabique (épaississement). Il faut cependant rappeler que les mesures de précurseurs de *SS* ont de fortes erreurs dans cette dernière région (figure 2.6b).

Dans l’est de l’Asie et en Amérique Centrale, la zone de transition apparaît épaissie avec les *Pds*. Les variations d’épaisseur obtenues pour ces deux régions à partir des phases *SdS* sont plus faibles, comprises entre 5 et 15 km.

Les deux jeux de données suggèrent que dans la région au nord du Tibet la zone de transition est très épaissie (figures 2.22a et 2.22b). Les observations dans cette région sont curieuses car les discontinuités à l’origine de l’épaississement de la zone de transition sont la “410” pour les phases *Pds* et la “660” pour les phases *SdS*.

Corrélation entre les observations

La figure 2.23 montre la corrélation entre nos observations ponctuelles des profondeurs des discontinuités et de l’épaisseur de la zone de transition pour les phases *Pds* et *SdS*. Les corrélations sont presque nulles pour la “410” ($R = 0.05$) et la “660” ($R = 0.16$). La corrélation est plus significative pour l’épaisseur de la zone de transition ($R = 0.3$).

Pour des questions de résolution latérale, les données de précurseurs de *SS* devraient être moins sensibles que les *Pds* à des variations locales mais de grandes amplitudes de la topographie des discontinuités et de l’épaisseur de la zone de transition. Lawrence et Shearer

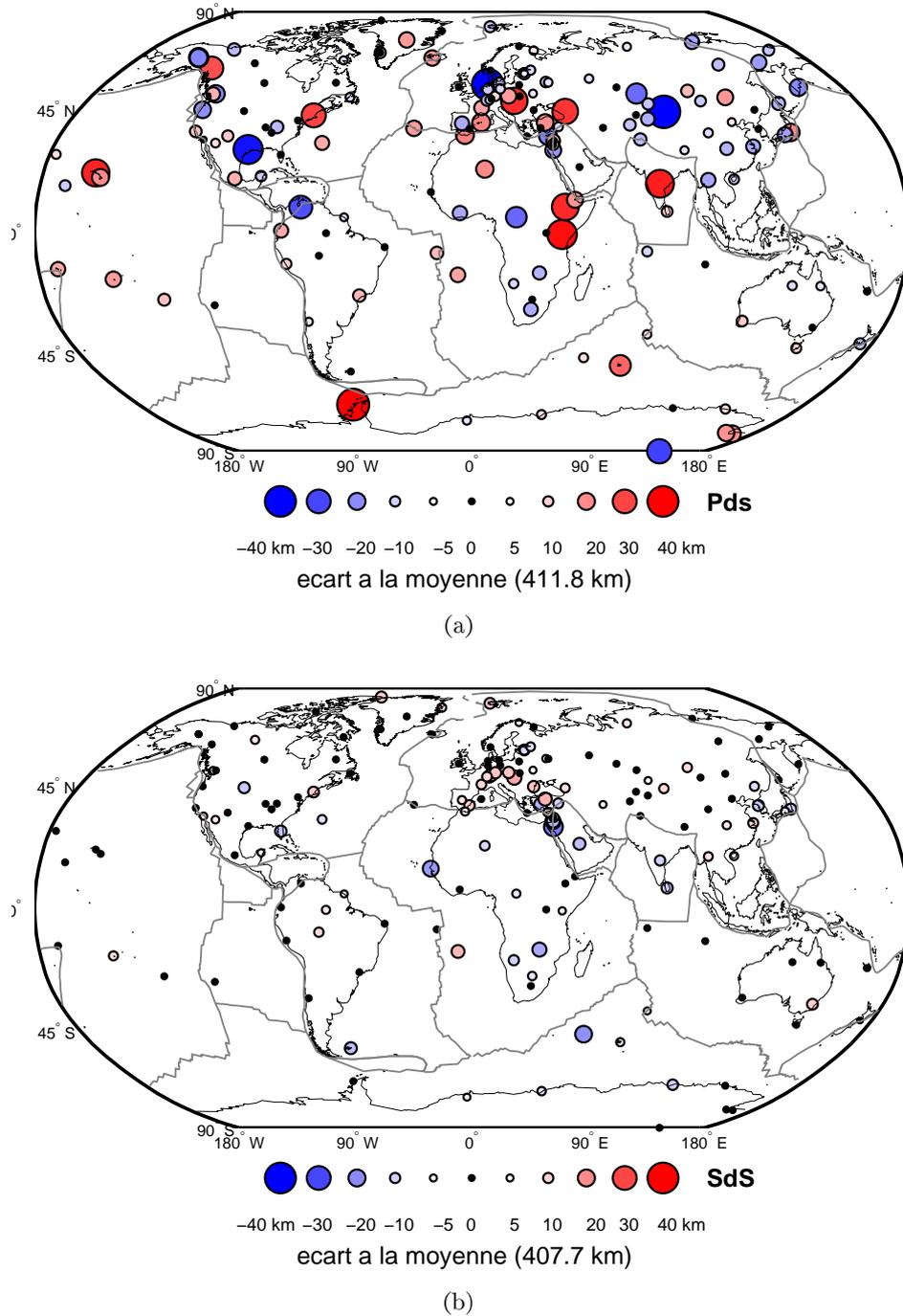
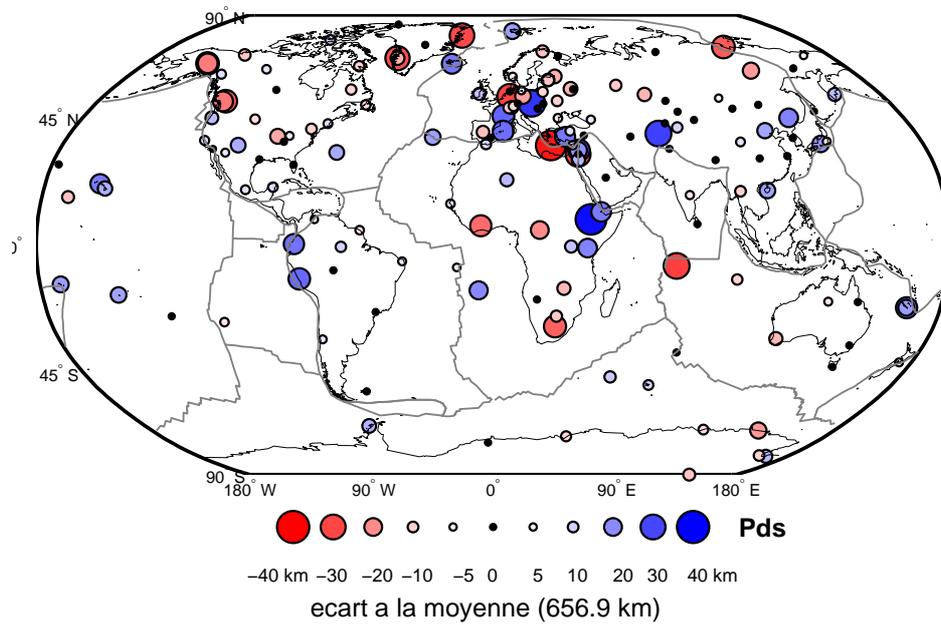
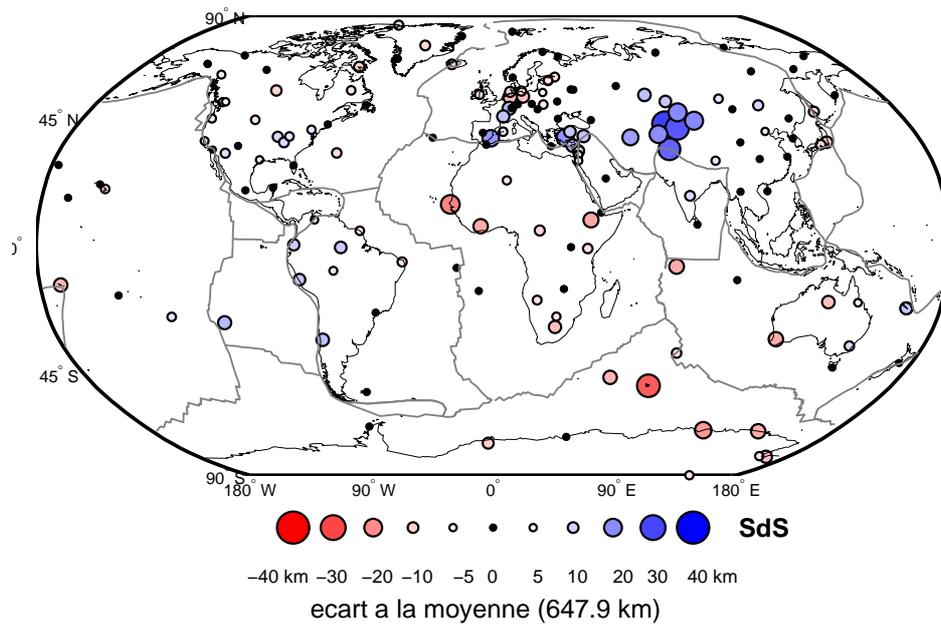


FIG. 2.20: (a) Carte de la profondeur de la discontinuité à 410-km obtenue à partir des phases Pds. Les cercles sont centrés sur les stations sismologiques utilisées dans l'étude de Pds. Leur taille est proportionnelle à l'amplitude des anomalies de la profondeur de la discontinuité. Les cercles bleus (rouges) marquent une remontée (approfondissement) de la discontinuité. (b) Carte de la profondeur de la discontinuité à 410-km obtenue à partir des phases Sds. Le mode de représentation est le même qu'en (a).



(a)



(b)

FIG. 2.21: (a) Carte de la profondeur de la discontinuité à 660-km obtenue à partir des phases Pds. La taille des cercles est proportionnelle à l'amplitude des anomalies de la profondeur de la discontinuité. Les cercles bleus (rouges) marquent une remontée (approfondissement) de la discontinuité. (b) Carte de la profondeur de la discontinuité à 660-km obtenue à partir des phases SdS. Le mode de représentation est le même qu'en (a).

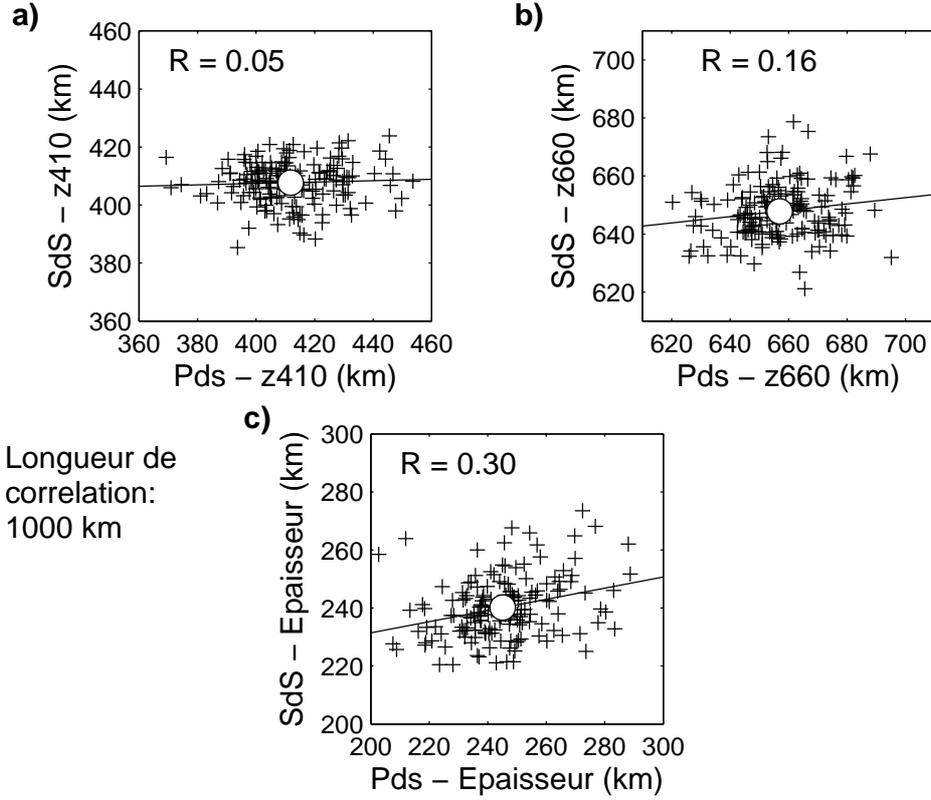


FIG. 2.23: Corrélation entre les profondeurs et les épaisseurs données par les phases SdS et Pds. Les observations obtenues à partir des Pds sont représentées suivant l'axe des abscisse et celle obtenues à partir des SdS selon l'axe des ordonnées. Les observations moyennes sont marquées par les disques blancs. Nous donnons le coefficient de corrélation en haut à gauche dans chaque diagramme. La ligne noire est la droite qui s'ajuste le mieux aux données. (a) Corrélation pour la profondeur de la "410" (b) Corrélation pour la profondeur de la "660". (c) Corrélation pour l'épaisseur de la zone de transition.

(2006b) ont montré qu'il était possible de réconcilier les observations de l'épaisseur de la zone de transition pour les phases Pds et SdS en dégradant la résolution latérale des Pds.

Nous avons comparé nos observations en lissant artificiellement les observations de Pds. Nous utilisons la relation suivante (Lebedev *et al.*, 2003) : $z_j = \frac{\sum_i w_{ij} \cdot z_i}{\sum_i w_{ij}}$ où z_j est l'observation à la station j . Les poids w_{ij} s'écrivent $\cos(\pi/2 \cdot d_{ij}/L)$ pour des stations i situées à une distance d_{ij} de la station j plus petite qu'une longueur de corrélation L . Lorsque $i = j$, $d_{ij} = 0$ et le poids appliqué à la station i est $w_{ij} = 1$. Lorsque la station i est située à une distance de la station j supérieure à la longueur de corrélation L ($d_{ij} > L$), le poids appliqué est $w_{ij} = 0$.

L'efficacité du lissage dépend de la présence de stations dans le voisinage de la station j considérée. Nous supprimons les stations isolées géographiquement en imposant une valeur seuil w_{min} telle que $\sum_i w_{ij} \geq w_{min}$. Ce seuil, tout en rendant le lissage plus efficace, élimine une partie des données. Nous avons testé différentes valeurs de L et w_{min} comprises entre 100 et 3000 km et 1 et 6 respectivement. Il n'est pas possible d'avoir des valeurs de corrélation

supérieures à 0.5 sans écartier au moins 40% des données. Les variations σ_{660} et σ_{TZ} sont plus consistantes entre *Pds* et *SdS* pour $L = 1000$ km et $w_{min} = 1.5$. Ces valeurs retirent 50% des stations de notre jeu de données initial. La table 2.5 donne les valeurs de corrélation et les écarts types obtenus sur les distributions de profondeurs et d'épaisseur σ_{410} , σ_{660} et σ_{TZ} .

Les diagrammes sur la figure 2.24 présentent les corrélations pour ces valeurs de L et w_{min} . La corrélation n'est pas améliorée pour la "410" (figure 2.24a) mais elle est améliorée pour la "660" (figure 2.24b) et pour la zone de transition (figure 2.24c).

L (km)	w_{min}	R_{410}	R_{660}	R_{TZ}	Ph.	σ_{410} (km)	σ_{660} (km)	σ_{TZ} (km)
1000	1.5	0.02	0.33	0.72	<i>Pds</i>	10.5	11.2	10.8
					<i>SdS</i>	7.5	10.0	11.6

TAB. 2.5: Ecart-type et corrélation obtenus après lissage des observations de *Pds*.

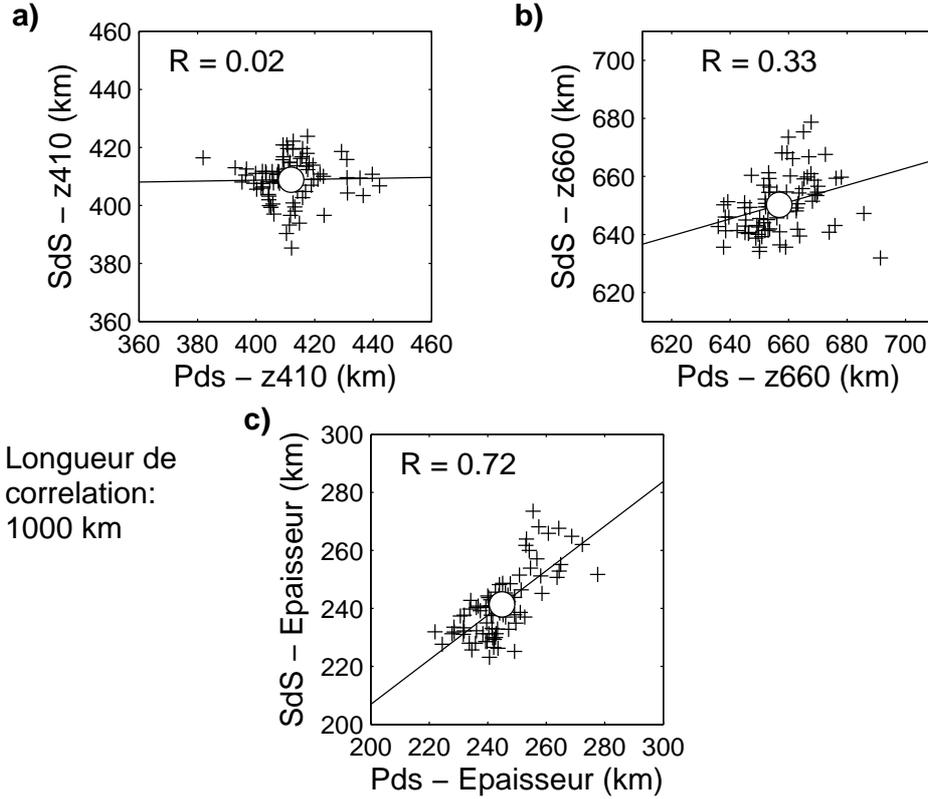


FIG. 2.24: Corrélation entre les profondeurs et les épaisseurs données par les phases *SdS* et *Pds* après lissage des observations de *Pds*. (a) Corrélation pour la profondeur de la discontinuité à 410-km. (b) Corrélation pour la profondeur de la discontinuité à 660-km. (c) Corrélation pour l'épaisseur de la zone de transition. Les paramètres utilisés pour le lissage sont $L = 1000$ km et $w_{min} = 1.5$

2.4.4 Une différence océan-continent

Nous avons calculé la corrélation entre les topographies de la “410” et de la “660” pour le jeu de données de précurseurs de SS dont la couverture a été réduite. Nous trouvons une valeur $R = 0.23$ toujours positive mais inférieure à celle obtenue pour le jeu de donnée entier ($R = 0.40$ sur la figure 2.15). Etant donné que le jeu de données “réduit” de précurseurs de SS couvre majoritairement les régions continentales, cette différence dans la valeur du coefficient de corrélation suggère qu’il existe une différence océan-continent dans la relation liant les topographies des deux discontinuités.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons séparé notre jeu de données complet de précurseurs de SS en deux parties. La première partie regroupe les observations correspondant aux 227 noeuds de notre maillage situés sous les zones océaniques. La seconde regroupe les observations correspondant aux 131 noeuds situés sous les continents. Nous utilisons la régionalisation tectonique *a priori* 3SMAC de Nataf et Ricard (1996) pour séparer les régions océaniques des régions non océaniques. Les résultats en terme de profondeurs moyennes des discontinuités, d’épaisseurs moyennes et de corrélation des topographies sont donnés dans la table 2.6.

L’épaisseur de la zone de transition apparaît en moyenne plus fine sous les océans que sous les autres régions du monde même si ces écarts restent relativement modestes (3.3 km). Par contre, la corrélation entre les topographies des discontinuités est plus significative sous les océans que sous les autres régions. Les observations sous les océans contribuent donc majoritairement à l’observation à grande échelle d’une corrélation positive entre les profondeurs des discontinuités de la zone de transition.

	nb.	z_{410} (km)	σ_{410} (km)	z_{660} (km)	σ_{660} (km)	h (km)	σ_{TZ} (km)	R
oceans	227	407.6	7.0	646.0	8.0	238.3	7.6	0.49
continents	131	407.1	7.5	648.5	8.6	241.6	9.6	0.29

TAB. 2.6: Profondeurs, épaisseurs moyennes et corrélation des topographies obtenues à partir des phases SdS sous les régions continentales et océaniques. Nous donnons les nombres nb de cellules situées dans ces deux régions ainsi que les coefficient de corrélation R entre les topographies de la “410” et de la “660”.

2.5 Résultats

2.5.1 Résumé

Les hétérogénéités de vitesses au dessus de la zone de transition sont principalement responsables des anomalies de temps de trajet des phases Pds et SdS (figures 2.11, 2.10b, et 2.14). Elles induisent une corrélation positive entre les temps T_{410} et T_{660} . Cette corrélation est préservée lorsque nous convertissons les temps en profondeurs dans un modèle de vitesse à symétrie sphérique (figure 2.13). L’application de corrections pour les vitesses au dessus de la zone de transition réduit sensiblement les amplitudes de variations de la topographie des discontinuités (table 2.3 et histogrammes sur les figures 2.13 et 2.15). Cependant, la corréla-

tion positive entre les profondeurs des discontinuités ne disparaît pas complètement avec ces corrections (figure 2.15).

Les conversions *Pds* et les réflexions *SdS* donnent des images différentes de la structure moyenne de la zone de transition et la différence seule de couverture en points de mesure des phases *Pds* et *SdS* ne peut les expliquer. Ces différences sont (table 2.3 et figures 2.17, 2.18 et 2.19) :

- Les profondeurs moyennes des discontinuités sont plus faibles pour les phases *SdS* (407.7 et 647.9 km) que pour les phases *Pds* (411.8 et 656.9 km).
- L'épaisseur de la zone de transition est en moyenne plus petite pour les phases *SdS* (240.1 km) que pour les phases *Pds* (245.1 km).
- Les écarts-types sur les amplitudes de variation des topographies et de l'épaisseur de la zone de transition sont moins importants dans le cas des phases *SdS* (7.3 km pour la "410" et 9.5 km pour la "660") que pour les phases *Pds* (15.5 km pour la "410" et 14.4 km pour la "660").
- Les phases *SdS* montrent des amplitudes de variation de la topographie plus grandes pour la "660" que pour la "410". Les phases *Pds* donnent des amplitudes de variation à peu près équivalentes.

La corrélation entre les observations de *Pds* et de *SdS* n'est significative que pour l'épaisseur de la zone de transition. Lorsque nous filtrons les données de *Pds* pour les analyser aux grandes longueurs d'ondes, les deux jeux de données montrent un meilleur accord pour l'épaisseur de la zone de transition et dans une moindre mesure pour la "660". Par contre, les topographies de la "410" obtenues avec les phases *SdS* et *Pds* ne sont pas corrélées.

Aux grandes longueurs d'ondes, les variations géographiques de l'épaisseur de la zone de transition obtenues avec les ondes converties et les précurseurs de *SS* montrent un accord raisonnable (figure 2.19). Cet accord est plus clair lorsque nous comparons les observations ponctuellement (figure 2.22). Les caractéristiques commune de ces cartes sont une zone de transition anormale dans les régions de l'Europe, du nord-ouest Tibet et du nord de la péninsule arabique. Les régions où la zone de transition est épaissie sont pour la plupart corrélées avec la localisation géographique de plaques froides subductées, actuelles ou fossiles, dans le manteau (*e.g.* Fukao *et al.*, 2001). Si le modèle de transitions de phases de l'olivine est correct, ces observations indiqueraient que les plaques ont atteint la zone de transition dans ces régions. A partir de la carte de la topographie de la discontinuité à 660-km (figure 2.18), nous pouvons en principe savoir si ces plaques ont atteint ou non la base de la zone de transition. Il semblerait que ce soit le cas en Amérique Centrale, à l'est de l'Australie et au nord-est de l'Asie. Le cas de l'Asie centrale est moins clair car les ondes converties et les précurseurs de *SS* donnent des informations contradictoires pour la topographie de la "660" (figure 2.18).

Les précurseurs de *SS* montrent une zone de transition légèrement amincie sous les océans. L'étude de *SdS* de Gu et Dziewonski (2002) montre également cette différence océan-continent. Cependant, Gu et Dziewonski (2002) obtiennent des variations de l'épaisseur de la zone de transition plus importantes que dans notre étude avec un amincissement de 5 km sous

les océans et un épaissement de 8 km sous les continents. Les observations de Pds donnent généralement une zone de transition fine ou normale dans les régions océaniques. Une zone de transition amincie sous une île océanique associée à un point chaud (par exemple Kerguelen, figures 2.19 et 2.22) peut suggérer l'effet d'un panache chaud sur les transitions de phases de l'olivine. Nos jeux de données pris dans leur totalité montrent cependant que cette relation est loin d'être systématique.

Dans la suite, nous ré-examinons la structure de la zone de transition sous les zones de subductions, les points chauds et le manteau "normal". Nous utilisons l'information apportée par le jeu de donnée de précurseurs de SS sous les positions géographiques des stations de notre étude de Pds . Nous vérifions si cette information s'accorde avec les principaux résultats obtenus avec les ondes P converties en S (partie 2.2).

2.5.2 Un manteau "normal" plutôt anormal

Sur la figure 2.25, nous représentons la relation liant les topographies de la "410" et de la "660" ($z_{660} = f(z_{410})$) pour les données associées à un manteau "normal". Pour comparer les observations, nous avons choisi de ne représenter que les mesures de SdS sous les stations sismologiques de notre étude de Pds . Nous constatons une grande variabilité de la profondeur des discontinuités et de l'épaisseur de la zone de transition dans des régions *a priori* éloignées des panaches mantelliques ou des subductions. Cette variabilité est observable aussi bien avec les ondes converties (figure 2.25a) qu'avec les précurseurs de SS (figure 2.25b).

Nous avons vérifié si il existe une corrélation entre l'épaisseur de la zone de transition et la tomographie de vitesse sismique pour cette région du manteau. Nous utilisons le modèle tomographique S20RTS de Ritsema *et al.* (1999) moyenné sur toute l'épaisseur de la zone de transition (figure 2.26b). Ce modèle a une résolution latérale proche de celle des phases SdS (~ 1000 km). Nous comparons ce modèle à nos observations à grande longueur d'onde de phases SdS (figure 2.26a) et à plus courtes longueurs d'ondes de phases Pds (figure 2.26b).

L'accord entre les anomalies de vitesses sismiques et l'épaisseur de la zone de transition est très imparfait. Les observations de zone de transition épaissie et d'anomalies de vitesses sismique sont anti-corrélées sous un certain nombre de régions : sous la ride Est-Pacifique, sous l'Asie centrale, sous l'Atlantique et l'océan Indien. Nous observons cependant des régions où un épaissement de la zone de transition est corrélé avec la localisation d'anomalies de vitesses rapides dans la zone de transition : au Texas, au Nord de l'Amérique du Sud, sur un axe ouest-est des îles Falkland à la Géorgie du Sud, en Europe, sous l'est de la Chine, sous l'est de l'Australie et sous la plaque Philippine. A l'exception de la ride Est-Pacifique et de Hawaii, les anomalies de vitesses lentes dans le Pacifique (nord-est Pacifique, îles Samoa, Polynésie Française, nord de la ride Pacifique-Antarctique) coïncident dans la forme et la localisation avec une zone de transition anormalement fine. Il en est de même dans les régions du Hoggar et du Lac Victoria en Afrique.

Nous avons calculé les coefficients de corrélation entre les anomalies de vitesses dans la zone de transition et les anomalies d'épaisseurs. Ceux-ci sont faibles mais positifs, égaux à 0.16 pour les deux types de phases sismiques.

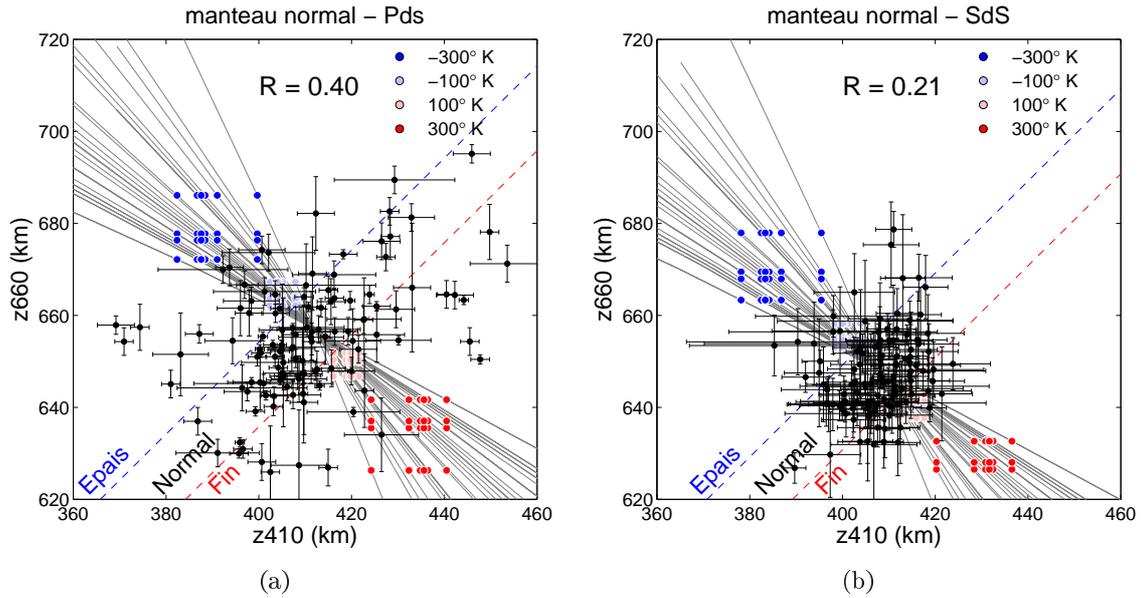


FIG. 2.25: (a) Relation $z_{660} = f(z_{410})$ pour les phases Pds dans le manteau "normal". (b) Relation $z_{660} = f(z_{410})$ pour les phases SdS dans le manteau "normal". Nos observations sont indiquées par des points noirs. Les barres d'erreurs associées aux mesures sont également représentées. Les coefficients de corrélation R entre les topographies des discontinuités sont indiqués dans chaque diagramme. Les deux droites en traits tiretés délimitent des intervalles pour lesquels la zone de transition est épaisse, normale ou fine. La série de droites en traits pleins indique les couples de profondeurs (z_{410}, z_{660}) calculés pour des anomalies de température comprises entre -1000°K et $+1000^\circ\text{K}$ à partir des pentes de Clapeyron données dans la table 2.1. Les points placés sur ces droites sont associés à des valeurs d'anomalies de températures de -300°K , -100°K , $+100^\circ\text{K}$ et $+300^\circ\text{K}$. La couleur des points est proportionnelle à l'amplitude des anomalies de température. L'échelle de couleur utilisée pour les anomalies de température est indiquée en haut à droite dans chaque diagramme.

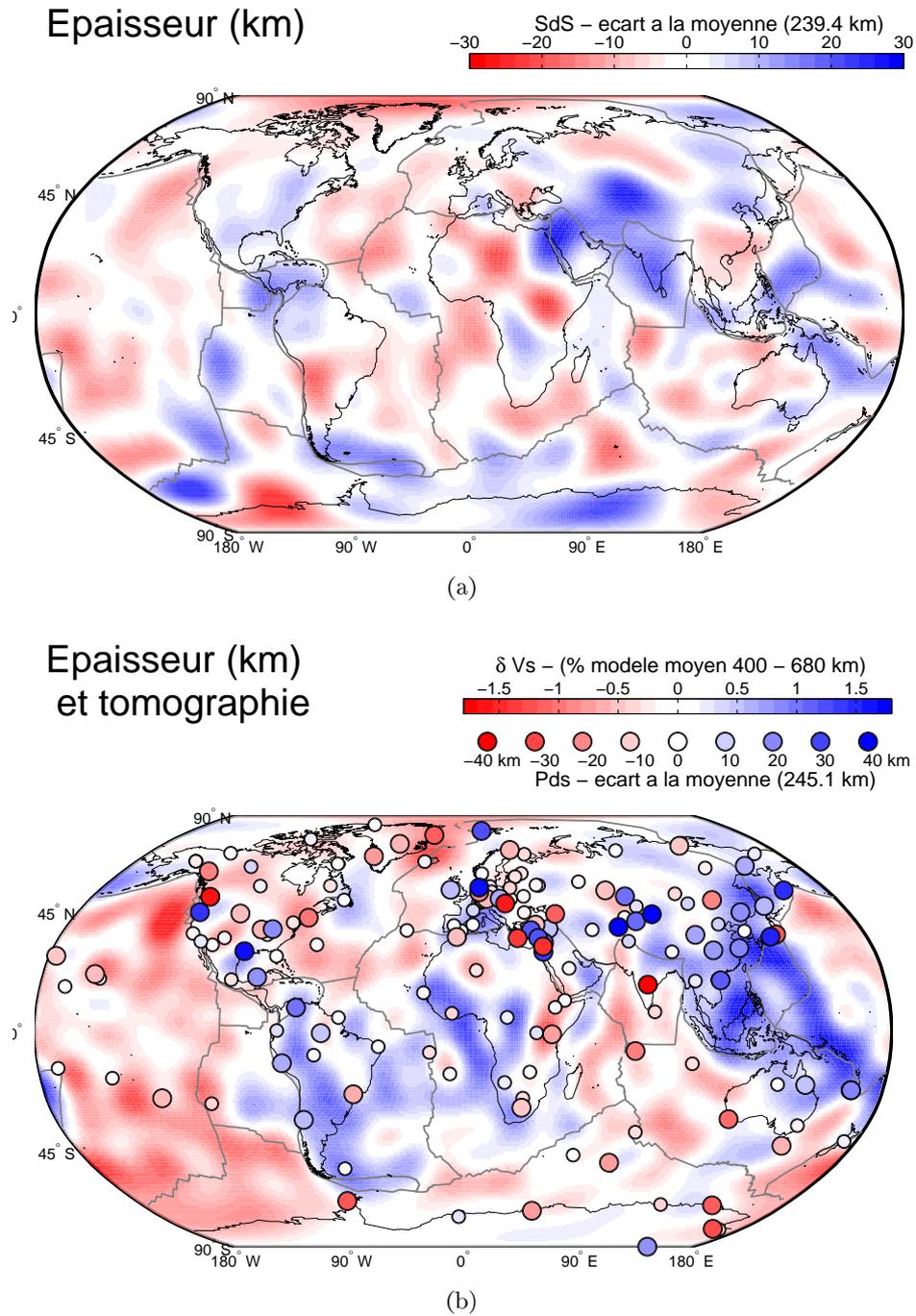


FIG. 2.26: (a) Epaisseur de la zone de transition obtenue à partir des phases précurseurs de SS. Les régions en bleu (rouge) indiquent une zone de transition épaissie (amincie). (b) Superposition des observations d'épaisseur de la zone de transition obtenue à partir des phases Pds et des anomalies de vitesses moyennée dans la zone de transition du modèle tomographique S20RTS (Ritsema et al., 1999). Les zones en bleu (rouge) indiquent des anomalies rapides (lentes) dans la zone de transition.

2.5.3 Une zone de transition épaissie sous les zones de subductions

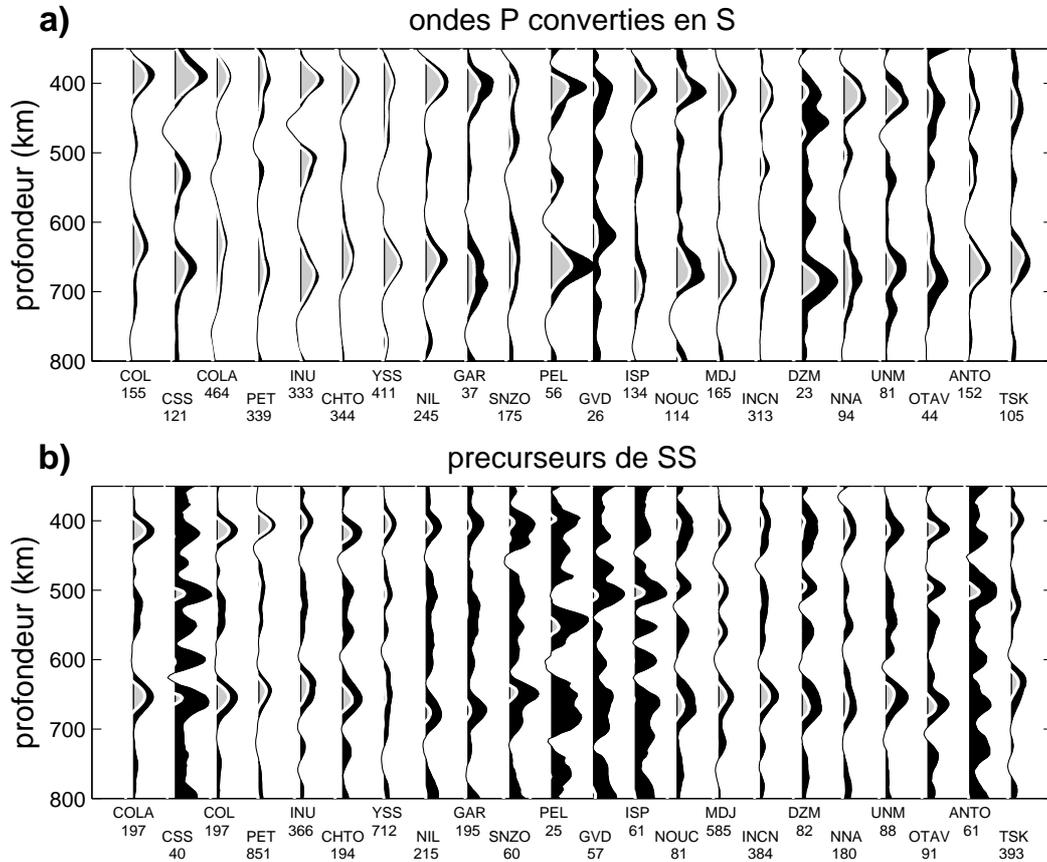


FIG. 2.27: Traces sommes obtenues sous les stations sismologiques au voisinage des zones de subductions pour (a) les fonctions récepteur et (b) les composantes transverses. Les formes d'ondes grises dénotent des réflexions/conversions dont l'amplitude est positive au niveau de confiance à 95% (mesure moins deux écarts-types). Les formes d'ondes noires délimitent l'intervalle de confiance à 95% sur les amplitudes. Les traces ont été rangées par ordre croissant de profondeur de la "410" pour les Pds. Le nom des stations et le nombre de données sommées sont indiqués au bas de chaque trace. Pour la localisation des stations et les portions de subductions actives couvertes par celles-ci, le lecteur pourra se référer aux figures 1 et 6 et à la table 2 de l'article partie 2.2.

Nous représentons sur la figure 2.27 les traces sommes obtenues à partir des fonctions récepteur et des phases SdS pour les 22 stations de notre étude situées à proximité des subductions. Le niveau de bruit observé sur les traces sommes dépend principalement de la quantité de données que nous avons pu sommer à chaque station (figure 2.27). Les précurseurs de SS ne donnent pas d'observations de la "410" au delà du seuil de confiance à 95% aux stations GVD, ISP, et ANTO en Europe. Nous n'observons pas non plus de formes d'ondes robustes pour la "660" aux stations PEL, GVD et ANTO. Les distributions de temps d'arrivées obtenues par ré-échantillonnage "bootstrap" nous ont cependant permis de faire des mesures.

De fortes erreurs sont forcément associées à ces mesures.

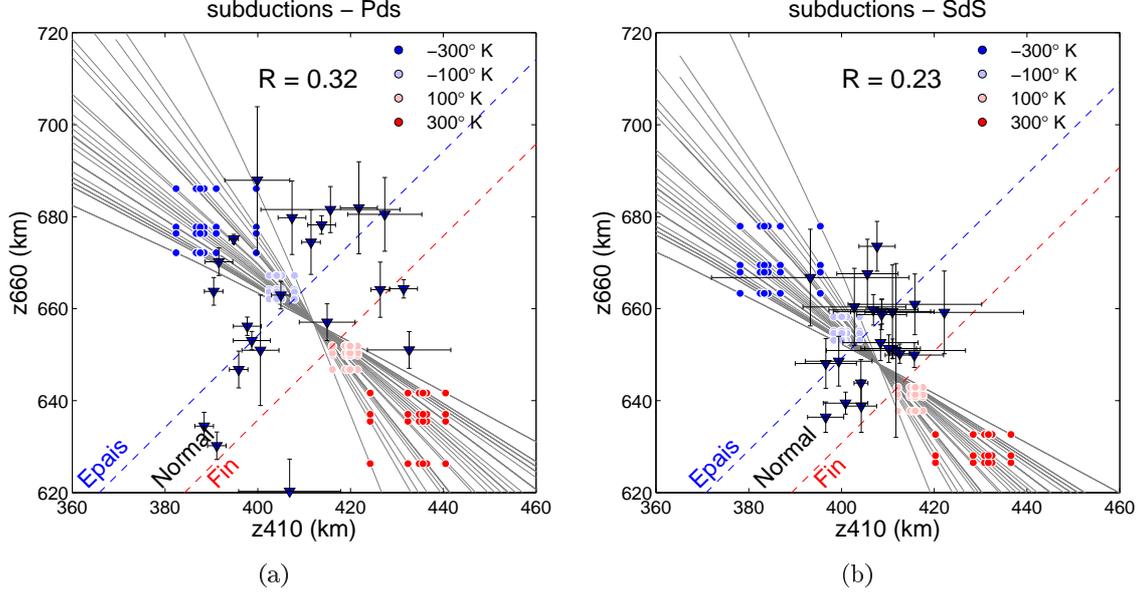


FIG. 2.28: (a) Diagramme $z_{660} = f(z_{410})$ pour les phases Pds au voisinage des zones de subductions. (b) Diagramme $z_{660} = f(z_{410})$ pour les phases SdS au voisinage des zones de subductions. Les triangles et les barres d'erreurs associées correspondent à nos observations. Les coefficients de corrélation R entre les topographies des discontinuités sont indiqués dans chaque diagramme. La série de droites en traits pleins donne les couples de profondeurs (z_{410}, z_{660}) calculés pour des anomalies de température comprises entre $-1000^\circ K$ et $+1000^\circ K$ à partir des pentes de Clapeyron données dans la table 2.1. Les points placés sur ces droites sont associées à des valeurs d'anomalies de températures de $-300^\circ K$, $-100^\circ K$, $+100^\circ K$ et $+300^\circ K$. La couleur des points est proportionnelle à l'amplitude des anomalies de température. L'échelle de couleur utilisée pour les anomalies de températures est indiquée en haut à droite dans chaque diagramme.

Nos mesures de profondeurs et d'épaisseurs sous chacune des stations sont données dans la table F.1 en **annexe F**. Nous ne présentons ici que les observations moyennes dans la table 2.7. Celles-ci indiquent une "660" approfondie, une "410" plus superficielle de 4 km avec les Pds et à sa profondeur normale avec les SdS . La zone de transition sembleraient en moyenne épaissie pour les deux jeux de données. Il est cependant nécessaire de souligner que compte-tenu des écarts types sur les mesures, ces variations moyennes observées pourraient ne pas avoir de grande signification. La table F.1 en **annexe F** indique que la zone de transition est épaissie de plus de 5 km sous plus de la moitié des stations sismologiques du groupe subduction.

Nous représentons la relation $z_{660} = f(z_{410})$ pour ces stations sur la figure 2.28. Pour les deux jeux de données, les observations ne s'alignent pas dans les intervalles définis par les pentes de Clapeyron de l'olivine (figures 2.28a et 2.28b).

	<i>Pds</i>			<i>SdS</i>		
Moyenne subductions	407.5 ± 14.0	662.0 ± 18.1	254.6 ± 19.1	407.0 ± 7.0	654.0 ± 9.6	247.0 ± 10.5
Moyenne Terre	411.8 ± 15.5	656.9 ± 14.4	245.1 ± 16.1	407.7 ± 7.3	647.9 ± 9.5	240.1 ± 10.5

TAB. 2.7: Profondeurs et épaisseurs moyennes obtenues au voisinage des zones de subductions.

2.5.4 La zone de transition sous les points chauds

Les traces sommes obtenues pour les 21 stations situées au voisinage des points chauds sont représentées sur la figure 2.29. Les mesures de profondeurs et les épaisseurs déduites sont données dans la table 2.8. Les observations moyennes pour le groupe de stations au voisinage des points chauds diffèrent suivant le type de données utilisé. Les *Pds* donnent une “410” approfondie de ~ 12 km, une “660” approfondie de ~ 5 km donc une zone de transition plus fine de ~ 7 km. Sous 3 stations (IBBN, VNDA et PAF), la zone de transition est amincie de plus de un écart-type par rapport au résultat du jeu de données entier (16.1 km).

Sur la figure 2.30, les observations de *Pds* montrent deux groupes de stations distincts dans un diagramme $z_{660} = f(z_{410})$. Le premier (groupe A) donne des profondeurs de la “410” et de la “660” compatibles avec l’effet d’anomalies de température chaudes sur les transitions de phase de l’olivine. Le second (groupe B) correspond à des observations de “410” et “660” approfondies donnant une épaisseur de zone de transition dans la moyenne ou légèrement plus fine. Cette observation, que nous discutons dans l’article en partie 2.2, est incompatible avec l’effet de températures chaudes sur les transitions de phases de l’olivine. Nous observons une forte corrélation positive (0.8) entre les profondeurs des discontinuités, largement supérieure à celle des autres sous-groupes de stations.

Les phases *SdS* donnent en moyenne une “410” à sa profondeur normale, une “660” plus superficielle de ~ 3 km et une zone de transition amincie de ~ 4 km (table 2.8). Sous 3 stations (IBBN, PAF et PPT), la zone de transition est amincie de plus de un écart-type par rapport à la mesure moyenne du jeu de données entier (10.5 km). Ce nombre passe à 9 pour un écart de 5 km. La zone de transition obtenue par les phases *SdS* semble donc soit normale, soit légèrement amincie, en accord avec le résultat obtenu avec les *Pds* (table 2.8). Comme pour les *Pds*, les phases *SdS* donnent une corrélation entre les topographies des discontinuités positive et plus forte que celle obtenue pour le jeu de donnée initial.

Quatre points chauds sont associés à une zone de transition amincie avec les deux types de données : le point chaud de l’Eifel en Europe (stations GRFO, IBBN, STU), celui situé près de la mer de Ross en Antarctique (station VNDA), le point chaud de Kerguelen (station PAF) et celui situé sous Hawaï (KIP).

La couverture relativement homogène obtenue avec les précurseurs de *SS* permet de détecter des variations de topographies de grandes longueurs d’ondes horizontales qui ne peuvent être vues avec les *Pds* faute de stations sismologiques. La zone de transition apparaît ainsi amincie dans la région de super-bombement du plancher océanique dans le Pacifique central

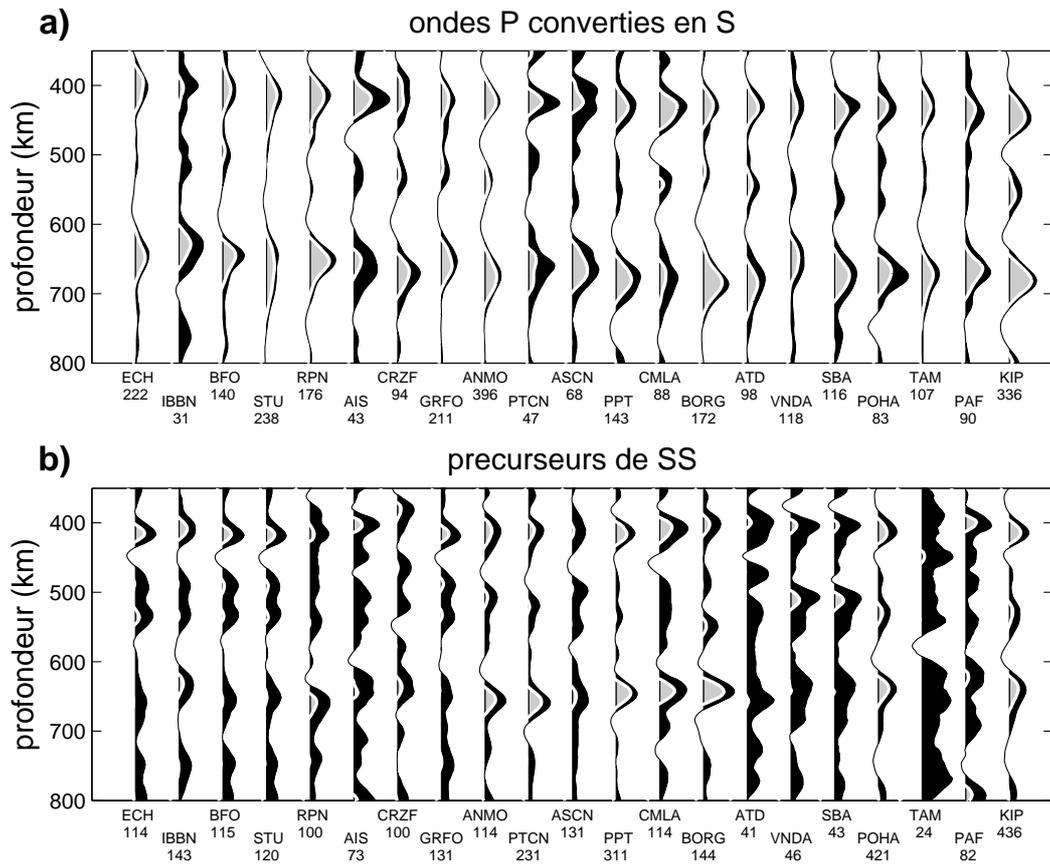


FIG. 2.29: Traces sommes obtenues sous les stations sismologiques au voisinage des points chauds pour (a) les fonctions récepteur et (b) les composantes transverses. Les formes d'ondes grises dénotent des réflexions/conversions dont l'amplitude est positive au niveau de confiance à 95% (mesure moins deux écarts-type). Les formes d'ondes noires correspondent à la limite supérieure du seuil de confiance à 95% sur les amplitudes. Les traces ont été rangées par ordre de profondeur de la "410" croissant pour les Pds. Le nom des stations et le nombre de données sommées sont indiqués au bas de chaque trace. Pour la localisation des stations et les portions de subductions actives couvertes par celles-ci, le lecteur pourra se référer aux figures 1 et 6 et à la table 2 de l'article partie 2.2.

Stations	localisation	<i>Pds</i>			<i>SdS</i>			Abb.
		<i>z</i> 410 (km)	<i>z</i> 660 (km)	<i>h</i> (km)	<i>z</i> 410 (km)	<i>z</i> 660 (km)	<i>h</i> (km)	
GRFO	Allemagne	420.8 [~]	653.0 ^{~*}	232.1 ^{~*}	419.6 ⁺	649.6 [~]	230.0 [~]	EI
IBBN	Allemagne	401.1 ^{~*}	626.5 ^{-*}	225.4 ^{-*}	407.6 [~]	634.2 ⁻	226.6 ⁻	EI
VNDA	Antarctique	431.0 ⁺	647.2 ^{~*}	216.2 ⁻	409.6 [~]	641.5 [~]	232.0 [~]	ER
ATD	Djibouti	430.4 ⁺	679.5 ⁺	249.1 ^{~*}	403.4 [~]	647.2 [~]	243.8 [~]	AF
BORG	Islande	429.8 ⁺	679.9 ⁺	250.1 ^{~*}	403.5 [~]	639.4 [~]	235.9 [~]	IC
CMLA	Açores	429.5 ⁺	674.0 ⁺	244.5 ^{~*}	408.1 [~]	645.0 [~]	236.9 [~]	AZ
ANMO	Nouveau-Mexique	423.3 ^{~*}	672.4 ⁺	249.1 ^{~*}	409.0 [~]	651.4 [~]	242.4 [~]	RA
STU	Allemagne	412.7 [~]	648.4 ^{~*}	235.7 ^{~*}	420.9 ⁺	650.7 [~]	229.8 [~]	EI
PAF	île Kerguelen	437.4 ⁺	665.5 [~]	228.1 ^{-*}	400.7 [~]	621.2 ⁻	220.5 ⁻	KG
KIP	Hawaïi	446.8 ⁺	679.2 ⁺	232.4 ^{~*}	410.8 [~]	643.1 [~]	232.3 [~]	HW
ECH	France	400.0 [~]	646.2 [~]	246.2 ^{~*}	416.8 ⁺	661.3 ⁺	244.5 [~]	EI
RPN	île de Paques	414.2 ^{~*}	650.0 [~]	235.8 [~]	410.1 [~]	661.3 ⁺	251.2 ⁺	ES
PPT	Tahiti	429.5 ⁺ *	674.0 ⁺	244.5 [~]	415.9 ⁺	644.5 [~]	228.6 ⁻	TA
AIS	îles Amsterdam	419.3 ^{~*}	656.5 ^{~*}	237.2 ^{~*}	402.3 [~]	639.5 [~]	237.2 [~]	AM
ASCN	île de l'Ascension	425.1 ^{~*}	662.7 ^{~*}	237.7 ^{~*}	411.9 [~]	650.0 [~]	238.2 [~]	AS
CRZF	îles Crozet	420.2 [~]	667.9 [~]	247.7 ^{~*}	388.3 ⁻	633.9 ⁻	245.6 [~]	CZ
BFO	Allemagne	404.7 [~]	643.9 ^{~*}	239.3 ^{~*}	420.9 ⁺	652.2 [~]	231.3 [~]	EI
TAM	Algérie	432.1 ⁺	670.3 ^{~*}	238.1 ^{~*}	398.8 ⁻	641.3 [~]	242.5 [~]	HG
POHA	Hawaïi	431.7 ⁺	672.1 ⁺	240.3 ^{~*}	409.4 [~]	640.8 [~]	231.3 [~]	HW
PTCN	Pitcairn	424.3 ^{~*}	656.7 ^{~*}	232.4 ^{~*}	411.7 [~]	655.0 [~]	243.3 [~]	PT
SBA	Antarctique	431.4 ⁺	670.6 [~]	239.2 ^{~*}	404.3 [~]	635.6 ⁻	231.3 [~]	ER

Données *Pds* et *SdS* en accord : * semblable à la moyenne : ~
supérieur à la moyenne : + inférieur à la moyenne : -
catégories : A (groupe A) et B (groupe B)

Moyenne points-chauds	423.6 ± 11.8	661.7 ± 14.4	238.2 ± 8.6	408.7 ± 7.9	644.7 ± 9.5	236.0 ± 7.5	
Moyenne Terre	411.8 ± 15.5	656.9 ± 14.4	245.1 ± 16.1	407.7 ± 7.3	647.9 ± 9.5	240.1 ± 10.5	

TAB. 2.8: Profondeurs et épaisseurs obtenues au voisinage des points chauds. Nous donnons les observations pour les phases *Pds* et *SdS*. Les moyennes des observations pour le sous-groupe de données et celui du globe sont données dans les deux dernières lignes de la table. Les symboles +, - et ~ associés à chaque valeur donnent le signe de l'anomalie par rapport à la moyenne à l'échelle de la Terre, + positive, - négative et ~ semblable à la moyenne. Le symbole * indique un accord entre observations de *Pds* et *SdS*. Les noms de stations écrits en lettres rouges et bleus indiquent les groupes (A,B) auxquels appartiennent les observations de *Pds* sur la figure 2.30. Les abréviations pour les points chauds sont : EI=Eifel, ER=Mont Erebus, AF=Afar, IC=Islande, AZ=Açores, RA=Raton Nouveau-Mexique, KG=Kerguelen, HW=Hawaïi, ES=île de Paques, TA=Tahiti, AM=île d'Amsterdam, CZ=île Crozet, HG=Hoggar, PT=Pitcairn.

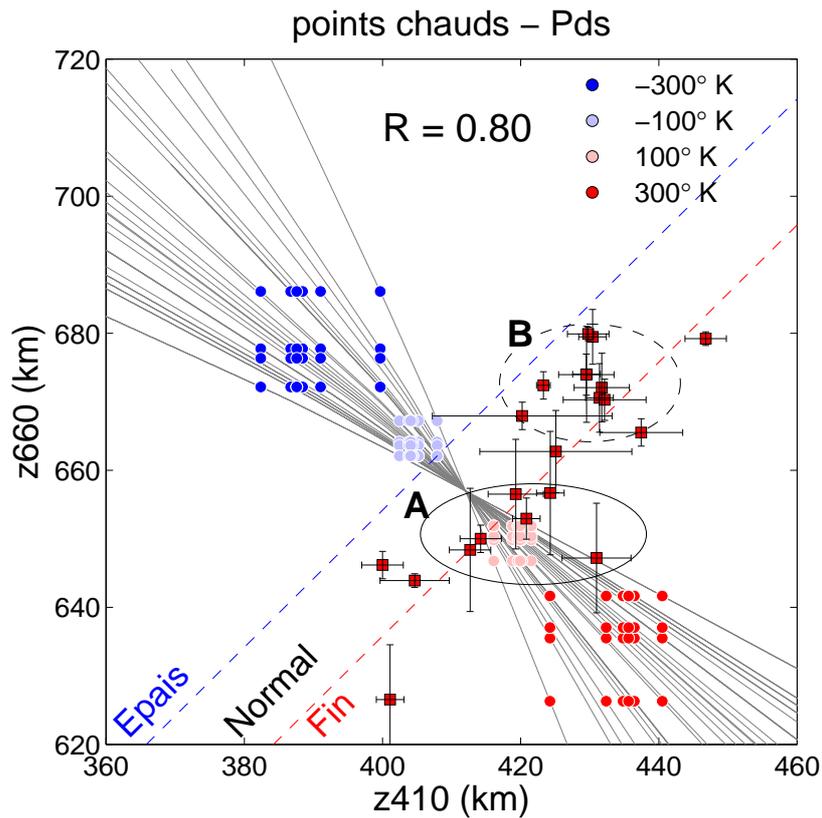


FIG. 2.30: Diagramme $z660 = f(z410)$ pour les phases Pds sous les points chauds. Nos observations sous les points chauds sont indiquées par des rectangles rouges. Les coefficients de corrélation R entre les topographies des discontinuités sont indiqués dans chaque diagramme. Les observations entourées d'une ellipse en trait plein (groupe A) sont compatibles avec la signature prédite par l'interaction d'une anomalie thermique de l'ordre de $+100^\circ$ à $+200^\circ\text{K}$ avec les transitions de phases de l'olivine. Le regroupement d'observations dans l'ellipse en trait tireté (groupe B) est incompatible avec cette signature. La "410" et la "660" sont en effet approfondies et la zone de transition est légèrement plus fine ou normale.

sud (figure 2.19) sous Tahiti (PPT, table 2.8). Sous les 11 autres stations, les phases *SdS* ne montrent pas d’amincissement significatif de la zone de transition en tenant compte des erreurs de mesures (figure 2.31).

Cependant, les précurseurs de *SS* ne confirment pas le comportement de la “410” observé sous le groupe B de stations de la figure 2.31 : la profondeur de la “410” n’excède pas 420 km (table 2.8 et figure 2.31).

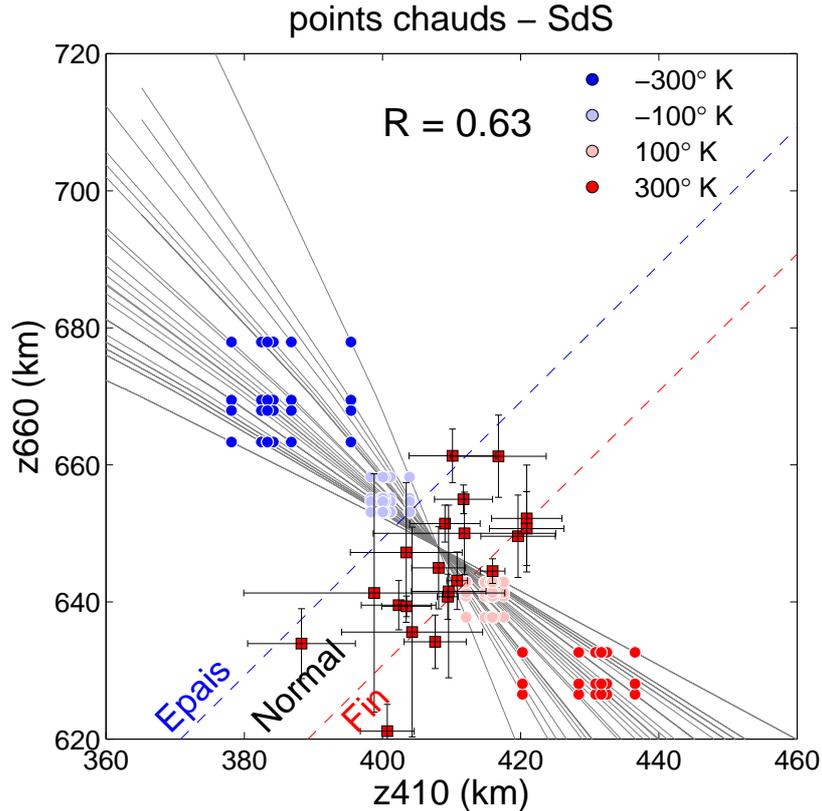


FIG. 2.31: Diagramme $z660 = f(z410)$ pour les phases *SdS* sous les points chauds.

2.6 Discussion

2.6.1 Corrélation à grande échelle de la profondeur des discontinuités

Une corrélation négative de la profondeur des discontinuités est attendue si les transitions de phases de l’olivine sont responsables des discontinuités à 410 et 660 km de profondeur. Les études à grande échelle donnent des résultats contradictoires sur l’existence de cette corrélation. A partir de l’analyse des phases précurseurs de *SS*, Flanagan et Shearer (1998b) et Gu *et al.* (2003) concluent à une absence d’anti-corrélation. Gu *et al.* (1998) et Houser *et al.* (2008) trouvent une légère corrélation positive des profondeurs de la “410” et de la “660”, contraire à ce qui est attendu avec le modèle de l’olivine. Les études en faveur d’une anti-corrélation à grande

échelle de la topographie des discontinuités sont celles de Revenaugh et Jordan (1991b) à partir de réverbérations *ScS*, de Gossler et Kind (1996) et Li *et al.* (2003) à partir de précurseurs de *SS*. Si nous nous basons sur un commentaire de Stammer et Kind (1992), il est raisonnable de douter des conclusions de l'étude de Revenaugh et Jordan (1991b) (voir l'**encart 2.3**). Nos résultats sont semblables à ceux de Gu *et al.* (1998) et Houser *et al.* (2008). Ils indiquent une corrélation positive entre les profondeurs des discontinuités (figure 2.15). Cette observation ne favorise donc pas le modèle de transition de phases de l'olivine.

Plusieurs hypothèses peuvent expliquer cette corrélation positive. Des anomalies thermiques de signes opposés pourraient exister à des profondeurs voisines de la "410" et de la "660". De telles structures paraissent cependant difficiles à concilier avec les modèles géodynamiques et n'apparaissent pas clairement dans les modèles tomographiques. Le modèle de transition de phase de l'olivine pourrait coller à nos observations sismologiques si les prédictions de physique des minéraux se trompaient sur le signe de l'une ou l'autre des pentes de Clapeyron. Il y a cependant unanimité sur le signe des pentes de Clapeyron des transitions de phase de l'olivine dans la communauté des physiciens des minéraux. Ces deux scénarios nous paraissent donc improbables.

Nous savons que la composante non-olivine du manteau introduit de la complexité dans la nature des gradients de vitesses et dans la réponse des changements de phases à des perturbations de température. L'influence de composants autres que l'olivine sur la transition de l'olivine- α en wadsleyite à 410 km de profondeur a été démontrée (*e.g.* Wood, 1995; Stixrude, 1997) mais aucun modèle minéralogique n'indique un comportement de la "410" opposé à celui prédit par l'olivine pour des compositions et des conditions de pression-température typiques du manteau. Des transitions de phases dans la composante résiduelle du manteau ne sont pas non plus attendues à des profondeurs voisines de la "410". Ces transitions de phase ne peuvent donc affecter le signal sismologique associé à la "410". Une transition de phase située à la base de la zone de transition pourrait introduire de la complexité dans la réponse de la "660" à des perturbations de température. Cette réaction est la dissociation du grenat-majorite en pérovskite alumineuse au sommet du manteau inférieur (Wood, 2000). Son effet contrebalancerait celui de la transition de phase de la ringwoodite avec une pente de Clapeyron positive, opposée à celle de l'olivine (Hirose, 2002). Les études expérimentales et les modèles issus de la physique des minéraux montrent cependant que son effet se limiterait aux régimes chauds du manteau (Weidner et Wang, 1998; Hirose, 2002) et ne pourrait expliquer la tendance générale de nos observations sismologiques.

Une hypothèse plus vraisemblable serait que nous corrigeons d'une partie seulement des effets liés à la structure superficielle. L'utilisation du modèle DKP2005 pour la migration a pour effet de diminuer la corrélation positive entre les profondeurs des discontinuités sans toutefois la faire disparaître complètement (figures 2.13 et 2.15). La figure 2.16 montre également que malgré la migration dans le modèle DKP2005, la topographie des discontinuités reste légèrement corrélée avec les anomalies de vitesses au dessus de la zone de transition. Il est donc probable que les corrections faites en utilisant DKP2005 restent très imparfaites. L'effet de ces mauvaises corrections pourrait cacher l'effet des températures sur les transitions de phases de l'olivine.

Encart 2.3**DIAGRAMMES $z_{TZ} = f(z_{410})$, $z_{TZ} = f(z_{660})$ ET ERREURS D'INTERPRÉTATION**

La discussion de la corrélation ou de l'anti-corrélation des discontinuités de la zone de transition est parfois conduite à partir de diagrammes représentant l'épaisseur de la zone de transition en fonction de la profondeur de la "410" ou de la "660". Ce type de représentation a été introduit initialement par Revenaugh et Jordan (1991b) puis repris dans une série de travaux plus récents sur la structure de la zone de transition (*e.g.* Gossler et Kind, 1996; Gu *et al.*, 1998; Chevrot *et al.*, 1999; Li *et al.*, 2003; Wolbern *et al.*, 2006; Deuss, 2007; Andrews, 2008). Les pentes de Clapeyron des changements de phase de l'olivine impliquent dans ces diagrammes une corrélation négative entre la profondeur de la "410" z_{410} et l'épaisseur de la zone de transition z_{TZ} (figure 2.3E). Elles impliquent une relation opposée entre z_{660} et z_{TZ} (figure 2.3E).

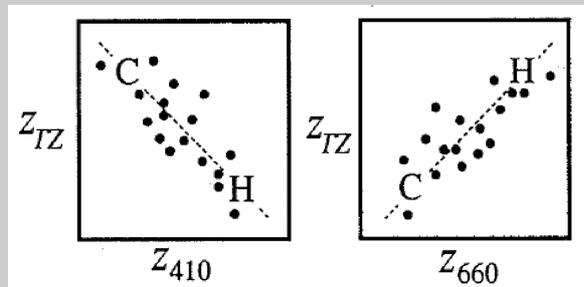


FIG. 2.3E - Diagrammes de l'épaisseur de la zone de transition z_{TZ} en fonction des profondeurs des discontinuités z_{410} et z_{660} . La relation prédite par les pentes de Clapeyron de l'olivine est schématisée par la ligne en pointillé. Les données placées dans ces diagrammes sont interprétées en terme de température. C : températures froides. H : températures chaudes. La figure est adaptée à partir de Revenaugh et Jordan (1991b).

Dans un commentaire sur l'article de Revenaugh et Jordan (1991b), Stammer et Kind (1992) montrent qu'une corrélation artificielle est introduite entre z_{TZ} et les profondeurs des discontinuités $z_{410,660}$ obtenues à partir des réverbérations *ScS*. Ce problème existe également pour les ondes P converties en S. L'étude de la corrélation entre z_{TZ} et $z_{410,660}$ nécessite que ces variables soient statistiquement indépendantes. Nous pouvons montrer que dans le cas des ondes P converties en S (et *a fortiori* celui des réverbérations *ScS* utilisées par Revenaugh et Jordan, 1991b) z_{TZ} et $z_{410,660}$ ne sont pas indépendantes. Stammer et Kind (1992) montrent que l'étude de deux séries de variables aléatoires indépendantes non corrélées x et y donne forcément des corrélations dans des diagrammes $y - x = f(x)$ et $y - x = f(y)$. Ces corrélations sont négatives et positives respectivement, voisines de celles attendues avec les pentes de Clapeyron de l'olivine. Pour les phases *Pds*, si $x = z_{410}$, $y = z_{660}$ et $y - x = z_{660} - z_{410}$, les diagrammes $z_{TZ} = f(z_{410,660})$ ne sont donc pas appropriés pour l'analyse de la corrélation ou l'anti-corrélation de la profondeur des discontinuités de la zone de transition.

2.6.2 Corrélation épaisseur et vitesses des ondes sismiques

Dans notre étude, l'épaisseur de la zone de transition n'a pas été corrigée des anomalies de vitesses sismiques situées dans la zone de transition. Si les anomalies de vitesses et d'épais-

seur sont corrélées dans le même sens (i.e. rapide-plus épais et lent-plus fin), la correction devrait amplifier les anomalies d'épaisseur de la zone de transition. Nous observons qualitativement sur les figures 2.26a et 2.26b une corrélation des anomalies d'épaisseur et de vitesses sous quelques régions (*e.g.* est de la Chine et de l'Australie, ...). La plupart de ces régions sont associées à des zones de subductions actives. Dans le manteau "normal", la subduction fossile de la plaque Farallon sous le continent Américain pourrait contribuer aux anomalies d'épaisseurs et de vitesses des ondes sismiques observées sous le sud de l'Amérique du Nord, l'Amérique Centrale, et le nord de l'Amérique du Sud (van der Lee et Nolet, 1997; Grand *et al.*, 1997; van der Hilst *et al.*, 1997; Ren *et al.*, 2007).

La faible corrélation (0.16, partie 2.5.2) entre vitesses sismiques dans la zone de transition et les anomalies d'épaisseurs de la zone de transition est semblable à celle trouvée par Chevrot *et al.* (1999). Cette faible valeur positive peut s'expliquer par du bruit dans nos données, un manque de résolution de notre étude de précurseurs de *SS* ou un manque de résolution du modèle S20RTS pour les variations latérales de vitesses dans la zone de transition. Il est possible également que les vitesses des ondes sismiques ne dépendent pas uniquement de la température ou que les variations d'épaisseur de la zone de transition ne reflètent pas seulement des variations de température.

Lebedev *et al.* (2003) à partir de phases *Pds* et Houser *et al.* (2008) à partir de phases *SdS* ont observé quantitativement une forte corrélation entre l'épaisseur de la zone de transition et les vitesses des ondes sismiques dans la zone de transition. Lebedev *et al.* (2003) utilisent un modèle de vitesse très détaillé pour les régions qu'ils étudient, avec une résolution latérale de la zone de transition de quelques centaines de kilomètres, adaptée pour l'étude des ondes P converties en S. Houser *et al.* (2008) obtiennent des cartes de la topographie des discontinuités avec une meilleure résolution latérale que notre étude de précurseurs de *SS*. Ils somment en effet leur données sur des cellules de 5° de rayon, contrairement à notre étude et les études précédentes (Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998; Gu *et al.*, 2003; Chambers *et al.*, 2005) qui somment les données sur des cellules de 10° de rayon.

Les résultats de Lebedev *et al.* (2003), de Houser *et al.* (2008), ainsi que les nôtres sont donc plutôt en faveur d'une corrélation positive entre les anomalies de vitesses dans la zone de transition et l'épaisseur de la zone de transition. Ceci suggère qu'il est possible d'interpréter les anomalies d'épaisseurs de la zone de transition en terme d'anomalies de température.

2.6.3 Une différence de "nature" entre la "410" et la "660" ?

Dans leur étude de précurseurs de *SS*, Houser *et al.* (2008) trouvent que la topographie de la "660" et l'épaisseur de la zone de transition sont toutes deux corrélées avec les vitesses dans la zone de transition. Ces observations seraient en accord avec le modèle de transition de phase de l'olivine. Houser *et al.* (2008) concluent que l'épaisseur de la zone de transition et la "660" répondent à la même structure en température que celle qui cause les anomalies de vitesses.

Comparé à la "660", le comportement à grande échelle de la "410" est plus intrigant. Notre étude à grande longueur d'onde de précurseurs de *SS*, celles de Shearer (1991), de Fla-

nagan et Shearer (1998b) et de Gu *et al.* (2003) ont montré que les amplitudes de variation de la topographie de la “410” sont plus faibles que celles de la “660” (table 2.4). Cette observation est contraire aux prédictions les plus récentes de physique des minéraux (table 2.1). Les cartes à plus haute résolution de la topographie de Houser *et al.* (2008) montrent des amplitudes de variation de la topographie de la “410” équivalentes à celles de la “660”, en accord avec les observations de *Pds* de Lawrence et Shearer (2006a), Andrews (2008) et de notre étude (table 2.4). La topographie de la “410” semble donc avoir des amplitudes de variation différentes selon qu’elle est analysée avec des données qui échantillonnent les courtes ou les grandes longueurs d’onde.

Avec le modèle de transition de phase de l’olivine, nous attendons une anti-corrélation entre la topographie de la “410” et les vitesses dans la zone de transition. Chambers *et al.* (2005) montrent qu’une faible anti-corrélation existe, mais seulement aux grandes longueurs d’ondes. Celle-ci disparaît lorsque la topographie est analysée à plus courte longueur d’onde (Chambers *et al.*, 2005; Houser *et al.*, 2008). Chambers *et al.* (2005) observent également sous les régions du nord-est de l’Asie et du nord et de l’ouest du Pacifique une corrélation positive entre la topographie de la “410” et les vitesses sismiques. Cette relation est opposée à celle attendue avec la transition de phase de l’olivine- α en wadsleyite.

L’ensemble de ces résultats suggère que des anomalies d’origines différentes perturbent les topographies de la “410” et de la “660” sur des longueurs d’ondes différentes (Chambers *et al.*, 2005). Nos résultats basés sur la comparaison des observations de *Pds* et de *SdS* (figure 2.24) peuvent être interprétés de la même manière. Le lissage artificiel de nos observations de *Pds* améliore la corrélation entre les observations de profondeur de la “660” et de l’épaisseur de la zone de transition (figures 2.24b et 2.24c). La topographie de la “660” et l’épaisseur de la zone de transition semblent donc contenir une information similaire, détectée de manière semblable par les phases *Pds* et *SdS*. Toutefois, le lissage des observations de *Pds* n’améliore pas significativement la corrélation entre les topographies de la “410” obtenues par les phases *Pds* et *SdS* (figure 2.24a). Les phases *Pds* montrent probablement dans la topographie de la “410” des perturbations qui sont invisibles avec la résolution fournie par les phases *SdS*. Nos résultats pourraient donc confirmer une différence de “nature” des discontinuités avec une “660” plus sensible aux effets grande longueur d’onde de la température et une “410” affectée par des phénomènes (température ou chimie) à plus courte longueur d’onde.

Diverses origines ont été proposées pour expliquer les différences de comportement de la “410” et de la “660”. Une première origine est l’influence accrue sur la “660” de matériel froid subducté dont le transfert vers le manteau inférieur est entravé par la réaction de dissociation de la ringwoodite (*e.g.* Christensen, 1997; Ricard *et al.*, 2005). La matière accumulée à la base de la zone de la transition pourrait être à l’origine de la corrélation significative à grande longueur d’onde de la topographie de la “660” avec les vitesses des ondes sismiques (Houser *et al.*, 2008). Elle pourrait être également à l’origine de l’accord partiel entre nos observations d’ondes converties et réfléchies à la “660” (figure 2.24b).

Chambers *et al.* (2005) et Houser *et al.* (2008) interprètent le curieux comportement de la “410” (*i.e.* faible anti-corrélation de la topographie avec les vitesses à grande longueur d’onde, disparition de l’anti-corrélation à plus courte longueur d’onde et corrélation à une

échelle régionale) par la compétition des effets grande longueur d’onde de la température et ceux plus courte longueur d’onde de variations latérales de composition chimique vers 410 km de profondeur. La “660” pourrait donc être dominée par les effets grande longueur d’onde de la température tandis que la “410” serait perturbée par des anomalies de composition chimique à plus courte longueur d’onde (Chambers *et al.*, 2005).

Cette interprétation est appuyée par d’autres observations sismologiques de la “410” qui donnent une épaisseur de discontinuité variant dans un intervalle de 4 à 35 km (Benz et Vidale, 1993; Xu *et al.*, 1998; van der Meijde *et al.*, 2003). Cette variation ne peut être obtenue simplement en variant les conditions de pression et température pour la transition de phase de l’olivine. Les équilibres de phase de l’olivine en wadsleyite dans le système (Mg, Fe) donnent en effet un intervalle de profondeur de ~ 10 km pour des compositions et températures typiques du manteau (Frost, 2003). Les études expérimentales suggèrent que la largeur du domaine de coexistence de l’olivine et de la wadsleyite dépend, en plus de la température (Bina et Helffrich, 1994; Helffrich et Bina, 1994), du contenu en eau (Wood, 1995; Helffrich et Wood, 1996; Frost et Dolejš, 2007) et de la présence de phases ne subissant pas de transformations dans les pyroxènes et les grenats (Stixrude, 1997). Les variations latérales de contenu en eau et de concentration en éléments chimiques Mg , Fe et Al pourraient produire en plus des variations de l’épaisseur de la discontinuité, des variations de la profondeur, de l’amplitude et du type de gradient sismique observé à 410 km de profondeur (Stixrude, 1997; Gaherty *et al.*, 1999; Weidner et Wang, 2000).

Si comme le suggèrent Chambers *et al.* (2005) et Houser *et al.* (2008), des hétérogénéités chimiques affectent la “410” aux courtes longueurs d’ondes, les ondes P converties en S pourraient détecter une plus grande variabilité de la profondeur de la “410” que les données de précurseurs de SS aux grandes longueurs d’ondes (figure 2.24).

Différents mécanismes physiques pourraient expliquer des variations latérales de composition chimique vers 410 km de profondeur. Les plaques océaniques subductées pourraient introduire des quantités significatives d’eau à 410 km de profondeur (*e.g.* Nolet et Zielhuis, 1994). Ce phénomène pourrait ne pas se limiter aux seules régions de subductions actives car la présence de plaques fossiles subductées dans la zone de transition a été attestée sous des régions de contextes tectoniques variés (*e.g.* Blum et Shen, 2004; van der Meijde *et al.*, 2005 ou Tauzin *et al.*, 2008 pour la plaque Farallon). L’existence d’une fine couche de fusion partielle quasi-omniprésente au dessus de la “410” (Bercovici et Karato, 2003; Karato, 2006) pourrait également introduire des variations latérales dans la composition chimique du manteau au voisinage de la “410” (Frost et Dolejš, 2007). Nous discuterons plus en détail ces modèles et les observations sismologiques correspondantes dans le chapitre suivant. Les différences de longueurs d’ondes des effets de température et des anomalies de composition chimique au niveau de la “410” restent cependant à expliquer et à quantifier.

2.6.4 Relation entre la structure profonde et la tectonique de surface

Nos observations de Pds et SdS suggèrent une grande variabilité de la structure de la zone de transition dans des régions *a priori* éloignées des panaches mantelliques ou des zones

de subduction (figure 2.26).

La zone de transition est légèrement plus fine sous les océans que sous les continents (table 2.6), en accord partiel avec les observations de Gu et Dziewonski (2002). Une observation plus intrigante vient des valeurs différentes de corrélation entre les topographies des deux discontinuités sous les océans et sous les continents (table 2.6). Contrairement à ce qui est attendu avec les transitions de phases de l’olivine, nous observons une corrélation positive. Cette corrélation est plus forte sous les océans ($R = 0.49$) que sous les continents ($R = 0.29$).

Dans la partie 2.6.1, nous avons donné quelques pistes pour interpréter une corrélation positive entre les profondeurs des discontinuités. Il est vraisemblable que nos corrections imparfaites pour les vitesses situées au-dessus de la zone de transition induisent une partie de la corrélation entre les topographies de la “410” et de la “660”. L’ampleur des effets de sous-corrrections est cependant difficile à estimer. On peut également se demander si la différence océan-continent est réelle et quelle est son origine.

Dans la suite, nous discutons les implications de nos résultats en termes de température et/ou de minéralogie pour le manteau supérieur.

Les zones de subduction

Les études précédentes, en accord avec les prédictions de transitions de phases de l’olivine dans des régions froides, ont trouvé une zone de transition épaissie sous les zones de subduction (*e.g.* Flanagan et Shearer, 1998b; Li *et al.*, 2003; Lawrence et Shearer, 2006b). L’effet des températures froides devrait se traduire par une remontée de la “410” et un approfondissement de la “660”.

Nos observations donnent une zone de transition généralement épaissie au voisinage des zones de subductions. Sur la figure 2.28, les épaisseurs de la zone de transition observées sous la moitié des stations donnent des anomalies de température comprises entre -100°K et -300°K . Cependant, pour les deux jeux de données, les couples (z_{410}, z_{660}) observés ne s’alignent pas dans les intervalles définis par les pentes de Clapeyron de l’olivine (figure 2.28). Plusieurs raisons peuvent expliquer ce désaccord.

La géométrie des plaques plongeantes contrôle en partie les effets de la température sur les discontinuités. Des effets variés ont été observés. Dans certaines régions, un approfondissement de la “660” est observé (*e.g.* Richards et Wicks, 1990; Collier et Helffrich, 1997; Li *et al.*, 2000; Collier *et al.*, 2001; Gilbert *et al.*, 2001; Li et Yuan, 2003a; van der Meijde *et al.*, 2005; Tibi *et al.*, 2006) et dans d’autres, aucun changement de profondeur est remarqué, suggérant une possible déviation de la plaque avant qu’elle n’atteigne la “660” (Li *et al.*, 2000). Les observations d’approfondissement de la “660” sont parfois associées à l’accumulation de matériel subducté au dessus de la discontinuité et causant une anomalie de température sur une région étendue (Li et Yuan, 2003a; Niu *et al.*, 2005), plutôt qu’à une plaque étroite passant directement à travers la “660”. Une absence de topographie sur la “410” peut également être observée localement. Celle-ci est dans certains cas attribuée à des changements à courte longueur d’onde de la topographie qui ne sont pas résolus sismiquement (Li *et al.*, 2000).

Nous approximons la structure sous les stations par un profil de vitesse 1D. Ceci revient

à négliger les fortes hétérogénéités de vitesses sismiques présentes dans le manteau sous les zones de subductions. Il est donc probable que nos corrections de vitesses donnent des profondeurs de discontinuités moins fiables et plus dispersées que dans les autres régions moins perturbées du manteau.

Enfin, la structure complexe du manteau sous les zones de subduction peut affecter de manière subtile le signal associé aux conversions et aux réflexions aux discontinuités de la zone de transition. Des phases multiples associées à des discontinuités ou à de la structure chimiquement distincte situées localement entre 200 et 300 km de profondeur dans le manteau supérieur peuvent interférer avec le signal sismologique de la “660” sur les fonctions récepteur (Li et Yuan, 2003a). Ces phases multiples devraient être identifiables avec des lenteurs différentielles négatives dans les diagrammes “slant-stack”. Il peut cependant ne pas être possible de séparer à longue période les effets des réverbérations de ceux des conversions d’ondes directes.

Sous les zones de subductions, les profondeurs absolues des discontinuités sont donc difficiles à interpréter. Les observations de l’épaisseur de la zone de transition paraissent cependant compatibles avec l’effet d’anomalies de température comprises entre -100°K et -300°K sur les transitions de phases de l’olivine.

Les points chauds

Nous avons utilisé une compilation de Anderson et Schramm (2005) comprenant environ 80 points chauds. Certains de ces points chauds ont peu ou pas d’expression en surface et leur existence ou leur position géographique sont parfois plus basées sur des hypothèses que sur des caractéristiques géologiques ou géophysiques (Anderson et Schramm, 2005). Les premiers catalogues ont proposé plus d’une centaine de points chauds mais nombre d’entre eux furent exclus par la suite (Anderson et Schramm, 2005). Des catalogues plus récents ont ensuite répertoriés un nombre moins important de points chauds. Celui de Sleep (1990) répertorie 37 points chauds tandis que celui de Courtillot *et al.* (2003) répertorie 49 points chauds. Si nous avons restreint la liste de points chauds à celle de Sleep (1990), nous aurions écarté 10 stations¹⁴ et les aurions placées dans le sous-groupe de stations associé à un manteau “normal”. Les points chauds exclus de la liste seraient Amsterdam (associé à du matériel entraîné le long de l’axe de la ride, Sleep, 1990), Eifel (en relation avec le graben du Rhin, Sleep, 1990), les points chauds du Nouveau-Mexique et du Mont Erebus (pas de données de flux de chaleur et de matière, Sleep, 1990). Parmi les 22 stations que nous avons sélectionné, il serait resté 12 stations sismologiques. Pour cette raison, nous avons choisi de ne pas être trop restrictifs et de travailler avec le catalogue de Anderson et Schramm (2005).

La majorité des points chauds sont situés dans les régions océaniques. Notre jeu de données de Pds étant dépendant de la répartition essentiellement continentale des stations sismologiques, il nous a permis d’obtenir une information sur la structure de la zone de transition sous 15 points chauds seulement. Ces points chauds sont l’Eifel en Europe, le Mont Erebus en Antarctique, le point chaud du Nouveau-Mexique, les points chauds de l’Afar et du Hoggar en Afrique, de l’Islande, des Açores et Ascension dans l’Atlantique, de Kerguelen, Crozet et Amsterdam dans l’océan Indien, de Hawaï, de l’île de Pâques, de Tahiti et Pitcairn

¹⁴Ces stations sont AIS, BFO, ECH, GRFO, IBBN, STU, WLF, ANMO, SBA et VNDA.

dans l’océan Pacifique. Parmi les 15 points chauds pour lesquels nous avons une information sismologique, quatre font partie des points chauds primaires de type “Morganiens”¹⁵ (Courtilot *et al.*, 2003) : l’île de Pâques et Hawaï dans l’océan Pacifique, l’Islande et l’Afar dans l’hémisphère Indo-Atlantique. Sous ces points chauds, nous devrions trouver une zone de transition amincie, un approfondissement de la “410” et une remontée de la “660”, en accord avec les prédictions de transitions de phases de l’olivine dans des régions chaudes du manteau. Toujours dans la classification de Courtilot *et al.* (2003), Pitcairn et Tahiti seraient associés à des panaches prenant leur origine au sommet de dômes thermochimiques à la base de la zone de transition. L’influence de ce type de dômes s’ils existent sur les discontinuités de la zone de transition n’est pas connue. Vinnik *et al.* (1997) proposent que dans la région du Pacifique Central Sud, la “660” agit comme une barrière à la remontée de matière du manteau inférieur. Ce matériel s’accumulerait en lentille sous la “660” et serait à l’origine de l’absence de remontée de la “660” et de l’étalement des formes d’ondes $P660s$ sur les fonctions récepteur. Si l’on en croit la classification de Courtilot *et al.* (2003), les points chauds de l’Eifel, du Nouveau-Mexique, du Hoggar, de Crozet, des Açores et d’Ascension seraient du type “Andersonien”, liés à des ruptures passives de la lithosphère. Nous ne devrions donc pas observer d’effets thermiques liés à un panache au niveau de la zone de transition sous ces points chauds. Le mont Erebus et le point chaud d’Amsterdam sont absents de la classification de Courtilot *et al.* (2003).

Des anomalies de vitesses lentes et continues verticalement ont été trouvées dans les modèles tomographiques sous certains des points chauds pour lesquels nous avons une information (Debayle *et al.*, 2001; Ritsema et Allen, 2003; Siemenski *et al.*, 2003; Montelli *et al.*, 2004; Montelli *et al.*, 2006; Zhao, 2007). Le modèle S20RTS (Ritsema et Allen, 2003) obtenu à partir de données d’ondes de volume, d’ondes de surface et des modes propres de la Terre a une résolution latérale d’environ 1000 km. Le modèle PRSI05 (Montelli *et al.*, 2006) est un modèle de vitesses d’ondes S obtenu à partir d’ondes de volume analysées avec une théorie à fréquence finie¹⁶. Il possède une résolution latérale de quelques centaines de kilomètres. Dans le modèle S20RTS, des anomalies s’enracinent jusqu’à la base de la zone de transition sous l’Afar, l’Islande, l’île de Pâques et Hawaï (Ritsema et Allen, 2003). D’autres points chauds sont associés à des anomalies plus superficielles dans les 200 premiers kilomètres : les Açores, Crozet, Kerguelen, les îles Marquises et Pitcairn (Ritsema et Allen, 2003). Le modèle PRSI05 montre des anomalies lentes s’enracinant jusque dans le manteau inférieur sous 12 points chauds dont Ascension, Açores, Crozet, l’île de Paques, l’Islande, Kerguelen et Tahiti. Malgré un manque de résolution dans le manteau inférieur, les points chauds de l’Afar et Hawaï ne semble pas confinés seulement au manteau supérieur. Sous l’Eifel, les anomalies dans PRSI05 sont strictement confinées au manteau supérieur mais pourraient atteindre la zone de transition.

¹⁵Il s’agit du point chaud “classique” avec une tête large, un conduit étroit et dont l’origine pourrait être la couche D” à la base du manteau.

¹⁶La théorie à fréquence finie suppose que les temps d’arrivées des phases sismiques analysées ne sont pas sensibles seulement à la structure en vitesse le long du rai géométrique donné par la théorie des rais, mais à un volume dont la taille dépend de la période d’analyse des données. Cette sensibilité, calculée avec une théorie de diffraction au premier ordre, n’est pas homogène dans le volume autour du rai géométrique.

Dans notre étude, les phases *Pds* montrent sous les points chauds des épaisseurs de zone de transition dans la moyenne ou légèrement plus fines.

Ces épaisseurs seraient compatibles avec des anomalies de température de l'ordre de $+100^{\circ}\text{K}$ à $+200^{\circ}\text{K}$ (figure 2.30). Cependant, deux groupes d'observations distincts apparaissent sur la figure 2.30. Le premier (groupe A) donne des profondeurs de la "410" et de la "660" compatibles avec l'effet d'anomalies de température de l'ordre de $+100^{\circ}\text{K}$ sur les transitions de phase de l'olivine.

Le comportement de la zone de transition sous les autres points chauds (groupe B) est plus atypique. La profondeur de la "410" est compatible avec des anomalies allant de $+100^{\circ}\text{K}$ à $+300^{\circ}\text{K}$ (figure 2.30). La "660" est également approfondie donnant une épaisseur de zone de transition dans la moyenne ou légèrement plus fine. Les phases *SdS* ne permettent pas d'identifier deux groupes de points chauds distincts comme dans le cas des *Pds* (figure 2.31). La technique des fonctions récepteur est plus adaptée que celle des *SdS* à la détection des effets de panaches étroits sur les discontinuités de la zone de transition (Li *et al.*, 2003). Les stations sont situées dans les régions océaniques pour la plupart directement sur les points chauds et la technique est sensible à des structures de courte longueur d'onde dans un rayon de 400 km sous les stations. Les phases *SdS* moyennent la structure de la zone de transition dans un rayon de 1000 km autour des stations. Leur mauvaise résolution latérale peut expliquer pourquoi nous ne détectons pas les fortes amplitudes de variation de la topographie de la "410" observées avec les phases *Pds*. Pour cette raison, la suite de notre discussion est principalement basée sur les observations données par les phases *Pds*.

Les stations du groupe A montrent un comportement des discontinuités compatible avec l'effet d'anomalies de températures de l'ordre de $+100^{\circ}\text{K}$ sur les transitions de phases de l'olivine (scénario 1 sur la figure 2.32). Ces stations se situent au voisinage des points chauds de l'Eifel en Europe, de l'île de Pâques et de Pitcairn dans le Pacifique et du Mont Erebus en Antarctique.

Deux scénarios possibles peuvent expliquer les observations atypiques du groupe B. Le premier est la sous-estimation des hétérogénéités de vitesses au dessus de la zone de transition (scénario 2.1 sur la figure 2.32). Les anomalies de vitesses observées dans le modèle DKP2005 sont négatives sous la majorité des points chauds de notre étude. Si ces anomalies lentes sont sous-estimées, la "410" et la "660" sont migrées à des profondeurs plus importantes qu'elles ne le sont dans la réalité. Nos observations correspondraient à des sous-estimations des vitesses de l'ordre de 1 à 4% selon les points chauds (2.5% en moyenne). Dans ce cas la zone de transition sous ces points chauds serait probablement dans un état "normal". Les points chauds de l'Islande, de l'Afar, de Hawaïi, du Hoggar, des Açores, de Crozet, de Tahiti et du Nouveau-Mexique auraient dans ce cas une origine superficielle, à moins que l'amincissement ait une extension latérale trop petite pour être résolue par nos données.

Les points chauds de l'Islande, de l'Afar et de Hawaïi font partie des points chauds primaires (Courtillet *et al.*, 2003) dont l'origine pourrait être la couche D". Les modèles tomographiques S20RTS et PRSI05 confirment une origine profonde avec des anomalies lentes

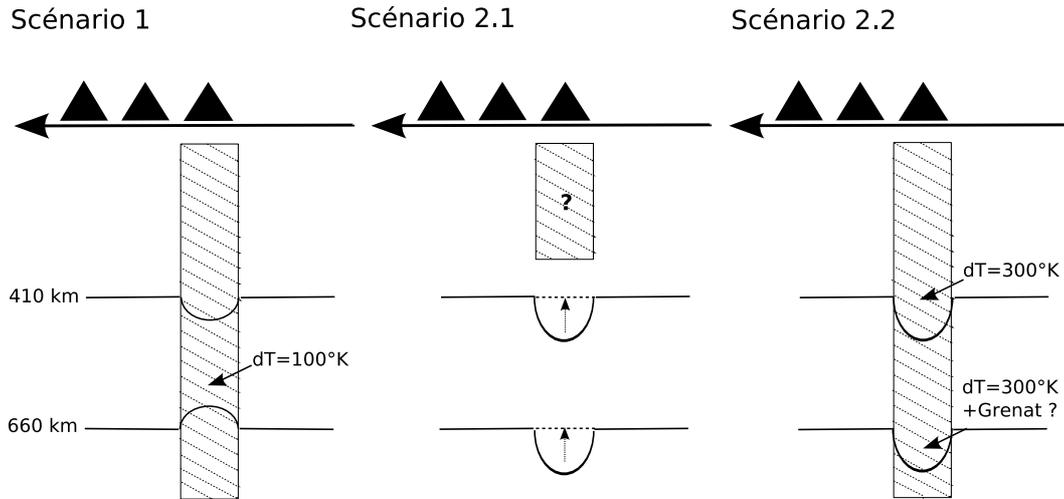


FIG. 2.32: Différents scénarios pour expliquer les observations sous les points chauds. Scénario 1 : Signature d’une anomalie “chaude” (+100°K) sur les transitions de phase de l’olivine. Scénario 2.1 : Effet de la sous-estimation des anomalies de vitesse au dessus de la zone de transition. Scénario 2.2 : Signature d’un panache chaud (+300°K) sur les transitions de phases dans un manteau de composition pyrolitique avec la pré-dominance de la transition du grenat-majorite en Mg-pérovskite à 660-km de profondeur.

s’enracinant jusque dans le manteau inférieur sous ces points chauds. Tahiti fait partie des points chauds de seconde catégorie¹⁷ (Courtillet *et al.*, 2003). Les anomalies imagées par PRIS05 sous ce point chaud sont fortes et descendent profondément dans le manteau inférieur. Les autres points chauds n’entrent pas dans les critères donnés par Courtillet *et al.* (2003) pour les points chauds primaires et de seconde catégorie. Cependant PRIS05 donne une origine profonde à ceux situés sous les Açores, Crozet et Kerguelen. Ritsema et Allen (2003) et Montelli *et al.* (2006) ne rapportent pas d’observations d’anomalies de vitesses lentes sous le Hoggar. Les anomalies du modèle S20RTS moyennées sur l’ensemble de l’épaisseur de la zone de transition montrent cependant une anomalie d’amplitude comprise entre -0.5% et -1% dans cette région (figure 2.26). La tomographie et l’ensemble des observations géophysiques sont donc plutôt en faveur d’une origine profonde (i.e. au moins à la base de la zone de transition) pour ces points chauds. Ceux-ci devraient en principe laisser une trace sur la topographie des discontinuités.

S’il n’existe pas de réelle variation de la profondeur des discontinuités sous les stations du groupe B, il est possible que les anomalies de vitesses sismiques observées dans ces modèles tomographiques soient plus associées aux effets d’anomalies de composition chimique qu’à des effets de températures. Cependant, la géométrie des panaches observés par Montelli *et al.* (2006) suggère plutôt des panaches d’origine thermique. Le rayon minimum estimé pour les anomalies de vitesses sous les points chauds dans le modèle PRIS05 est de 200 à 300 km. Il est possible que les ondes P converties en S ne détectent pas d’amincissement associé à ces

¹⁷Les points chauds de seconde catégorie prendraient leur origine au sommet de dômes thermochimiques piégés à la base de la zone de transition (Davaille, 1999).

conduits étroits à cause d’une trop mauvaise résolution latérale ou d’une mauvaise couverture en trajet.

Le second scénario expliquant les observations du groupe B s’appuie sur des modèles construits à partir de la physique des minéraux à haute pression (*e.g.* Weidner et Wang, 1998; Vacher *et al.*, 1998; Wood, 2000; Akaogi *et al.*, 2002). Dans des conditions de très hautes températures, la transition de phase du grenat-majorite pourrait être plus importante que celle de la wadsleyite vers 660 km de profondeur (Weidner et Wang, 1998; Hirose, 2002). La réaction de dissociation du grenat se produirait sur une large gamme de profondeurs avec une pente de Clapeyron positive, ce qui donnerait un approfondissement de la “660” dans des contextes très chauds ($\sim 2400^\circ\text{K}$). Ce scénario dans lequel le grenat domine à 660-km de profondeur correspond au scénario 2.2 sur la figure 2.32.

Des études sismologiques ont invoqué la présence de changements de phases autres que celui de l’olivine à la base de la zone de transition pour expliquer leurs observations dans des contextes froids (Niu et Kawakatsu, 1996; Simmons et Gurrola, 2000; Ai et Zheng, 2003; Chen *et al.*, 2006; Zang *et al.*, 2006) ou chauds (Du *et al.*, 2006; Deuss *et al.*, 2006; Deuss, 2007). Certains auteurs ont trouvé sous les points chauds Est-Africain (Owens *et al.*, 2000) et de l’Eifel (Budweg *et al.*, 2006) un approfondissement de la “410” et une topographie négligeable de la “660”. Du *et al.* (2006) trouvent une “660” sans topographie et des formes d’ondes $P660s$ élargies sous l’Islande. Cette observation pourrait résulter de l’effet de la combinaison des transitions de phases de l’olivine et du grenat. Enfin Deuss (2007), à partir de la sommation de ses données de précurseurs de SS sur des cellules centrées sur les positions géographiques des points chauds, trouve une “410” et une “660” approfondies sous Tahiti et l’île de Pâques. La station PPT située sous Tahiti fait partie du groupe B de stations sur la figure 2.30. Si la station RPN située au voisinage du point chaud de l’île de Paques donne une zone de transition légèrement plus fine (elle appartient au groupe A sur la figure 2.30), nous trouvons cependant nous aussi une zone de transition épaissie et une “660” approfondie sous cette station avec les précurseurs de SS (table 2.8).

En conclusion, nous observons un amincissement de la zone de transition, un approfondissement de la “410” et une remontée de la “660” sous les points chauds de l’Eifel, de Pitcairn, d’Amsterdam et au voisinage du Mont Erebus (groupe A de stations dans la table 2.8). Ces observations sont compatibles avec l’effet d’anomalie de températures chaudes mais modérées ($+100^\circ\text{K}$) sur les transitions de phases de l’olivine. Ce scénario est cependant loin d’expliquer toutes les observations sous les points chauds. Sous les points chauds de l’Afar, du Hoggar, de l’Islande, de Hawaïi, des Açores, de Crozet, de Tahiti et du Nouveau-Mexique (groupe B de stations), les deux discontinuités de la zone de transition sont approfondies. Ces observations pourraient être expliquées par une sous-estimation des anomalies de vitesses au dessus de la zone de transition (scénario 2.1). Ce scénario est plausible (voir dans la partie 2.6.1 de cette discussion). Il est cependant surprenant que les effets de sous-estimations des vitesses ne soient remarquables que sous ces points chauds. L’effet de la transition de phase du grenat à 660 km de profondeur (scénario 2.2) est une alternative qui pourrait expliquer les observations de Pds sous ces points chauds.

2.6.5 La “660” et la transition de phase du grenat

Nos deux études de *Pds* et de *SdS* utilisent des données longues périodes (>10 s) qui ne permettent pas de séparer des gradients de vitesses lorsqu'ils sont distants de moins de ~ 20 kilomètres (voir en **annexe B**). Ces données ne peuvent donc contraindre de manière précise la structure fine des gradients de vitesses à 660 km de profondeur. En revanche, ces données sont sensibles à des gradients de vitesses pouvant excéder 50 km (*e.g.* Revenaugh et Jordan, 1991b; Bostock, 1999; Shearer, 2000). Elles devraient donc être sensibles à un large gradient de vitesse comme celui associé à la transition de phase du grenat dans les régions chaudes du manteau.

Les modèles issus de la physique des minéraux à haute pression indiquent que nous devrions nous attendre à observer dans les régions froides du manteau des discontinuités multiples à la base de la zone de transition (Vacher *et al.*, 1998). Nos données sur la figure 2.27 sont traitées à trop longues périodes pour donner des preuves de l'existence de discontinuités multiples à la base de la zone de transition sous les zones de subductions.

Sous les points chauds (figure 2.29), des formes asymétriques, étalées et complexes peuvent apparaître au niveau de la “660”. Ces signaux, observés principalement sur les fonctions récepteur (BFO, STU et PTCN) peuvent être associés à des conversions directes sur des gradients de vitesses complexes à la base de la zone de transition. Ils peuvent également être associés à l'interférence à longue période de phases multiples d'une discontinuité vers 200-300 km de profondeur ou bien à une forte topographie de la “660” donnant des discontinuités multiples après sommation des données. Il nous est impossible de tirer des conclusions sur la nature des gradients de vitesses sous ces points chauds sans étudier à plus haute fréquence les formes d'onde des phases *P660s* et *S660S* sous ces points chauds.

Andrews et Deuss (2008) ont montré que pour 29 stations de leur jeu de données à grande échelle de *Pds*, des formes d'ondes additionnelles suivent les formes d'ondes *P660s* sur les fonctions récepteur. Ces formes d'ondes, obtenues dans la gamme de période 2-50 s sont à l'origine de complexités dans les formes d'onde de la “660” (élargissement, asymétrie, doubles pics) à plus longue période entre 5 s et 100 s. Andrews et Deuss (2008) montrent que ce type de signal est observé sous des régions associées à tous les types de contextes tectoniques. Les modélisations de sismogrammes synthétiques montrent qu'un modèle pyrolitique de manteau sous différentes conditions de température pourraient expliquer certaines des formes d'ondes complexes observées sur les sismogrammes (Deuss *et al.*, 2006; Andrews, 2008; Andrews et Deuss, 2008).

Un autre effet des changements de phase dans la composante non-olivine du manteau est l'approfondissement de la “660” à la fois dans les régions froides et chaudes du manteau (Weidner et Wang, 1998). D'après nos résultats, la “660” apparaît généralement approfondie sous les zones de subductions (figure 2.28). Les régions sous lesquelles la probabilité de trouver des anomalies de températures chaudes dans la zone de transition est la plus grande sont les points chauds. En supposant que nos observations ne sont pas complètement faussées par la mauvaise prise en compte des hétérogénéités de vitesses situées au dessus de la zone de transition, nous pourrions observer deux types de régimes sous les points chauds. Le premier est compatible avec les effets d'anomalies de températures modestement chaudes ($+100^\circ\text{K}$) sur les transitions

de phases de l'olivine et correspondrait aux températures intermédiaires sur le diagramme de la figure 2.3 (partie 2.1). Le second régime correspondrait aux températures chaudes sur ce même diagramme. La transition de phase du grenat pourrait alors être dominante et se traduirait par un approfondissement de la “660”.

2.7 Conclusion

Nos observations des variations de l'épaisseur de la zone de transition à partir des phases *Pds* (± 40 km d'amplitudes de variations maximales) sont en meilleur accord avec les résultats récents de *Pds* de Lawrence et Shearer (2006b) (± 35 km) qu'avec ceux de Chevrot *et al.* (1999) (± 10 km). Notre estimation de l'épaisseur de la zone de transition à partir des phases *SdS* est de ~ 240 km, comparable à celle trouvée dans les études antérieures de *SdS* (Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998; Gu et Dziewonski, 2002). Les variations d'épaisseur observées (± 25 km) sont bien supérieures aux ~ 10 km trouvés dans l'étude de *Pds* de Chevrot *et al.* (1999). Notre étude de *Pds* confirme donc les résultats de l'étude de Lawrence et Shearer (2006b). D'autre part, les images de la zone de transition obtenues à partir des deux types de phases, converties et réfléchies, sont en meilleur accord que précédemment suggéré (Chevrot *et al.*, 1999). Dans les études de phases *SdS* (Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998, cette étude) et de *Pds* (Chevrot *et al.*, 1999; Lawrence et Shearer, 2006b, cette étude), les différences de mesures de temps d'arrivées faites par les différents groupes sont probablement liées à des différences dans les procédés de sélection et de traitement des données. Même s'ils existent, les effets liés à la sensibilité complexe des phases *SdS* à la topographie à courte longueur d'onde des discontinuités (Neele *et al.*, 1997; Chaljub et Tarantola, 1997; Zhao et Chevrot, 2003) relèvent probablement du second ordre dans les régions les mieux couvertes en points de rebond (Shearer *et al.*, 1999).

Nos données confirment les études de Gu *et al.* (2003) et Houser *et al.* (2008). Elles indiquent que les topographies de la “410” et de la “660” sont corrélées. Le couplage entre vitesses des ondes sismiques et profondeurs des discontinuités constitue vraisemblablement un facteur limitant pour l'étude à grande échelle de la relation liant les topographies des discontinuités. L'épaississement de la zone de transition sous les régions de subductions actives suggère qu'il est raisonnable d'interpréter les anomalies d'épaisseur de la zone de transition comme l'effet des températures sur les transitions de phases de l'olivine. La faible corrélation positive entre l'épaisseur de la zone de transition et les vitesses à l'intérieur de celle-ci (Chevrot *et al.*, 1999; Lebedev *et al.*, 2003; Houser *et al.*, 2008, ~ 0.2 pour cette étude) peut nuancer ce point de vue. Un consensus semble émerger dans la communauté des sismologues : le modèle minéralogique de l'olivine est trop simple pour expliquer toutes les observations sismologiques (Deuss *et al.*, 2006), que ce soit dans les contextes froids (*e.g.* Simmons et Gurrola, 2000) ou chauds (*e.g.* Deuss, 2007).

Gilbert *et al.* (2003) ne trouvent pas de corrélation significative entre la structure de la zone de transition et la tectonique de surface sous l'ouest des Etats-Unis. Nos résultats et ceux de Lawrence et Shearer (2006b) suggèrent que ce constat n'est pas une spécificité régionale : il semble être généralisable à l'ensemble de la Terre. Les subductions fossiles (*e.g.*

la plaque Farallon sous le continent américain) pourraient contribuer de manière significative à l'apport d'hétérogénéités d'origines thermiques ou chimiques dans la zone de transition. Nos observations pourraient mieux contraindre la nature des hétérogénéités sismiques dans le manteau profond si elles étaient interprétées conjointement aux images tomographiques du manteau profond et à des modèles de reconstruction de la tectonique des plaques (*e.g.* Ren *et al.*, 2007).

Nous avons cherché à interpréter nos observations sous des régions de contextes tectoniques variés (zones de subduction, points chauds et manteau "normal"). La zone de transition possède en moyenne une épaisseur de 246 ± 16 km avec les *Pds* et de 240 ± 10 km avec les *SdS*. Les moyennes sous les zones de subductions sont $254 \text{ km} \pm 19 \text{ km}$ (*Pds*) et 245 ± 16 km (*SdS*). Sous les points chauds, ces moyennes sont de 238 ± 9 km (*Pds*) et 236 ± 8 km (*SdS*). Ces observations se recoupent dans leurs écarts-types et la signification de ces moyennes est donc discutable. Néanmoins, la zone de transition apparaît généralement épaissie sous les zones de subductions actives (table F.1 en **annexe F**) et légèrement plus fine sous quelques points chauds (table 2.8).

L'épaississement de la zone de transition sous les zones de subductions actives serait compatible avec des anomalies de température comprises entre -100 et -300°K . D'un point de vue géodynamique, ceci confirme que les anomalies rapides observées dans certains modèles tomographiques sont associées à des plaques froides subductées qui atteignent au moins la base de la zone de transition. Les modèles tomographiques (*e.g.* Fukao *et al.*, 2001) suggèrent que la plaque océanique Pacifique est défléchie et stagnante dans la zone de transition sous l'est de la Chine. En accord avec l'étude de *Pds* de Li et Yuan (2003b), nous trouvons sous cette région une zone de transition anormalement épaissie. Nos cartes de la topographie absolue de la "660" pourraient suggérer que les plaques subductées atteignent par endroit la base de la zone de transition.

Sous les points chauds, nous avons cherché la trace thermique de panaches mantelliques chauds qui prendraient leur origine dans le manteau inférieur. Un amincissement de la zone de transition sous quelques points chauds suggère des anomalies de température modérées, de l'ordre de $+100^\circ\text{K}$. Sous les autres points chauds, nous n'observons pas d'amincissement clair de la zone de transition. Cette absence d'amincissement provient apparemment d'un approfondissement de la "410" et de la "660". Deux scénarios peuvent expliquer ces observations. Dans le premier, la zone de transition est dans un état "normal" et l'approfondissement de la "410" et de la "660" est lié aux corrections imparfaites des hétérogénéités de vitesses au-dessus de la zone de transition. La seconde hypothèse invoque l'effet de la transition de phase du grenat-majorite à 660 km de profondeur qui pourrait perturber la réponse de la "660" à des panaches thermiques plus chauds ($+300^\circ\text{K}$) que le manteau environnant.

Un effet des changements de phase dans la composante non-olivine du manteau serait l'approfondissement de la "660" dans les régions chaudes du manteau. Nos données d'ondes P converties en S pourraient confirmer ce modèle avec une "660" en moyenne approfondie sous les zones de subduction et une "660" également approfondie sous certains points chauds. Nos données de précurseurs de *SS* confirment partiellement les observations de *Pds* sous les zones de subduction. Cependant, elles sont probablement traitées à trop longue période pour

détecter clairement l'effet de panaches chauds traversant la zone de transition sous les points chauds.

Enfin, la "410" et la "660" pourraient avoir des "natures" différentes. Les résultats de Chambers *et al.* (2005) et Houser *et al.* (2008) suggèrent que la topographie de la "660" pourrait être dominée par des effets de température aux grandes longueurs d'ondes. La topographie de la "410" semble perturbée par des mécanismes à plus courte longueur d'onde (Chambers *et al.*, 2005). Chambers *et al.* (2005) et Houser *et al.* (2008) suggèrent que ces anomalies à plus courte longueur d'onde ont une origine chimique. Dans notre étude, la corrélation entre les observations de profondeur des discontinuités obtenues à partir des phases *Pds* et *SdS* (partie 2.6.3) semble confirmer que les deux discontinuités sont perturbées à des longueurs d'ondes différentes. Ces observations sont peut être à rapprocher de celles associées à une absence de signal *P410s* sur les fonctions récepteur (Chevrot *et al.*, 1999) et des indications d'une couche à faible vitesse vers 350 km de profondeur sous certaines régions du monde (Revenaugh et Sipkin, 1994; Song *et al.*, 2004; Vinnik et Farra, 2007).

Les autres discontinuités du manteau

Au cours de cette étude, des signaux sismologiques associés à d'autres discontinuités du manteau nous sont apparus. Notre analyse se restreint aux discontinuités présentes dans le manteau superficiel jusqu'à la base de la zone de transition.

La partie 3.1 de ce chapitre est un bref résumé de l'état des connaissances sur les discontinuités du manteau supérieur autres que la "410" et la "660". Une étude de référence dans ce domaine est celle de Revenaugh et Jordan (1991c) à partir des réverbérations de phases *ScS*. Dans la partie 3.2, nous examinons la structure moyenne du manteau supérieur. Les principales discontinuités qui ressortent à l'échelle du globe sont la discontinuité de Mohorovičić, la "410" et la "660". Nous mettons également en évidence avec les *SdS* de faibles signaux probablement associés à la discontinuité de Lehmann vers 220 km de profondeur et à la "520" dans la zone de transition. La faible amplitude de ces signaux sur notre image du manteau moyen confirme les résultats des études antérieures qui indiquent que ces discontinuités sont des structures régionales du manteau. Les données de *Pds* nous permettent de construire une carte à grande échelle de l'épaisseur de la croûte terrestre que nous comparons à celle donnée par le modèle géodynamique *a priori* 3SMAC (Nataf et Ricard, 1996). La connaissance de la profondeur du Moho sous chacune des stations sismologiques nous permet d'analyser plus finement la structure du manteau en séparant les phases multiples des signaux associés aux conversions directes. Nous discutons également à partir des phases *Pds* la présence de signaux qui pourraient être associés à la discontinuité de Gutenberg, marquant le sommet d'une couche à faible vitesse vers 100 km de profondeur, et à une couche à faible vitesse située entre 300 et 400 km de profondeur. Dans la partie 3.3, nous concentrons nos efforts sur l'étude de cette couche à faible vitesse (la "350") située au-dessus de la "410". La question de l'existence d'une telle couche est en effet d'actualité, avec des implications pour la géodynamique et la distribution des réservoirs géochimiques dans le manteau (présence de fusion partielle et d'eau dans le manteau, séquestration de l'eau dans la zone de transition).

3.1 Stratification du manteau : les études antérieures

Des discontinuités sismiques ont été observées à peu près à toutes les profondeurs dans le manteau supérieur. La coupe schématique (figure 3.1) de la structure du manteau supérieur et de la zone de transition d'après Revenaugh et Jordan (1991b) présente quelques unes de ces discontinuités. Nous discutons brièvement leur origine, leur profondeur et la nature du gradient de vitesse sismique¹.

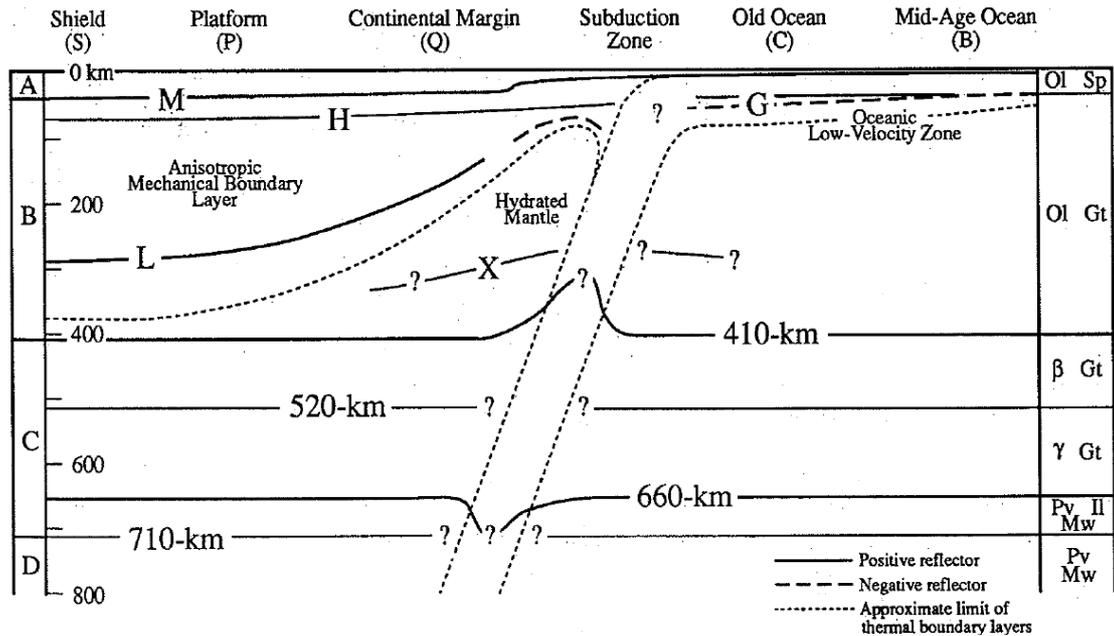


FIG. 3.1: Profondeur, origine et comportement des discontinuités sismiques du manteau supérieur et de la zone de transition (d'après Revenaugh et Jordan, 1991b). Cette représentation schématique provient de l'analyse des réverbérations de phases ScS. La coupe en profondeur s'étend d'une plateform continentale (à gauche) à travers une zone de subduction (au centre) jusqu'à un bassin océanique (à droite). Les divisions majeures de la Terre d'après Bullen (1940) sont indiquées par les lettres à gauche. Les transitions de phases donnant ces grandes divisions sont indiquées à droite. Le nom des discontinuités est indiqué : la discontinuité de Mohorovičić (M), de Hales (H), de Gutenberg (G), de Lehmann (L), la discontinuité "X", la "410", la "520" et la "660". Les composants de la roche du manteau sont l'olivine (Ol), la phase spinelle (Sp), le grenat (Gt), la wadsleyite (β), la ringwoodite (γ), la pérovskite (Pv), la magnésio-wüstite (Mw) et l'ilmenite (Il).

La discontinuité de Mohorovičić est un fort gradient de vitesse positif séparant la croûte du manteau. Cette discontinuité, dont la profondeur est directement liée à la tectonique de surface, est observée à l'échelle du globe. Les discontinuités observées entre le Moho et la zone de transition ont un caractère plus régional. Il s'agit des discontinuités de Hales (H), de Gutenberg (G), de Lehmann (L) et la discontinuité "X" (figure 3.1). Ces discontinuités

¹Dans la suite, nous parlerons de gradient de vitesse positif pour décrire une augmentation de la vitesse avec la profondeur. À l'opposé, un gradient de vitesse négatif est une diminution de la vitesse avec la profondeur.

sont supposées associées à la géologie de surface et à la structure des plaques. Les racines continentales et les plaques subductées contrôlent en effet localement la chimie du manteau et les conditions de température, donc la présence et l'expression des transitions de phases ou des limites chimiques. Tkalčić *et al.* (2006) montrent de plus que les 150-250 premiers kilomètres du manteau pourraient contenir en plus de ces discontinuités, des hétérogénéités à petite échelle connectées horizontalement. Elles seraient composées soit de matériaux ayant une composition chimique distincte du manteau environnant, soit de lentilles de fusion partielle.

La discontinuité de Hales (Hales, 1969) a été identifiée comme un gradient de vitesse positif à environ 80-90 km de profondeur. L'étude de Revenaugh et Jordan (1991c) donne plutôt une profondeur moyenne autour de 60 km. Cette discontinuité a été initialement associée à une transition de phase de la spinelle en grenat dans la péridotite du manteau (Hales, 1969). Stixrude et Lithgow-Bertelloni (2005) indiquent cependant que cette transition de phase ne peut générer un gradient d'impédance suffisant pour expliquer les observations sismologiques. Bostock (1998) et Levin et Park (2000) ont alternativement suggéré que la discontinuité de Hales pourrait marquer localement le sommet d'une couche anisotrope. Les processus induisant cette couche anisotrope seraient associés à l'histoire tectonique des régions concernées.

La discontinuité de Gutenberg² (Revenaugh et Jordan, 1991c) a été observée à des profondeurs similaires à celle de la discontinuité de Hales. Elle est cependant décrite comme un gradient de vitesse négatif. Cette discontinuité constituerait la limite inférieure des plaques tectoniques et le sommet de la zone à faible vitesse (LVZ) marquant la transition d'une lithosphère rigide vers le manteau convectif moins visqueux (asthénosphère). L'origine de la discontinuité de Gutenberg est donc directement liée à celle de la LVZ. La LVZ, présente dans le modèle de vitesse à symétrie sphérique PREM (Dziewonski et Anderson, 1981), a souvent été associée aux régions océaniques. Revenaugh et Jordan (1991c) montrent en effet que la G a une profondeur proche de 60 km sous les océans, 100 km le long des marges continentales et ne mettent pas en évidence son expression sous les régions continentales. Cependant, les premières observations (Gutenberg, 1948) ont situé la G sous des régions continentales à une profondeur d'environ 80 km. Plus récemment, la présence de la G et de la LVZ a été confirmée sous les continents, en particulier à partir d'expériences de sismologie active en Sibérie, en Amérique du Nord et en Scandinavie (Thybo et Perchuc, 1997). En compilant les observations obtenues grâce à différentes méthodes sismologiques, Thybo (2006) conclut que la LVZ et la discontinuité de Gutenberg censée marquer son sommet existent à grande échelle sous les continents comme sous les océans. Ils estiment la profondeur moyenne de la G à 100 ± 20 km. Stixrude et Lithgow-Bertelloni (2005) montrent que la LVZ pourrait être une conséquence naturelle de l'augmentation abrupte du géotherme dans une couche limite thermique et des effets de la température et de la pression sur les paramètres élastiques des assemblages de minéraux pour un manteau de composition pyrolitique. Leur modèle issu de la physique des minéraux explique cependant imparfaitement les gradients de vitesses à la discontinuité G et dans la LVZ. La réduction de l'écart entre le géotherme et le solidus des roches du manteau et l'initiation de processus de fusion partielle, éventuellement aidée par la présence de fluides, peut expliquer la présence de la G et de la LVZ dans le manteau (Revenaugh et Jordan, 1991c;

²Egalement appelée la discontinuité sismique à 8° (Thybo et Perchuc, 1997).

Thybo et Perchuc, 1997; Thybo, 2006; Mierdel *et al.*, 2007).

Lehmann (1959) a proposé l'existence d'une discontinuité vers 220 km de profondeur associée à un saut brusque de vitesse des ondes de compression sous l'Europe. Cette discontinuité du manteau superficiel a depuis reçu beaucoup d'attention. Elle est notamment présente dans le modèle de vitesse PREM. Les études de Revenaugh et Jordan (1991c) à partir de réverbérations de phases *ScS* et de Gu et Dziewonski (2001) à partir de précurseurs de *SS* ont conclu que la discontinuité de Lehmann est un contraste d'impédance positif observé préférentiellement sous les continents. Thybo et Perchuc (1997) et Thybo (2006) ont suggéré que celle-ci pouvait marquer la base de la LVZ. Deuss et Woodhouse (2002) ont observé un réflecteur dans l'intervalle de profondeur 180-240 km sous les océans et les continents, avec des amplitudes de réflexions plus fortes sous les continents. La discontinuité de Lehmann n'est pas aisément expliquée par des transitions de phase des minéraux ou des changements de chimie. L'observation d'une pente de Clapeyron négative variant régionalement (Deuss et Woodhouse, 2004) suggère que la discontinuité pourrait être associée à un changement de mécanisme de déformation de la roche du manteau, de glissement par dislocations à glissement par diffusion (Karato, 1992). La discontinuité vers 220 km de profondeur pourrait donc marquer la transition d'une couche limite mécanique anisotrope à une asthénosphère quasi-isotrope dans la tectosphère continentale (Revenaugh et Jordan, 1991c; Gaherty et Jordan, 1995). Les résultats plus récents de Mainprice *et al.* (2005) suggèrent cependant que la discontinuité n'aurait pas pour origine un changement de mécanisme de déformation de la roche mais plutôt un changement de direction dans l'orientation préférentielle des cristaux d'olivine. Des transitions de phases dans les minéraux du manteau silicaté ont été également proposées pour expliquer cette discontinuité (*e.g.* Akaogi *et al.*, 1995).

La discontinuité "X" (Hales *et al.*, 1980) vers 350 km de profondeur est un contraste d'impédance positif qui apparaît uniquement sous quelques régions du monde. Revenaugh et Jordan (1991b) ont observé ce signal uniquement dans les zones de subductions actives sous les continents et les arcs d'îles océaniques. L'existence de cette discontinuité est expliquée par la présence d'hétérogénéités chimiques sous la forme de restes de plaques subductées. Revenaugh et Jordan (1991c) ont relié ces observations à des réactions d'hydratation du manteau dans les régions où la lithosphère subductée apporte des éléments volatils dans le manteau environnant.

L'existence d'une augmentation des vitesses d'ondes S vers 520 km de profondeur dans la zone de transition est suggérée par les phases précurseurs de *SS* (Flanagan et Shearer, 1998b), les réverbérations *ScS* (Revenaugh et Jordan, 1991b; Deuss et Woodhouse, 2001) et les fonctions récepteur (Chevrot *et al.*, 1999; Lawrence et Shearer, 2006a). La "520" n'est pas observée sous toute la surface de la Terre. Elle est rarement observée dans les données traitées à haute fréquence. L'étude de Deuss et Woodhouse (2001) a montré que l'intérieur de la zone de transition peut avoir une structure compliquée avec des gradients d'impédances multiples. Ces gradients multiples seraient en accord avec les prédictions de la transition de phase de la wadsleyite en ringwoodite (Frost, 2003) et des réactions additionnelles impliquant le grenat et le pyroxène localement.

Des couches à faible vitesse et à forte atténuation ont été observées au-dessus de la "410" (Revenaugh et Sipkin, 1994; Song *et al.*, 2004; Vinnik et Farra, 2007). Ces observations

sont difficiles à réconcilier avec la discontinuité “X” qui correspond à un contraste d’impédance positif. Elles ont souvent été attribuées à la présence de fusion partielle. Sakamaki *et al.* (2006) ont montré expérimentalement que du matériel en fusion pouvait en effet être stable à ces profondeurs. D’autres signaux d’amplitude négative ont été observés à l’intérieur de la zone de transition, vers 500 km de profondeur et attribués au sommet d’une couche à faible vitesse due à la présence d’eau (Vinnik *et al.*, 2004; Vinnik et Farra, 2006). A la base de la zone de transition, des restes éclogitiques de la délamination des plaques subductées pourraient rester piégés (Lee et Chen, 2007) et produire une diminution de la vitesse des ondes sismiques avec la profondeur.

3.2 Observations

Nous avons construit des images de la structure moyenne du manteau supérieur à partir de nos jeux de données de fonctions récepteur (figure 3.2) et de précurseurs de *SS* (figure 3.3). Les coupes en distance-profondeur présentées sur ces figures sont obtenues après sommation des données en temps dans des intervalles de distances épacentrales de 0.5° . Les traces sommes obtenues en temps ont ensuite été migrées en profondeur en utilisant le modèle IASP91. Le signal dont l’amplitude coïncide en temps avec celui prédit par IASP91 pour des conversions/réflexions sur une interface à une profondeur d est donc migré à la profondeur d . Les différents “horizons” observés sur les figures 3.2 et 3.3 correspondent aux différentes phases sismiques détectées à grande échelle dans les jeux de données. Si ces “horizons” sont associés à des conversions d’ondes directes ou des réflexions d’ondes, ils apparaissent parfaitement horizontaux sur les deux figures. Au contraire, les phases sismiques qui ne sont pas associées à des conversions d’ondes directes et des précurseurs de *SS* apparaissent comme des “horizons” courbes et/ou pentés. Sur les figures 3.2 et 3.3, nous indiquons en bleu les amplitudes de sommation positives et en rouge les amplitudes de sommation négatives.

Pour construire les images sur les figures 3.2 et 3.3, nous utilisons la totalité de nos jeux de données de *Pds* (i.e. ~ 26000 fonctions récepteur) et de *SdS* (i.e. ~ 17000 composantes transverses). La seule différence de traitement entre les deux jeux de données est dans le cas des phases *SdS* le calcul d’une moyenne pondérée des enregistrements. C’est le rapport signal sur bruit qui détermine le poids appliqué à chaque enregistrement. La définition de ce rapport signal (amplitude de la phase *SS*) sur bruit (moyenne “rms” du signal précédant la phase *SS*) est détaillée dans la partie 1.2.2. Cette pondération améliore considérablement le rapport signal sur bruit de l’image du manteau obtenue avec les phases *SdS*.

L’image obtenue à partir des phases précurseurs de *SS* (figure 3.3) est plus bruitée que celle obtenue à partir des fonctions récepteur (figure 3.2) : elle montre moins d’“horizons” cohérents sur toute la gamme de distance épacentrale. Le signal associé aux conversions et réflexions sur les discontinuités à 410 et 660 km de profondeurs ressort très clairement sur les deux figures. L’image obtenue pour la structure du manteau à partir des ondes P converties en S (figure 3.2) montre une série d’horizons sub-horizontaux entre la surface et la zone de transition. Ceux-ci n’apparaissent pas dans les données de *SdS*. Ces horizons ne peuvent pas tous être interprétés comme des discontinuités de vitesses sismiques du fait des phases

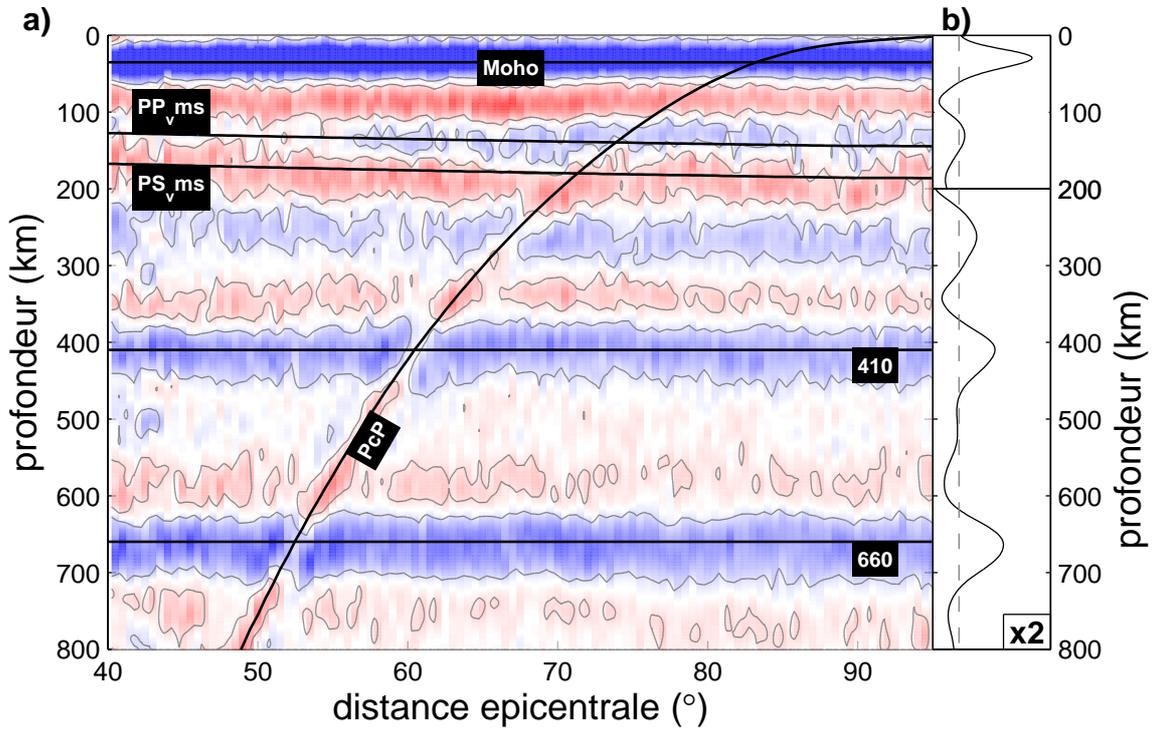


FIG. 3.2: Coupe sismique pour le jeu de données à grande échelle de Pds . (a) Coupe distance-profondeur. Les fonctions récepteur ont été sommées sur des intervalles de distances épicentrales de 0.5° puis migrées dans le modèle de vitesse IASP91. Les amplitudes de sommation positives sont indiquées en bleu. Les amplitudes négatives sont indiquées en rouge. En traits continus noirs, nous indiquons les profondeurs auxquelles sont migrés les temps d'arrivées théoriques de la phase Pms (conversion au Moho), des multiples du Moho PP_{vms} et PS_{vms} , de la phase PcP et des conversions à la "410" et à la "660". (b) Trace sismique obtenue après sommation de la totalité du signal de la coupe sismique 2D présentée en (a).

multiples venant interférer avec le signal sismologique des conversions directes. La seule phase sismique migrée avec une pente très différente de 0 est la phase PcP . Celle-ci, d'amplitude négative, traverse la coupe de bas en haut entre 50 et 100° de distances épicentrales.

La pente des horizons associés aux différentes phases sismiques dépend de la relation temps-profondeur utilisée pour la migration et de la lenteur différentielle de ces phases par rapport à celle des phases de référence (l'onde P pour les Pds et la phase SS pour les SdS). Les diagrammes "slant-stack" comme ceux introduits dans la partie 1.2.3 nous permettent de séparer les signaux associés à des phases converties/réfléchies sur des discontinuités de ceux provenant d'autres phases sismiques. Nous représentons ces diagrammes sur les figures 3.4a et 3.4b pour les phases Pds et SdS respectivement. Nous conservons la même échelle de couleur que sur les figures 3.2 et 3.3. Ces diagrammes nous sont particulièrement utiles pour distinguer dans nos données de Pds le signal provenant de phases multiples de celui des conversions d'ondes directes. Les phases multiples possèdent une lenteur différentielle négative (partie 1.2.3). Les multiples du Moho PP_{vms} et PS_{vms} ont par exemple des lenteurs

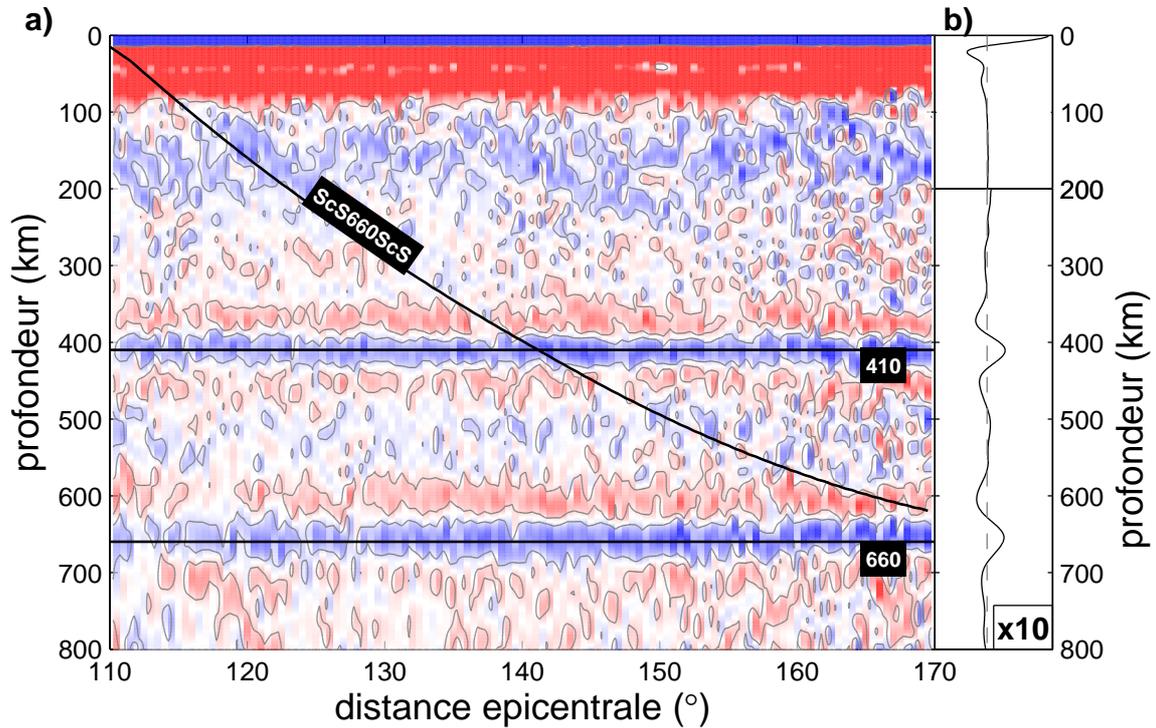
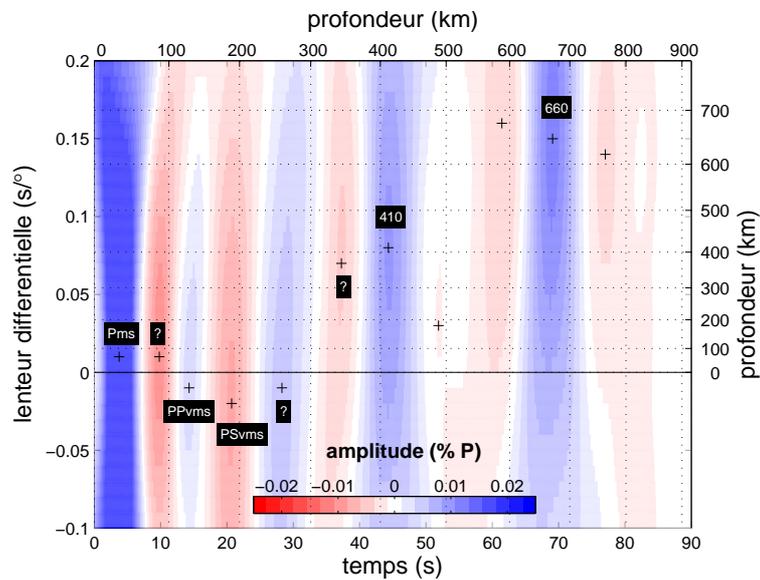


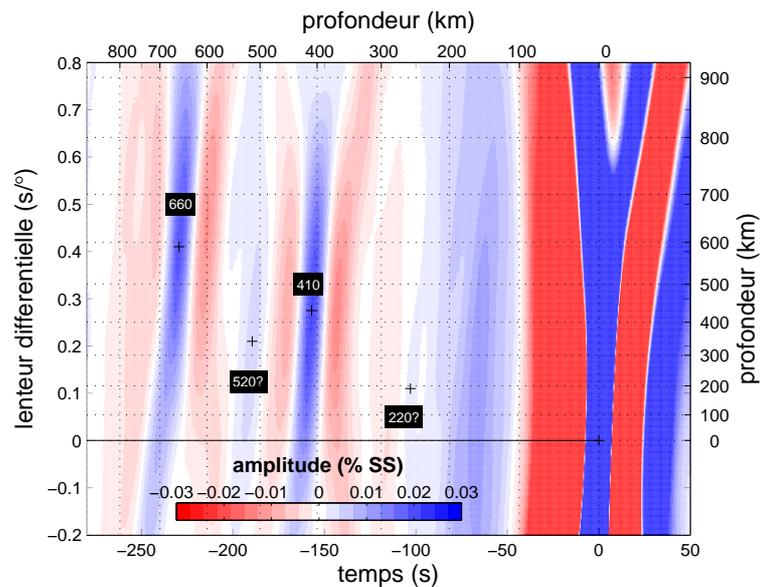
FIG. 3.3: Coupe sismique pour le jeu de données à grande échelle de SdS. (a) Coupe distance-profondeur. Les composantes transverses ont été sommées dans des intervalles de 0.5° en distance épacentrale puis migrées en profondeur dans le modèle de vitesse IASP91. Les amplitudes de sommation positives sont indiquées en bleu. Les amplitudes négatives sont indiquées en rouge. En traits continus noirs, nous indiquons les profondeurs auxquelles sont migrés les temps d'arrivées théoriques de la réverbération ScS660ScS et des réflexions sous la "410" et sous la "660". (b) Trace sismique obtenue après sommation de la totalité du signal de la coupe sismique 2D présentée en (a).

négatives dans les 25 premières secondes de signal (figure 3.4a). Nous avons ajouté aux diagrammes "slant-stack" deux échelles en profondeur le long de l'axe des abscisses en haut et de l'axe des ordonnées à droite. Ces échelles sont obtenues en calculant dans IASP91 les temps de propagations et les lenteurs différentielles des phases en fonction des profondeurs des interfaces de conversion/réflexion (**annexe A**). Les phases sismiques identifiées correspondent à des conversions ou des réflexions réelles si les maxima d'amplitudes observés coïncident en profondeur sur les deux échelles de droite et du haut.

Nous décrivons et discutons en partant de la surface jusqu'au sommet du manteau inférieur l'origine des signaux sismologiques présents sur les figures 3.2 et 3.3. Nous nous aidons des diagrammes "slant-stack" présentés sur la figure 3.4.



(a)



(b)

FIG. 3.4: (a) Diagramme “slant-stack” pour les phases Pds. (b) Diagramme “slant-stack” pour les phases SdS. En bas sur l’axe des abscisses est indiqué le temps de propagation. En haut sont indiquées les profondeurs de conversion/réflexion équivalentes. A gauche sur l’axe des ordonnées est indiquée la lenteur des phases observées par rapport à celle de la phase de référence. Les profondeurs équivalentes sont données sur l’axe des ordonnées à droite. Voir le texte pour plus de détails. Les échelles de couleur donnant les amplitudes de sommation sont indiquées en bas dans chaque diagramme.

3.2.1 Les 200 premiers kilomètres de profondeur

Le signal obtenu à partir des précurseurs de SS est inexploitable pour les 100 premiers kilomètres car la réflectivité associée à la structure superficielle est cachée par les lobes secondaires négatifs des phases SS (figure 3.3). La coupe distance-profondeur pour les phases SdS (figure 3.3a) ne montre pas non plus de signal clairement associé à des réflexions sous des discontinuités situées entre 100 et 200 km de profondeurs. Cette observation est confirmée par le diagramme “slant-stack” sur la figure 3.4b. Le jeu de données d’ondes P converties en S montre au contraire des horizons dans les 200 premiers kilomètres de profondeur (figure 3.2). Nous discutons leur origine dans les paragraphes suivants.

La discontinuité de Mohorovičić

Le traitement en fonctions récepteur des sismogrammes projetés selon les axes de vibration P et SV implique que le signal dans les premiers kilomètres du manteau n’est pas masqué par l’arrivée directe de l’onde P. Ceci nous permet de faire ressortir le signal associé à la conversion sur la discontinuité de Mohorovičić (figure 3.2). Ce signal d’amplitude positive est centré sur une profondeur proche de la profondeur moyenne du Moho sous les continents, voisine de 35 km (figure 3.2b). Ceci s’explique par la répartition géographique de nos stations situées préférentiellement sur les continents. Nous avons pu mesurer ponctuellement la profondeur du Moho sous chacune des stations de notre jeu de données de Pds . Cette mesure n’est pas très précise (voir le paragraphe suivant). Néanmoins, l’information au premier ordre sur la profondeur du Moho nous est utile dans la partie 3.3 pour discuter le rôle des phases multiples PP_{Vms} et PS_{Vms} dans les images du manteau obtenues à partir des phases Pds .

Topographie du Moho

Nos données de Pds sont traitées à longue période (>10 s). Elles échantillonnent la croûte dans un rayon de 10-15 km sous les stations continentales. Des variations à courte longueur d’onde de la topographie du Moho ont pour effet d’étaler les formes d’ondes Pms lors de la sommation des fonctions récepteur. De plus, les phases multiples générées dans des couches intra-crustales, par exemple des couches sédimentaires, peuvent altérer la forme d’onde Pms associée au Moho. Pour cette raison, nos données de Pds ne sont pas réellement adaptées à l’étude du Moho et contraignent moins parfaitement la profondeur du Moho que les études régionales à plus haute fréquence de Ramesh *et al.* (2002), Wittlinger *et al.* (2004) ou Leahy et Park (2005).

Sur la carte de la figure 3.5, nous représentons sous chaque station sismologique de notre étude de Pds la profondeur “apparente” observée pour le Moho. Cette profondeur apparente correspond à l’épaisseur de croûte sans corriger de la topographie. Nous utilisons des cercles dont la taille et la couleur dépendent de l’épaisseur de la croûte obtenue après migration des temps d’arrivées des phases Pms dans le modèle IASP91. Afin de nous assurer que nos observations donnent au premier ordre une image correcte de la topographie du Moho, nous les avons comparées à l’épaisseur de croûte donnée par le modèle 3SMAC (Nataf et Ricard, 1996). Ce modèle couvre la surface de la Terre avec des cellules de $2^\circ \times 2^\circ$ en latitude et longitude.

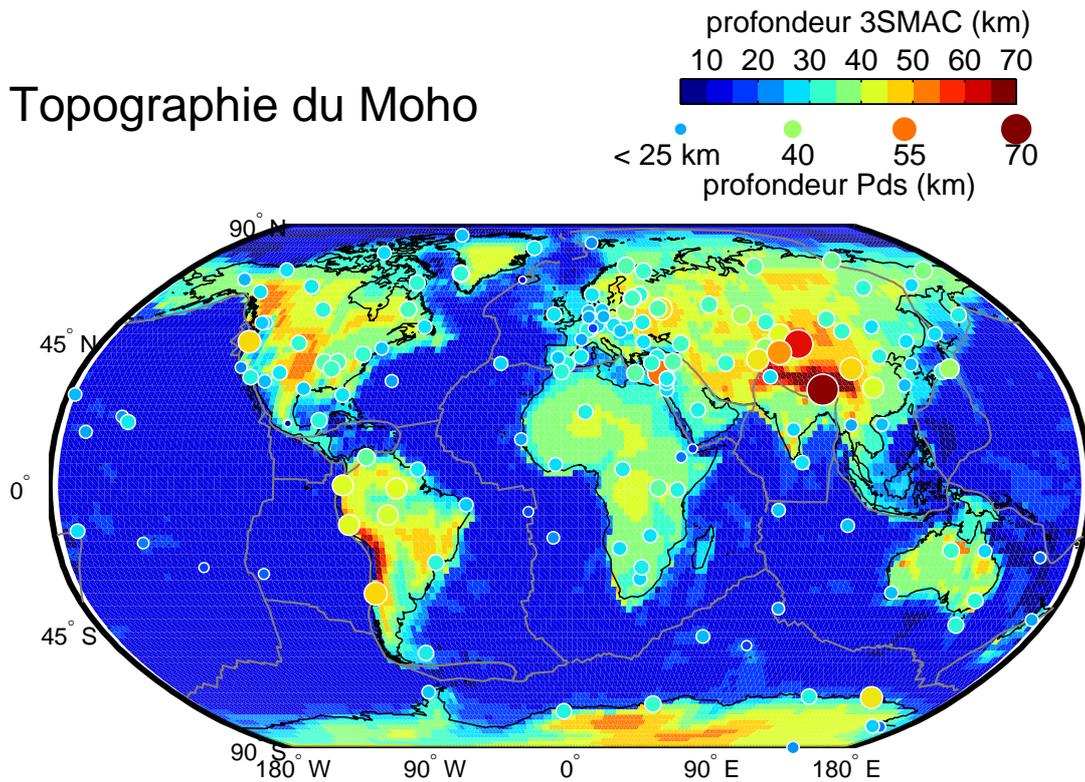


FIG. 3.5: Carte de l'épaisseur de la croûte. les observations obtenues sous chacune des stations sismologiques de notre étude de Pds sont indiquées par des cercles dont le rayon et la couleur sont proportionnels à la profondeur observée pour le Moho. Nous utilisons le modèle IASP91 pour convertir les temps d'arrivées des phases Pms en profondeur. La profondeur du Moho donnée en fond de carte est celle du modèle 3SMAC (Nataf et Ricard, 1996). Les échelles de couleurs pour le modèle 3SMAC et les observations de Pds sont indiquées en haut à droite de la carte.

La croûte est décrite avec deux couches principales correspondant à une croûte supérieure et une croûte inférieure. A partir de la compilation de données géophysiques provenant d'études antérieures, Nataf et Ricard (1996) ont inclus également dans leur modèle une couche d'eau, une couche de glace et/ou une couche de sédiment. La profondeur du Moho dans 3SMAC représentée en fond de carte sur la figure 3.5 est une profondeur "apparente" obtenue en sommant l'épaisseur de ces couches. Les variations d'épaisseur de croûte que nous observons avec les Pds sont en accord partiel avec celles données par le modèle 3SMAC : la croûte est amincie sous les régions océaniques et épaissie sous les continents, nous retrouvons en particulier un Moho très profond sous le Tibet et les régions situées plus au nord dans le Pamir et le massif du Tian-Shan.

Sur la figure 3.6a, nous comparons les temps de trajets t_{Pms} observés avec les prédictions dans le modèle 3SMAC. L'accord entre prédictions et observations sur cette figure n'est pas parfait. Les écarts observés peuvent être expliqués par les erreurs de mesures, celles liées à notre connaissance a priori de la structure crustale (Nataf et Ricard, 1996), et par la résolution

latérale du modèle 3SMAC qui est probablement moins bonne que celle de nos données de Pds . Au premier ordre, notre jeu de données de Pds nous permet cependant d'extraire une information cohérente avec les modèles de Terres *a priori* tels que 3SMAC.

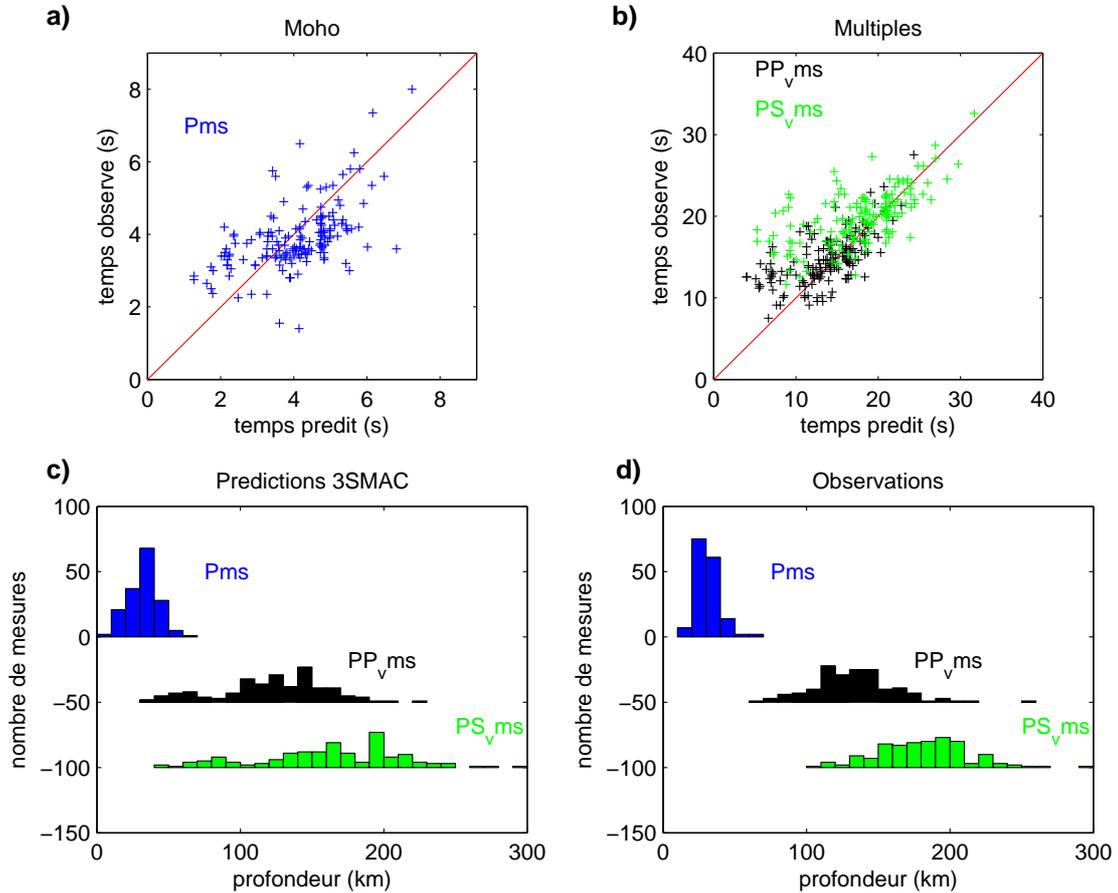


FIG. 3.6: Comparaison des temps d'arrivées des phases Pms , $PP_{v}ms$ et $PS_{v}ms$ observés et prédits par le modèle 3SMAC. (a) Temps d'arrivées des phases Pms . (b) Temps d'arrivées des phases multiples $PP_{v}ms$ (croix noires) et $PS_{v}ms$ (croix vertes). Nous représentons les temps prédits par 3SMAC en abscisse et les temps observés avec les Pds en ordonnée. La ligne rouge correspond à une parfaite adéquation des observations avec les prédictions. (c) Histogrammes des profondeurs de migration pour les phases Pms , $PP_{v}ms$ et $PS_{v}ms$ prédites par le modèle 3SMAC et converties en profondeur avec le modèle IASP91. (d) Idem qu'en (c) pour nos observations sur les fonctions récepteur de notre étude.

Sous le Moho : la discontinuité de Gutenberg ?

La discontinuité de Gutenberg (notée G) est un gradient de vitesse négatif qui marque le sommet d'une couche à faible vitesse (la LVZ) dans le manteau supérieur. Initialement, cette discontinuité a été préférentiellement observée sous les océans (Revenaugh et Jordan, 1991c; Gaherty *et al.*, 1999). La présence de la G a été cependant reportée sous des régions

continentales, en particulier à partir d'expériences de sismologie active (Thybo et Perchuc, 1997). Thybo (2006) conclut que la LVZ existe à grande échelle sous les continents comme sous les océans. La discontinuité de Gutenberg marquant le sommet de la LVZ serait située à une profondeur moyenne de 100 km.

Le fort signal observé vers 80-90 km de profondeur à partir des Pds sur les figures 3.2a et 3.2b pourrait correspondre à la discontinuité de Gutenberg. Notre étude de Pds dispose de peu de stations sismologiques dans les régions océaniques. Pour apparaître comme un convertisseur aussi marqué sur notre image de la structure moyenne du manteau, cette discontinuité devrait donc être largement répandue sous les régions continentales.

Des problèmes sont cependant susceptibles d'apparaître dans l'interprétation des données de Pds pour cette partie du manteau. Le signal sismologique peut être pollué par la présence de phases multiples associées à des interfaces intra-crustales. Le caractère longue période de nos observations ne nous permet pas de séparer en lenteur sur le diagramme "slant-stack" (figure 3.4a) le signal d'une $P90s$ de celui de phases multiples générées sur des interfaces intra-crustales. De plus, la sommation des fonctions récepteur lisse et étale probablement la structure complexe des 50 premiers kilomètres sous la surface. Les effets de sous-échantillonnage dus au faible nombre d'itérations dans la déconvolution itérative peuvent également introduire des lobes artificiels, donnant après sommation des fonctions récepteur un fort signal négatif cohérent sur l'ensemble de la coupe distance-profondeur de la figure 3.2a (voir en **annexe C**).

Pour ces raisons et en l'absence de tests supplémentaires, nous préférons ne pas interpréter le signal observé sous le Moho.

Entre 100 et 200 km : les phases multiples du Moho

Dans nos données de Pds sur la figure 3.2a, les phases multiples PP_{Vms} (polarité positive) et PS_{Vms} (polarité négative) associées à la discontinuité de Mohorovičić dominent le signal entre 100 et 220 km de profondeurs. Le diagramme "slant-stack" sur la figure 3.4a confirme que ces phases sismiques ont des lenteurs différentielles négatives, comme attendu pour des phases multiples. Le signal sismologique observé pour la partie du manteau située entre 100 et 220 km de profondeur ne peut donc être directement interprété en terme de structure.

Nous avons mesuré les temps d'arrivées des phases PP_{Vms} et PS_{Vms} à chacune des stations sismologiques de notre étude. L'accord entre ces observations et les temps prédits par le modèle 3SMAC est raisonnable (figure 3.6b). La dispersion des temps d'arrivées $t_{PP_{Vms}}$ et $t_{PS_{Vms}}$ est plus importante que celle des temps d'arrivées t_{Pms} sur la figure 3.6a. Les histogrammes sur les figures 3.6c et 3.6d représentent la distribution des profondeurs du Moho et de ses multiples après migration dans le modèle IASP91. La largeur des distributions associées aux phases PP_{Vms} et PS_{Vms} est plus importante que celle associée à la phase Pms . Ce constat reflète la plus grande sensibilité des temps de trajet des phases multiples à des variations d'épaisseur de la croûte (ces phases ont deux trajets supplémentaires dans la croûte). Cette observation peut être généralisée à n'importe quelle discontinuité du manteau. Si une discontinuité est observée à une profondeur variable d dans le manteau, les variations de pro-

fondeurs de migration des phases $PP_{\vee}ds$ et $PS_{\vee}ds$ sont toujours plus importantes que les variations de profondeur d . Ce constat nous est utile dans la partie 3.3 de ce chapitre pour discuter la présence d’une couche à faible vitesse dans le manteau au-dessus de la “410”.

3.2.2 La discontinuité de Lehmann

En sommant l’ensemble de son jeu de données de précurseurs de SS , Shearer (1990, 1991) n’observe pas de réflecteur pouvant être associé à la discontinuité de Lehmann (L) vers 220 km de profondeur. D’autres jeux de données de SdS (*e.g.* Gu et Dziewonski, 2001; Deuss et Woodhouse, 2004) suggèrent cependant son existence sous certaines régions. La “220” est majoritairement observée sous les continents (Revenaugh et Jordan, 1991c; Gu et Dziewonski, 2001) même si les données de précurseurs de SS à longue période indiquent qu’elle existe aussi localement sous des régions océaniques (Gu et Dziewonski, 2001; Deuss et Woodhouse, 2004). L’étude des hodochrones des ondes P et S (Thybo et Perchuc, 1997; Thybo, 2006) dans des expériences de sismologie active montre que la “220” est probablement plus marquée sous les régions continentales froides, asismiques et tectoniquement stables que sous les régions continentales chaudes, actives d’un point de vue tectonique et sismique. Thybo et Perchuc (1997) et Thybo (2006) attribuent cette discontinuité à la base de la LVZ. Ils expliquent l’absence d’observation de la “220” sous les régions actives tectoniquement par une LVZ qui se prolongerait jusqu’au sommet de la zone de transition. Cette conclusion diffère de celle de Revenaugh et Jordan (1991c) qui indiquent que la Lehmann ne peut être la limite inférieure de la couche asthénosphérique à faible vitesse. Ceux-ci remarquent en effet que la L est souvent détectée dans des régions où la LVZ est peu marquée voire absente.

Nos données de SdS (figure 3.3a) ne montrent pas de signal cohérent vers 220 km de profondeur sur l’ensemble des distances épacentrales. Ce résultat est en accord avec ceux basés sur l’analyse de la totalité des jeux de données de SdS de Shearer (1990, 1991). Le diagramme “slant-stack” sur la figure 3.4b montre cependant un faible maximum d’amplitude de sommation 100 s avant la phase SS (profondeur équivalente à 250 km) avec une lenteur différentielle comprise entre 0.1 et 0.2 $s/^\circ$. L’échelle de profondeur à droite du diagramme indique que cette valeur de lenteur différentielle pourrait correspondre à une réflexion sous une discontinuité vers 220 km de profondeur. Il est donc possible que le signal observé 100 s avant la phase SS soit associé à cette discontinuité. La faiblesse de ce signal pourrait confirmer que la Lehmann n’est pas détectée sous toutes les régions du monde (Thybo et Perchuc, 1997; Gu et Dziewonski, 2001; Deuss et Woodhouse, 2004) et/ou que sa profondeur est très variable (Deuss et Woodhouse, 2004).

La discontinuité de Lehmann pourrait contribuer au signal sismologique observé vers 250-270 km de profondeur sur les données de Pds (figure 3.2a). Cependant, ce convertisseur ne semble pas parfaitement horizontal, avec une pente comparable à celle des multiples du Moho (figure 3.2a). Le diagramme “slant-stack” sur la figure 3.4a confirme que ce signal a une lenteur différentielle négative. Ceci suggère qu’il correspond ou qu’il résulte de l’interférence avec des phases multiples associées à des discontinuités situées dans le manteau superficiel. Ce signal pourrait correspondre à une phase $PP_{\vee}70s$ générée par un gradient de vitesse positif (*i.e.* une augmentation des vitesses avec la profondeur) situé à environ 70 km de profondeur.

La discontinuité de Hales observée à grande échelle comme un gradient de vitesse positif vers 60 km de profondeur (Revenaugh et Jordan, 1991c) pourrait convenir. Alternativement, ce signal pourrait provenir d'une phase multiple $PS_{\sqrt{50s}}$ associée à un gradient de vitesse négatif situé vers 50-55 km de profondeur.

En conclusion, la "220" n'est certainement pas une discontinuité majeure du manteau supérieur. Aux vues de nos résultats et de ceux des études antérieures, si cette discontinuité existe, son signal est probablement de faible amplitude dans les données de SdS . Nos données de Pds sont traitées à trop longue période pour la séparer des phases multiples et clairement indiquer son existence.

3.2.3 La "520"

Un constat général de la littérature sur les discontinuités sismiques de la zone de transition est l'expression "insaisissable" de la "520" dans les données sismologiques. Les gradients d'impédance ou de vitesse observés sont très faibles (*e.g.* Shearer, 1990; Revenaugh et Jordan, 1991b) et dépassent tout juste le seuil de résolution des méthodes sismologiques classiquement utilisées pour sa détection. Les observations les plus fiables proviennent des phases précurseurs de SS (Shearer, 1991; Shearer, 1996; Gu *et al.*, 1998; Deuss et Woodhouse, 2001). Bock (1994) montre que le signal interprété dans les données de SdS peut également être expliqué par l'interférence à longue période des lobes secondaires des phases $S410S$ et $S660S$ à un temps d'arrivée proche de celui de la phase $S520S$. Shearer (1996) montre cependant que ce type d'interférence ne peut expliquer l'amplitude du signal observé.

Il n'est pas certain que la "520" existe à l'échelle du globe. Gossler et Kind (1996) suggèrent que la "520" existe seulement sous certaines régions sans corrélation évidente avec la tectonique de surface. Gu *et al.* (1998) observeraient la "520" sous les océans d'âges intermédiaires et pas sous les plateformes continentales. Flanagan et Shearer (1998b) montrent au contraire que sa détection ne dépend pas de la région d'observation mais plutôt de la quantité de données sommées pour améliorer le rapport signal sur bruit. Ils proposent qu'elle existe à l'échelle du globe.

Les études de SdS de Flanagan et Shearer (1998b) et de Pds de Chevrot *et al.* (1999) indiquent une variation latérale de la profondeur de la "520" de l'ordre de 50 km. Cette grande variation de profondeur, en plus de la faible amplitude du gradient des paramètres élastiques, peut partiellement expliquer pourquoi les techniques de sommation employées sont inefficaces pour faire ressortir clairement le signal associé à la "520".

Si la "520" est détectée avec des phases sismiques analysées à longue période, les observations basées sur l'analyse de phases à plus courte période sont plus rares. L'étude de Whitcomb et Anderson (1970) à partir de précurseurs de phases $P'P'$ est une des premières à avoir rapporté l'existence d'une "520". Xu *et al.* (2003) au contraire n'observent pas cette discontinuité avec le même type de données. Cummins *et al.* (1992) ne trouvent pas de triplications associées à la "520" sous le nord de l'Australie dans les hodochrones d'ondes P. Ils invoquent soit une grande variabilité à petite échelle de la profondeur de cette discontinuité, soit un gradient de vitesse sur un large intervalle de profondeurs (~ 50 km). L'épaisseur va-

riable du gradient de paramètres élastiques est souvent invoquée pour expliquer les différences d’observations dans les études de phases à courtes et à longues périodes.

A longue période, la “520” semble plus clairement observée avec des données d’ondes réfléchies (*e.g.* SS , ScS) qu’avec celles d’ondes réfractées (*e.g.* Pds). Sur ce constat, Shearer (1996) propose que le gradient de paramètres élastiques de la “520” est plus marqué en densité qu’en vitesse d’onde S . L’étude de Lawrence et Shearer (2006a) confirme que des contrastes de vitesses d’onde P et de densités, et l’absence de contraste de vitesses d’onde S , satisfont les données de phases SdS , PdP , Pds et $PP_{\nu}dp$.

Deuss et Woodhouse (2001) ont montré à partir de phases SdS que la structure à l’intérieur de la zone de transition est compliquée, marquée soit par une absence de réflecteur, soit par un gradient simple, soit par des gradients d’impédances multiples. Des études très récentes ont également suggéré l’existence de signaux d’amplitude négative vers 500 km de profondeur sous certaines régions (Vinnik *et al.*, 2004; Vinnik *et al.*, 2005; Vinnik et Farra, 2006).

Nos observations de précurseurs de SS sur la figure 3.3a ne fournissent pas de preuve claire de l’existence d’un réflecteur vers 520 km de profondeur. Un très faible signal apparaît vers 510 km sur la trace somme de la figure 3.3b. Le diagramme “slant-stack” de la figure 3.4b indique que ce signal a une lenteur différentielle de ~ 0.2 s/ $^{\circ}$, équivalente à une profondeur de 320 km dans le modèle IASP91. Ce signal est donc moyennement compatible avec une réflexion $S520S$ sur un gradient de vitesse positif vers 520 km de profondeur. De plus, le signal que nous observons dans nos données de SdS est beaucoup plus faible que celui observé dans les études de Shearer (1990, 1991, 1996), Flanagan et Shearer (1998b), Deuss et Woodhouse (2001) ou Lawrence et Shearer (2006a). Après sommation de la totalité de leur données, ils observent une phase $S520S$ qui a une amplitude inférieure de moitié à celle de la phase $S410S$. Le rapport d’amplitude $S520S/S410S$ que nous observons ici est beaucoup plus faible (figure 3.3b). Les phases Pds (figure 3.2a et 3.2b) ne donnent pas d’indication de l’existence d’une “520” : le signal sismologique est en effet relativement “plat” entre 450 et 550 km de profondeur.

La signature sismologique de la “520” dans nos données est donc anecdotique au même titre que celle de la “220”. Si son absence dans les données de Pds et sa possible expression dans les données de SdS peuvent être expliquées par un gradient plus marqué en densité qu’en vitesse d’onde S (Shearer, 1996; Lawrence et Shearer, 2006a), une question laissée en suspens dans cette thèse est sa faible expression dans nos données de SdS comparée aux études antérieures.

A ce stade, nous avons décrit les signaux sismologiques associés à des gradients de vitesses positifs situés dans le manteau superficiel et au milieu de la zone de transition. Ces discontinuités ont déjà été observées et discutées dans un bon nombre d’études antérieures. Le chapitre précédent était dédié à l’étude de la “410” et de la “660”. Ces deux discontinuités ont un signal sismologique parmi les plus remarquables sur les figures 3.2 et 3.3 et marquent des gradients de vitesse positifs avec la profondeur (en bleu). Nous discutons dans la partie suivante la présence de signaux additionnels sur nos images du manteau. Ceux-ci sont situés de part et d’autre de la “410” et de la “660”.

3.2.4 Autour de la “410” et de la “660”

Les formes d’ondes $S410S$ et $S660S$ sur les figures 3.3 et 3.4b possèdent des lobes négatifs de part et d’autre du lobe principal positif. Il faut rappeler que la nature de ces signaux a été au centre d’une discussion entre Bock (1994) et Shearer (1996) qui visait à déterminer si la discontinuité à 520-km avait une existence réelle. Shearer (1996) a montré par la modélisation de sismogrammes synthétiques que ces lobes pouvaient apporter une information supplémentaire sur la structure des gradients de vitesses. Une asymétrie des formes d’onde $S660S$ a suggéré en effet l’existence d’un gradient de vitesse au sommet du manteau inférieur.

En l’absence de modélisation de sismogrammes synthétiques, nous préférons ne pas interpréter ces lobes en terme de structure autour de la “410” et de la “660”. Ces lobes sont en effet très similaires à ceux observés autour de la phase SS (Shearer, 1996) et proviennent sans doute partiellement de la sommation de nos données de précurseurs de SS à longue période sans avoir tenté préalablement de retirer l’effet de la source sismique sur les sismogrammes (Bock, 1994).

Nous ne pouvons pas conduire le même type de raisonnement pour les images obtenues à partir des phases Pds . Tout d’abord, notre séquence de traitement (la déconvolution) permet de s’affranchir des effets de la source sismique sur les sismogrammes. Néanmoins, la déconvolution d’un signal de bande passante limitée est tout de même susceptible d’introduire des artefacts sous la forme de lobes secondaires autour des lobes principaux (*e.g.* Vergne, 2002). Ces lobes secondaires devraient cependant apparaître de manière symétrique autour de chaque lobe principal associé aux phases Pds . Si deux lobes symétriques apparaissent autour de la “660” (figures 3.2 et 3.4b) et pourraient éventuellement avoir une origine artificielle, nous observons qu’un seul lobe négatif situé au-dessus de la “410” vers 350 km de profondeur (figures 3.2 et 3.4a). En conclusion, si nous ne pouvons pas écarter l’hypothèse d’artefacts de déconvolution autour de la “660”, cette hypothèse semble moins probable pour le signal au-dessus de la “410”.

L’absence de lobe négatif sous la “410” pourrait éventuellement être expliquée par l’interférence destructive de ce lobe avec un signal d’amplitude positive dans la zone de transition. Pour construire la figure 3.2, nous avons sommé une quantité importante de fonctions récepteur échantillonnant différentes régions du monde. La variabilité latérale à grande échelle de la structure en vitesse du manteau, la topographie des discontinuités (± 40 km) et l’utilisation d’un modèle à symétrie sphérique pour la migration (IASP91) impliquent que les formes d’ondes Pds ne sont pas parfaitement alignées avant sommation dans les intervalles de distances épacentrales. Ceci a pour effet de diminuer l’amplitude et d’étaler les formes d’ondes sommes associées à la réflectivité du manteau après sommation des données. L’absence de lobe négatif sous la “410” pourrait donc éventuellement être expliquée par l’interférence destructive de ce lobe avec un signal d’amplitude positive dans la zone de transition. Le meilleur candidat pour ce type de signal serait la phase $P520s$: l’interférence de la phase $P520s$ avec un lobe négatif de la $P410s$ pourrait conduire au signal plat observé entre 450 et 550 km de profondeurs.

Nous avons testé cette hypothèse en analysant la distribution des signaux sismologiques observés sur les fonctions récepteur individuelles. Avant sommation, il est possible de

séparer en temps des formes d’ondes associées à des discontinuités séparées d’au moins 25 km (**annexe B**). Dans la plupart des cas, il est donc possible en théorie de séparer sur les RFs individuelles la phase $P410s$, le lobe négatif qui la suit s’il existe, et la phase $P520s$. Nous avons donc compté les extremums d’amplitudes supérieurs à 0.02 sur les fonctions récepteur individuelles, dans des tranches de 10 km de profondeur, de la surface jusqu’à 900 km de profondeur. Les distributions obtenues pour les signaux d’amplitudes positives et négatives sont représentées sur la figure 3.7.

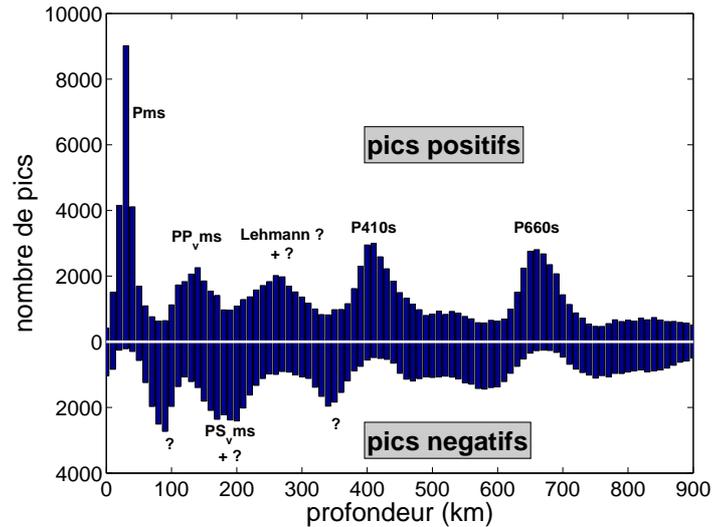


FIG. 3.7: Distribution du signal observé en fonction de la profondeur. L’histogramme dans la partie supérieure compte les extremums d’amplitudes positives, celui dans la partie inférieure les extremums d’amplitudes négatives.

Le niveau de bruit est important : nous pouvons l’estimer à une valeur moyenne d’environ 700 extremums (“pics”) sur la figure 3.7. Ce bruit est certainement généré par des phases sismiques converties et multiples associées à de la structure diffractante dans le manteau. Il peut également être lié à la déconvolution de bruit aléatoire sur les sismogrammes. Les phases sismiques majeures identifiées précédemment apparaissent toutefois clairement sur ces histogrammes (Pms , PP_{vms} , PS_{vms} , $P410s$ et $P660s$).

L’histogramme sur la figure 3.7 permet de faire trois observations intéressantes :

- Il n’apparaît pas de signal statistiquement significatif associé à la phase $P520s$, bien que cela ne veuille pas dire que nous ne puissions pas l’observer ponctuellement sous certaines stations.
- Vers 350 km de profondeur au dessus de la phase $P410s$, l’histogramme montre un pic négatif (marqué par un point d’interrogation).
- Nous n’observons pas de pic négatif significatif sous la “410”.

Ces observations confirmeraient donc que l’absence de lobe négatif sous la “410” dans la coupe sismique de la figure 3.2a ne peut pas être attribuée à l’interférence de ce lobe avec un signal d’amplitude positive dans la zone de transition (*a fortiori* une phase $P520s$). En

conclusion, l'absence de lobe sous la "410" suggère que le signal observé au-dessus de la "410" serait bien associé à une phase sismique.

Nous avons montré dans cette partie que la série d'horizons sub-horizontaux dans l'intervalle de profondeur 100-300 km sur la figure 3.2a est probablement associée à des phases multiples converties sur des interfaces superficielles du manteau. Il reste à démontrer que le signal négatif observé vers 350 km de profondeur ne peut être associé à ce type de phases sismiques. Pour cela, il suffit de remarquer sur le diagramme "slant-stack" de la figure 3.4a que la lenteur différentielle de ce signal est positive, voisine et légèrement inférieure à celle de la phase P_{410s} . Ce lobe négatif ne peut donc être associé à du signal de phases multiples. Nous pouvons finalement conclure que le signal d'amplitude négative observé au-dessus de la "410" vers 350 km de profondeur n'est pas un artefact de déconvolution et ne provient pas de phases multiples. Ce signal doit donc probablement être associé à une discontinuité réelle : une couche à faible vitesse située au dessus de la "410", qui, pour être observée sur notre image de la structure moyenne du manteau, doit être soit présente à grande échelle dans le manteau, soit très largement répandue sous les stations de notre étude.

Des couches à faibles vitesses ont déjà été observées sismologiquement au-dessus de la "410". Les quelques observations proviennent des études de Revenaugh et Sipkin (1994) et Courtier et Revenaugh (2007) à partir de réverbérations ScS , de Bostock (1998) à partir de phases Pds , de Song *et al.* (2004) à partir de triplications d'ondes S et de phases Pds , de Vinnik et Farra (2007) à partir de phases Sdp et de Wittlinger et Farra (2007) à partir de phases Pds et Sdp . Cette couche, appelée aussi parfois "350" (Vinnik et Farra, 2007), est donc détectée comme un gradient de vitesse ou d'impédance négatif avec des données traitées à longue période. A l'exception de l'étude de Vinnik et Farra (2007), toutes ces observations ont été obtenues à des échelles régionales. Nous disposons ici d'un jeu de données à grande échelle qui montre que ce type de structure pourrait être beaucoup plus répandu que précédemment observé. Des phénomènes de déshydratation ou de fusion partielle au-dessus de la "410" sont généralement invoqués pour expliquer l'origine de cette couche à faible vitesse. La partie 3.3 dans la suite de chapitre est dédiée à l'étude de cette discontinuité.

3.2.5 Conclusion

Nous avons construit des images de la structure moyenne du manteau supérieur. Le jeu de données de Pds contient davantage d'information que celui de SdS car le rapport signal sur bruit est meilleur pour ces données. Nos images font clairement ressortir les trois discontinuités majeures du manteau supérieur : le Moho, la "410" et la "660". La "220" et la "520" sont des signaux plus "anecdotiques" dans nos données. La "220" est observée uniquement dans un diagramme "slant-stack" comme un très faible signal avec les phases SdS . Les multiples du Moho empêchent sa détection dans les données de Pds . La "520" apparaît également comme un très faible signal dans les données de précurseurs de SS . Les données de Pds n'indiquent pas son existence à grande échelle. Ces résultats confirmeraient partiellement les conclusions de Shearer (1996) et Gu *et al.* (1998) : la "520" pourrait être principalement marquée par un gradient de densité et/ou elle existerait principalement sous les régions océaniques. Il est également nécessaire de remarquer que son expression dans nos données de SdS est beaucoup

plus faible que dans les études antérieures. Ce constat ne fait que confirmer les difficultés à extraire l'information relative à cette discontinuité.

Nous avons également fait l'observation de signaux d'origine plus atypique : les données de Pds indiquent de forts signaux négatifs situés au-dessous du Moho (~ 80 km) et au-dessus de la "410" (~ 350 km). Si le signal vers 80 km pourrait être associé à la discontinuité de Gutenberg, nous préférons rester prudent quant à sa véritable origine, du fait de possibles complications issues de notre technique de traitement du signal. En revanche, le signal observé vers 350 km de profondeur est très difficile à expliquer par la discontinuité "X" qui correspond à un contraste d'impédance positif. Il ne semble de plus ni être un artefact, ni être lié à des phases multiples générées dans des couches superficielles du manteau. Ce signal a déjà été rapporté dans la littérature et a été interprété comme une couche à faible vitesse et forte atténuation. Il nous paraît très intéressant : il semble être très répandu dans le manteau supérieur, les observations dans les études antérieures sont encore peu nombreuses et son origine pourrait avoir des implications très fortes pour les modèles géodynamiques et géochimiques du manteau. Pour cette raison, la partie suivante est une étude plus approfondie du signal associé à la "350".

3.3 Une couche à faible vitesse au sommet de la zone de transition ?

Un certain nombre de travaux suggèrent l'existence d'une couche à faible vitesse (LVZ³) au-dessus de la "410" sous certaines régions du globe. L'hypothèse dominante pour expliquer l'origine de cette LVZ invoque des phénomènes de déshydratation de phases hydratées qui diminueraient la vitesse des ondes dans la roche au-dessus de la "410". La présence de fluide peut abaisser la température de fusion des roches du manteau et être à l'origine d'une fine couche de fusion partielle au-dessus de la "410".

Dans un second temps, nous présentons nos observations, nous discutons leur fiabilité et nous étudions leur répartition géographique à l'échelle de la Terre. Nos résultats sont comparés avec les quelques observations des études antérieures. A partir de ces nouvelles observations, nous discutons les implications de l'existence d'une LVZ au-dessus de la "410" pour les modèles géodynamiques et géochimiques du manteau.

3.3.1 LVZ au dessus de la "410" : observations antérieures

Une couche à faible vitesse a été observée au sommet de la zone de transition sous le nord-ouest des Etats-Unis (Song *et al.*, 2004; Jasinsek et Dueker, 2007), le nord du Mexique (Gao *et al.*, 2006), l'est de la Chine (Revenaugh et Sipkin, 1994), l'est du Japon (Obayashi *et al.*, 2006), l'est de l'Australie (Courtier et Revenaugh, 2007), le craton du Kapvaal (Vinnik *et al.*, 1996; Wittlinger et Farra, 2007), le nord-ouest du Canada (Bostock, 1998), la dépression de Tunguska en Sibérie (Vinnik et Farra, 2002), l'Afar (Chevrot *et al.*, 1999), la plaque Arabe (Vinnik *et al.*, 2003) et sous le point chaud de Yellowstone (Fee et Dueker, 2004). La couche à faible vitesse trouvée par Revenaugh et Sipkin (1994) sous l'est de la Chine et la mer du

³Dans la suite, nous appellerons cette couche LVZ, pour "low velocity zone".

Japon serait située à environ 330 km de profondeur et aurait une épaisseur comprise entre 50 et 100 km. Sous l'Ouest des Etats-Unis, Song *et al.* (2004) observent une couche à faible vitesse dont l'épaisseur varie entre 20 et 90 km sur de courtes distances latérales. L'étude plus récente de Courtier et Revenaugh (2007) montre une couche sous la mer de Corail s'étendant jusqu'au nord de la mer de Tasmanie à une profondeur moyenne de ~ 350 km avec une épaisseur moyenne de ~ 70 km.

La première étude de la "350" à l'échelle du globe a été réalisée par Vinnik et Farra (2007) à partir de phases *Sdp*. La figure 3.8 résume leurs observations. Ils observent une "350" au nord de la Sibérie dans la dépression de Tunguska, dans le sud de l'Oural à l'ouest de la Sibérie, au nord-est de la Chine, au sud-est de la Chine près du Craton de Yangtze, sous la plaque Arabe, en Afrique du nord dans la région du Hoggar et dans l'est de l'Antarctique. Dans leur étude, la profondeur observée de la "350" varie entre 320 et 360 km. Pour être détectée avec les phases *Sdp* traitées à 10 s de période, la couche à faible vitesse doit avoir une épaisseur comprise entre ~ 30 et ~ 70 km.

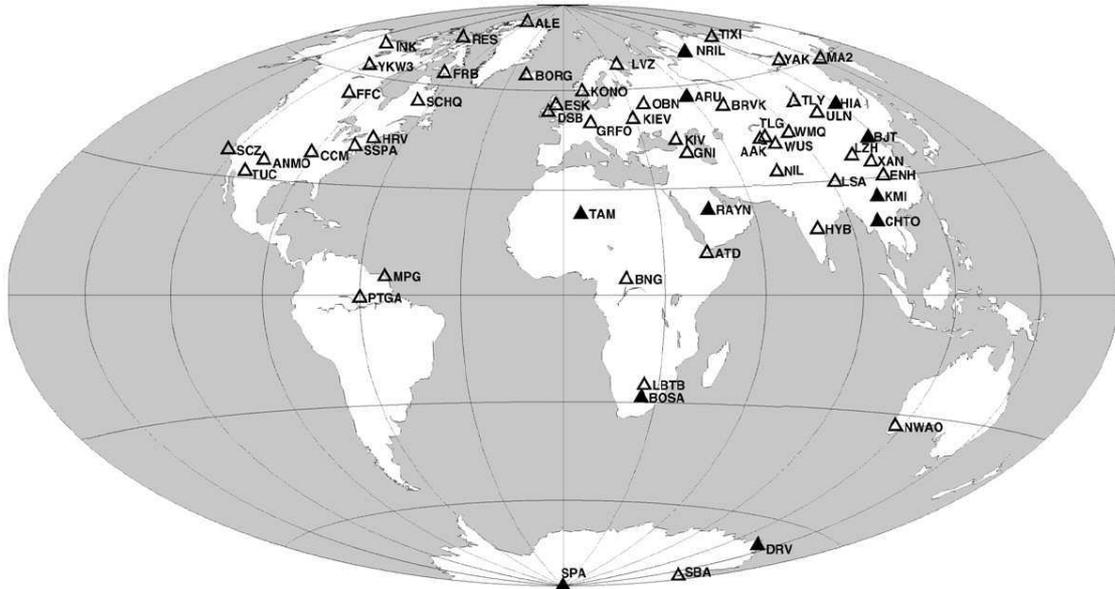


FIG. 3.8: Observations d'une couche à faible vitesse au-dessus de la "410" d'après Vinnik et Farra (2007). Ces observations ont été obtenues à partir de conversions *Sdp*. Les triangles pleins correspondent aux régions où la LVZ est observée, les vides celles où elle n'est pas observée.

3.3.2 Interprétations

Divers mécanismes ont été proposés pour expliquer les observations d'une LVZ vers 350 km de profondeur : des variations de "fabrique" de la roche, des anomalies de température et/ou des anomalies de composition chimique. Certains de ces mécanismes pourraient aider à mieux comprendre comment se répartissent certains réservoirs géochimiques dans le manteau. Nous les décrivons dans les paragraphes suivants.

Anisotropie de vitesses des ondes sismiques et “350”

L’orientation préférentielle des cristaux anisotropes présents dans les roches du manteau pourrait impliquer la présence d’anisotropie azimutale dans la couche située vers 350 km de profondeur. Dans le cas d’une symétrie hexagonale avec axe rapide horizontal, les ondes S se propageant horizontalement subissent une variation azimutale de vitesse avec une périodicité de 180° pour les ondes SV et de 90° pour les ondes SH. Une onde SV se propageant verticalement dans un tel milieu subit un phénomène de biréfringence : l’onde SV polarisée selon l’axe rapide se propage plus vite que l’onde SV polarisée selon l’axe lent. Cette biréfringence est observée sur les ondes de type SKS qui arrivent verticalement sous les stations. La détection de l’anisotropie azimutale peut se faire en analysant les ondes de surface⁴, les ondes S ou SKS sur les sismogrammes d’ondes de volume et les fonctions récepteur.

La majorité des observations de “350” présentées dans la partie 3.3.1 proviennent de la technique des fonctions récepteur (Bostock, 1998; Vinnik et Farra, 2002; Vinnik *et al.*, 2003; Fee et Dueker, 2004; Vinnik et Farra, 2007; Jasbinsek et Dueker, 2007). Dans un milieu tabulaire isotrope, on ne s’attend pas à observer de signal sur la composante transverse des fonctions récepteur Ps. Par contre, l’anisotropie induit du signal sur les fonctions récepteur Ps calculées à partir des composantes transverses. Sur les fonctions récepteur radiales, le signal enregistré a une périodicité de 180° en azimut et peut avoir pour certains azimuts une amplitude négative. Cette amplitude négative peut être interprétée à tort comme un gradient de vitesse négatif avec la profondeur alors que la vitesse augmente avec la profondeur. Le même type de signal périodique peut être observé sur les fonctions récepteur Sp et conduire à une erreur d’interprétation (Vinnik et Farra, 2006).

Bostock (1998) et Jasbinsek et Dueker (2007) excluent l’hypothèse de l’anisotropie comme origine de la LVZ située au-dessus de la “410” car ils n’observent pas de $P350s$ sur leurs fonctions récepteur transverses. Vinnik *et al.* (2003) concluent que l’anisotropie ne peut être à l’origine du signal observé car le fait de sommer les RFs dans une large gamme d’azimuts devrait moyenniser et détruire le signal périodique associé à la “350” sur les fonctions récepteur radiales.

De plus, les études d’ondes de surface indiquent que l’anisotropie du manteau est significative seulement à des profondeurs inférieures à 300 km (*e.g.* Debayle *et al.*, 2005). La présence d’anisotropie dans le manteau n’est donc pas *a priori* le mécanisme privilégié pour expliquer une LVZ “apparente” au-dessus de la “410”.

Anomalies de température, fusion partielle et “350”

Une réduction de la vitesse des ondes S peut être liée à la présence de températures anormalement élevées vers 410 km de profondeur (Karato, 1993). Dans ce cas, en supposant que la “410” est associée à la transition de phase de l’olivine- α en wadsleyite, une corrélation géographique entre les observations de LVZ vers 350 km de profondeur et une “410” plus profonde que la normale doit être attendue. Les anomalies de températures requises pour

⁴En effet, les ondes de Rayleigh observées sur les sismogrammes verticaux d’ondes de surface sont très sensibles aux ondes SV. De même, les ondes de Love observées sur les composantes transverse des sismogrammes d’ondes de surface sont très sensibles aux ondes SH.

expliquer les LVZ observées en diverses régions du globe par Revenaugh et Sipkin (1994) et Vinnik *et al.* (2003) sont de l'ordre de 400°K. Pour de telles variations de températures, on s'attendrait à un approfondissement important de la "410". La corrélation entre la présence d'une LVZ et l'approfondissement de la "410" est cependant faible dans ces études.

Si les températures dépassent le solidus sec des roches du manteau, le matériel fond partiellement. Suzuki et Ohtani (2003) ont montré qu'à des conditions de pression et de température typiques du manteau profond, la densité du liquide issu de la fusion partielle peut être supérieure ou équivalente à celle du manteau environnant. La présence de matériel partiellement fondu devrait induire une diminution de la vitesse des ondes sismiques.

Le géotherme moyen estimé vers 400 km de profondeur est en dessous du solidus sec de la péridotite du manteau (Suzuki et Ohtani, 2003). La présence d'une couche de fusion partielle au-dessus de la "410" nécessite donc des anomalies très chaudes de température dans le manteau. Une corrélation entre la localisation des panaches mantelliques et la localisation de couches à faibles vitesses devrait dans ce cas être attendue.

L'initiation d'un processus de fusion partielle de la roche du manteau vers 400 km de profondeur sous le seul effet des températures semble cependant difficile à expliquer (Revenaugh et Sipkin, 1994; Vinnik *et al.*, 2003; Vinnik et Farra, 2007). Ce constat découle principalement de la quantité et de la variété des contextes tectoniques où ces couches à faibles vitesses ont été observées (i.e. figure 3.8). La présence d'éléments volatils en petite quantité peut cependant aider à créer de la fusion partielle sans nécessiter de très fortes températures.

Elements volatils, fusion partielle et "350"

La présence d'éléments volatils - en particulier d'eau sous forme de molécules H_2O dans le volume poreux, de radical hydroxyl $-OH$ dans les minéraux hydratés ou d'ions H^+ incorporés dans le réseau cristallin des roches du manteau - a également pour effet de réduire la vitesse des ondes sismiques (Karato, 1995).

L'eau abaisse le solidus des phases silicatées de quelques centaines de degrés (Zhang et Herzberg, 1994). Cette diminution de la température de fusion des roches du manteau est suffisante pour que l'augmentation de température avec la pression initie un processus de fusion partielle. Les études expérimentales de Matsukage *et al.* (2005) et Sakamaki *et al.* (2006) montrent que sous certaines conditions le matériel en fusion hydraté est suffisamment dense pour rester piégé au sommet de la zone de transition.

La répartition géographique des zones de fusion partielle pourrait donc être intimement liée à la distribution actuelle et passée de l'eau dans le manteau supérieur. Cette distribution est déterminée par la quantité d'eau héritée de la formation originelle de la Terre, par sa solubilité dans les roches lors de l'évolution du manteau au cours des temps géologiques et par le cycle de transport de l'eau dont la tectonique des plaques est le moteur principal. Le cycle de l'eau dans la Terre profonde est décrit dans la thèse de Richard (2003). Nous en reprenons les principaux points dans l'**encart 3.1**.

Encart 3.1**LE CYCLE DE L’EAU DANS LE MANTEAU**

La Terre s’est probablement constituée par accréation de corps extra-terrestres contenant des quantités significatives d’eau. La plupart des modèles, en accord avec les contraintes géochimiques, plaideraient pour la formation d’un gigantesque océan magmatique à la fin de l’accréation terrestre. L’eau, fortement incompatible, pourrait avoir été stockée dans ce réservoir magmatique primordial et partiellement préservée au cours des temps géologiques (Kawamoto *et al.*, 1996).

Les points d’entrée de l’eau dans le manteau sont situés principalement au niveau des zones de subductions où la croûte océanique, préalablement hydratée au contact de l’eau de mer, plonge dans le manteau. La déshydratation de la croûte sous l’effet de la température et de la pression libère l’eau contenue dans ses roches. Une partie de l’eau retourne à la surface après quelques millions d’années par l’intermédiaire du volcanisme au niveau des chaînes de subductions (Schmidt et Poli, 1998). L’autre partie de cette eau est piégée dans la partie du manteau sus-jacent, entraînée par la plaque et transportée plus en profondeur. Dans les régimes très froids, certaines phases du manteau hydraté (issues de la déshydratation de la plaque subductée) peuvent être stables jusqu’à des profondeurs excédant la base de la zone de transition (*e.g.* Irifune *et al.*, 1998; Maruyama et Okamoto, 2007). En plus des zones volcaniques associées aux subductions, d’autres points de sortie de l’eau du manteau sont associés au magmatisme généré aux dorsales océaniques et sous les îles océaniques. En terme de bilan, la majeure partie de l’eau introduite dans les zones de subductions est évacuée par l’intermédiaire du volcanisme d’arc. La quantité d’eau restante injectée dans le manteau profond serait du même ordre de grandeur que celle extraite au niveau des dorsales océaniques.

La solubilité de l’eau dans les roches contrôle la teneur en eau du manteau. A haute pression, l’eau se trouve sous forme d’ions H^+ dans les réseaux cristallins des minéraux qualifiés de nominale-ment anhydres (olivine, pyroxènes, grenats). Dans le manteau supérieur, la solubilité de l’eau est la plus importante dans les pyroxènes (*e.g.* Aubaud *et al.*, 2004; Mierdel *et al.*, 2007). Dans la zone de transition, la physique des minéraux à haute pression montre que pour des conditions normales de pression et de température, la solubilité de l’eau dans la wadsleyite est plus importante que dans l’olivine- α (Kohlstedt *et al.*, 1996). La zone de transition pourrait donc constituer un important réservoir pour l’eau du manteau et un fort saut de sa solubilité serait présent au sommet de la zone de transition.

Il faut cependant noter que les valeurs de capacité de stockage de l’eau dans l’olivine ont été récemment révisées à la hausse (*e.g.* Litasov *et al.*, 2007). En tenant également compte de la solubilité encore plus forte de l’eau dans les pyroxènes du manteau supérieur, Hirschmann *et al.* (2005) concluent que le saut de solubilité vers 400 km de profondeur devrait être moins important que précédemment supposé (Kohlstedt *et al.*, 1996).

Déshydratation dans les zones de subductions et “350”

L’existence de zones de fusion partielle vers 350 km de profondeur est possible sous les zones de subductions actives où l’eau pénètre dans le manteau en grande quantité. Revenaugh et Sipkin (1994) ont suggéré qu’une partie du matériel fondu et hydraté dans le “coin” de manteau au-dessus de la plaque puisse couler et s’accumuler en couche au-dessus de la “410”.

Il est aussi possible que des phases du manteau hydraté (DHMS⁵), stables à haute pression, se déshydratent au sommet de la zone de transition à très basse température (Maruyama et Okamoto, 2007).

Les images tomographiques suggèrent que certaines plaques subductées sont défléchies et stagnent dans la zone de transition (*e.g.* van der Hilst *et al.*, 1997; Fukao *et al.*, 2001). Au contact du manteau environnant, celles-ci peuvent se réchauffer et libérer des quantités significatives d'eau dans la zone de transition (Irifune *et al.*, 1998). Pour former une couche de fusion partielle au-dessus de la "410", il est nécessaire de trouver un mécanisme permettant la remontée du matériel hydraté au sommet de la zone de transition. Le modèle de "Transition Zone Water Filter" pourrait fournir ce type de mécanisme.

Le "Transition Zone Water Filter" (TZWF)

Bercovivi et Karato (2003) et Karato (2006) ont proposé un modèle, le TZWF, pouvant expliquer les signatures chimiques distinctes des MORB et des OIB et réconcilier ces contraintes géochimiques avec les données géophysiques⁶. En réponse à l'injection de plaques froides océaniques sous les zones de subductions, le manteau fluierait lentement avec un mouvement d'ensemble vertical ascendant (Bercovivi et Karato, 2003). Ce mouvement serait communiqué au matériel présent dans la zone de transition, la wadsleyite. Celle-ci, libérerait la plus grande partie de son eau lorsqu'elle se transformerait en olivine- α vers 410 km de profondeur. L'eau ainsi évacuée abaisserait la température de fusion des roches et conduirait au développement d'une zone de fusion partielle gravitairement stable au-dessus de la "410" (Matsukage *et al.*, 2005).

Les éléments traces incompatibles iraient donc par affinité principalement dans la couche de fusion partielle au sommet de la zone de transition tandis que le résidu appauvri pourrait constituer la source des MORB. La séparation des éléments incompatibles (le "filtrage") serait moins efficace dans les régions de remontées chaudes du manteau car le matériel chaud ayant une densité inférieure au manteau environnant, les vitesses d'ascensions dans la zone de transition seraient grandes et le temps de résidence du matériel trop court pour l'hydrater jusqu'à saturation. L'étude expérimentale de Demouchy *et al.* (2005) montre de plus que la solubilité de l'eau dans la wadsleyite diminue avec la température, limitant à haute température la capacité de stockage en eau du matériel remontant à travers la zone de transition.

Le modèle TZWF pourrait donc expliquer la signature géochimique enrichie en éléments incompatibles des OIB comparée à celle des MORB (Bercovivi et Karato, 2003). Si ce modèle s'avère juste, une couche de fusion partielle devrait exister partout au-dessus de la "410". Le

⁵Les DHMS ("Dense Hydrous Magnesium Silicate") sont des silicates magnésiens hydratés issus de la transformation de la serpentine hydratée (péridotite altérée par l'activité hydrothermale). Cinq phases principales ont été mises en évidence expérimentalement : les phases A, B, B superhydratée, D et E. Elles sont susceptibles de se déshydrater à des profondeurs variant selon le géotherme associé à la zone de subduction. La phase stable à plus haute pression est la phase D qui pourrait libérer son eau dans le manteau inférieur vers 1200 km de profondeur dans des zones de subductions très froides (Irifune *et al.*, 1998).

⁶L'absence apparente de réservoirs chimiques distincts clairement définis dans les images sismologiques du manteau.

degré de fusion partielle devrait être moindre dans les régions du manteau associées à des panaches mantelliques chauds. Initialement, Bercovici et Karato (2003) ont estimé l'épaisseur moyenne de la couche de matériel fondu à une dizaine de kilomètres. Leahy et Bercovici (2007) ont ensuite adapté le modèle TZWF de sorte à tenir compte de contraintes géodynamiques. Ils montrent que cette épaisseur pourrait être plus faible, de l'ordre du mètre.

Si les techniques sismologiques ont la résolution suffisante pour détecter des structures d'extension verticale de quelques dizaines de kilomètres dans la zone de transition, il est peu probable qu'elles n'aient jamais la résolution suffisante pour détecter des structures métriques. En l'état, le modèle TZWF n'explique pas une couche à faible vitesse vers 350 km de profondeur dans certaines régions du monde. Il reste néanmoins une base intéressante pour discuter les observations d'une “350”.

Les critiques majeures de ce modèle proviennent en particulier de Hirschmann *et al.* (2005, 2006). A partir des estimations récentes de la capacité de stockage de l'eau dans les minéraux du manteau supérieur (olivine et pyroxènes), il suggère que le contenu en eau du résidu issu de la fusion partielle au dessus de la “410” serait trop important pour constituer la source des MORB.

Eau et rhéologie des roches du manteau

L'eau affecte la rhéologie des roches du manteau et agit comme un lubrifiant pour la tectonique des plaques. Thybo (2006) suggère que celle-ci possède un rôle actif dans la formation et l'évolution de la couche à faible vitesse dans le manteau vers 100 km de profondeur.

Jordan (1975) suggère également qu'il existe sous les régions cratoniques des racines de composition chimique distincte de celle du reste du manteau (appauvries en clinopyroxènes et grenats) pouvant s'étendre jusque dans la zone de transition. Cet ensemble croute et racine mantellique, la “tectosphère”, constituerait une couche limite thermique dans laquelle la chaleur est évacuée par conduction.

La tectosphère plus visqueuse est supposée se déplacer de manière cohérente avec les plaques tectoniques. Pour être plus visqueuse, il a été suggéré que la racine des continents est plus sèche que le manteau sous-jacent (Pollack, 1986). Vinnik *et al.* (2003) et Wittlinger et Farra (2007) ont suggéré qu'une couche du manteau hydratée à faible viscosité située sous une tectosphère continentale épaisse de ~ 300 km pourrait expliquer la présence de couches à faibles vitesses vers 350 km de profondeur sous la plaque Arabe et le super-craton du Kalahari. Le modèle TZWF pourrait expliquer le processus d'hydratation du manteau sous la racine sèche.

Conclusion

Les observations de Revenaugh et Sipkin (1994), Song *et al.* (2004) et Courtier et Revenaugh (2007) sont associées à des contextes froids (zones de subductions actives et fossiles). Elles suggèrent que la “350” proviendrait de la fusion partielle des roches du manteau due à la déshydratation des plaques subductées.

Vinnik et Farra (2002, 2007) montrent qu'en général, la “350” est observée dans les vieilles régions continentales. La plupart de ces régions (Tunguska, sud de l'Oural, nord-est et

sud-est de la Chine et Hoggar, sud de l’Afrique, plateforme sibérienne) ont connu des événements magmatiques durant le Mésozoïque ou le Cénozoïque. Vinnik et Farra (2007) associent donc la “350” qu’ils observent sous les continents à la présence de panaches mantelliques et de LIPs⁷ en surface. Leurs observations sont donc en contradiction avec le modèle de TZWF. Elles impliqueraient aussi selon eux un couplage entre la lithosphère continentale et le manteau sous-jacent jusqu’à environ 400 km de profondeur.

Les températures requises pour expliquer les observations de Vinnik et Farra (2002, 2007) sont cependant trop fortes pour des panaches vieux de 200 Ma. Pour cette raison, Vinnik et Farra (2002, 2007) suggèrent la présence d’eau qui abaisserait le solidus des roches du manteau. Si le contraste de solubilité de l’eau entre les roches de la zone de transition et celles du manteau supérieur est plus faible (Litasov *et al.*, 2007) que celui supposé par Bercovici et Karato (2003), la quantité d’eau relâchée au-dessus de la “410” lors de l’advection de matière doit être insuffisante pour déclencher de la fusion partielle à grande échelle au-dessus de la “410” (Hirschmann *et al.*, 2005). Des anomalies chaudes, même modérées, pourraient en revanche initier localement cette fusion partielle.

Il faut cependant remarquer que la relation LIPs-“350” n’est pas systématique avec l’absence de “350” sous certaines régions associées à des LIPs, et la présence d’une “350” dans des régions où l’activité volcanique est absente (centre de l’Arabie) ou supposée superficielle (Est de l’Antarctique). Sous l’Arabie, la couche à faible vitesse peut aussi être interprétée comme la séparation entre une racine continentale anhydre et une couche sous-jacente hydratée (Vinnik *et al.*, 2003).

Les observations sismologiques favorisant le modèle de TZWF sont pour le moment marginales même si l’effet de fusion partielle au-dessus de la “410” est évoqué pour des régions situées au-dessus d’une zone de transition fortement saturée en eau (Courtier et Revenaugh, 2007; Jasbinsek et Dueker, 2007).

En conclusion, trois grands modèles pourraient expliquer la présence de couches à faible vitesse au sommet de la zone de transition : des phénomènes locaux de déshydratation associés à l’injection d’eau dans le manteau supérieur au niveau des zones de subduction, un phénomène à plus grande échelle de déshydratation au-dessus de la “410” du au contraste de solubilité de l’eau dans les roches du manteau et un phénomène local de fusion partielle due à la présence d’eau et de températures anormalement élevées.

3.3.3 Observations

L’image de la structure à grande échelle du manteau obtenue à partir des phases *Pds* (figure 3.2) nous a montré la présence d’un signal d’amplitude négative précédant la phase *P410s*. Ce signal sismologique est de faible amplitude comparé à celui associé aux discontinuités majeures de la zone de transition. Il est donc important de s’assurer que ce signal correspond à des phases sismiques converties et qu’il ne s’agit pas de bruit dans nos données (bruit aléatoire, phases multiples ou artefacts de déconvolution). Nous essayons ensuite d’identifier les régions où ce signal est observé afin de comprendre son origine.

⁷De l’anglais “Large Igneous Provinces”, les LIPS sont de vastes régions d’épanchements basaltiques.

Sélection des données

L’inspection visuelle des diagrammes “slant-stack” pour les stations individuelles nous a permis d’associer un niveau de confiance à nos observations (partie 2.2). Les données de qualité 2 ont un plus mauvais rapport signal sur bruit que les données de qualité 1. Nous préférons pour cette raison utiliser uniquement les données de qualité 1. Ceci restreint notre jeu de données à 132 stations sismologiques.

Nous nous assurons par l’inspection visuelle des amplitudes de sommation sur les diagrammes “slant-stack” que le signal observé vers 350 km de profondeur ne possède pas de lenteur différentielle négative (figure 3.9). Dans le cas contraire, le signal est probablement associé à des phases multiples.

Pour cette partie du manteau (300-400 km), faire la distinction entre du signal de réverbérations multiples et des conversions directes est souvent difficile. Nos données de Pds ont été traitées à longue période ce qui favorise l’interférence des multiples du Moho PP_{Vms} et PS_{Vms} avec le signal des conversions dans cette gamme de profondeur. En plus d’une faible séparation des différentes phases (multiples et converties directes) en temps, il est parfois difficile de les séparer en lenteurs différentielles (*e.g.* station ARU, figure 3.9). Néanmoins, nous avons essayé à partir des diagrammes “slant-stack” d’écarter les stations présentant des signaux manifestement associés à des phases multiples. Nous avons ainsi écarté 23 stations de notre jeu de 132 stations.

Nous séparons ensuite les observations en trois groupes. Le premier regroupe les stations qui montrent un signal vers 350 km de profondeur avec une amplitude sortant du niveau de bruit donné par le ré-échantillonnage “bootstrap” au niveau de confiance à 95%. Les stations TUC, ARU et SAML sur la figure 3.9 en font partie. Nous considérons ces observations comme “robustes”. Le second groupe comprend les stations où un signal existe avec une amplitude en-dessous du niveau de bruit mais supérieure à 0.5% de l’amplitude de l’onde P directe. Ce critère est plus restrictif que le niveau de confiance à 68% (un écart-type) pour lequel la majorité des stations restantes seraient acceptées dans le second groupe. La station RAYN sur la figure 3.9 en fait partie. Enfin, le dernier groupe comprend les stations sismologiques pour lesquelles nous ne détectons pas de signal vers 350 km de profondeur (PUL et ABKT sur la figure 3.9).

Fonctions récepteur sommes

A l’issue de cette sélection, parmi les 109 stations sismologiques retenues, nous observons un signal dit “robuste” à 43 d’entre elles. A 32 autres stations, le signal est observé avec moins de confiance mais possède cependant une amplitude significative ($> 0.5\%$). Nous n’observons pas de signaux vers 350 km de profondeur à 34 stations. Nous présentons la liste des stations associées à ces trois groupes d’observations dans la table 3.1. Les traces sommes associées sont représentées sur les figures 3.10a, 3.10b et 3.10c.

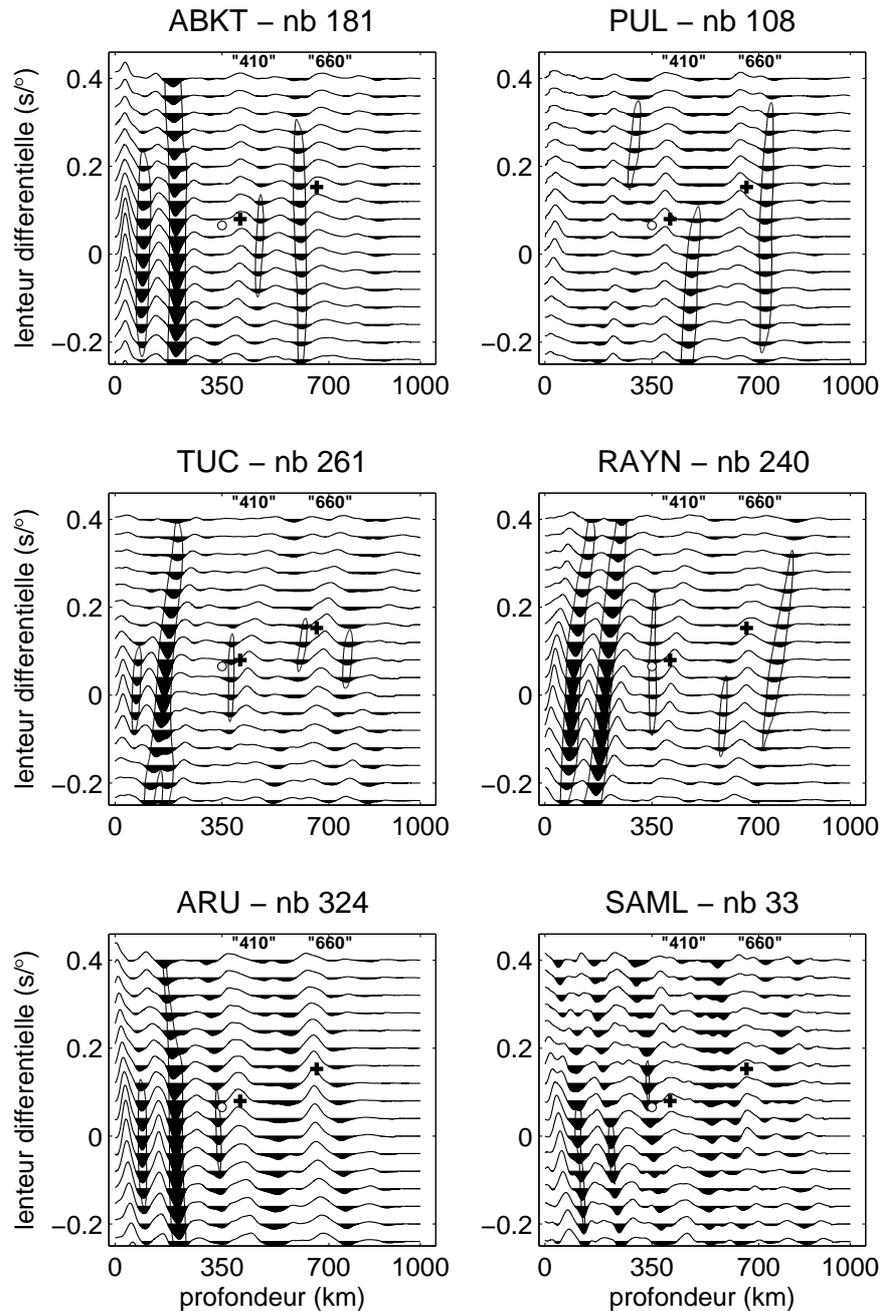


FIG. 3.9: Exemples de diagrammes “slant-stack” pour six stations. La profondeur de conversion est représentée sur l’axe des abscisses. Les profondeurs et lenteurs différentielles prédites par le modèle IASP91 pour la “410” et la “660” sont indiquées par des croix noires. Les profondeurs et lenteurs différentielles pour la “350” sont indiquées par un disque blanc. Les lobes d’amplitudes négatives sont coloriés en noir. Nous indiquons le nom des stations et le nombre de données sommées au sommet de chacun des diagrammes. Nous n’observons pas de “350” aux stations ABKT et PUL. Nous observons une “350” à la station RAYN mais son amplitude est en-dessous du seuil de confiance à 95%. La “350” a une amplitude au-dessus du seuil de confiance à 95% aux stations TUC, ARU et SAML.

Pas de “350”			“350” possible			“350” observée			
AAK	ABKT	ALE	ANMO	BFO	BORG	ARU	BILL	CAN	COL
BGCA	BRVK	CCM	BOSA	CASY	CHTO	COLA	DWPF	ECH	EIL
EFI	FFC	GRFO	CTAO	DBIC	DRLN	HYB	ISP	KBS	KONO
INCN	INU	JER	DSB	FRB	HIA	KSDI	LSZ	LZH	MAHO
KEV	KIEV	KMBO	HRV	INK	KIV	MAKZ	MBO	MDJ	MIDW
LVZ	MALT	MBAR	KURK	LBTB	MHV	NIL	NWAO	PAB	PET
MORC	NRIL	OBN	POHA	RAYN	RGN	QSPA	RCBR	RES	RUE
PAF	PFO	PMSA	RPN	SCHQ	SEY	SAML	SBA	SDV	SFJD
PUL	SPB	SSPA	SFJ	TIRR	TIXI	SHEL	SNAA	SSB	STU
SUMG	SUW	TAM	TSUM	WHY	WRAB	SYO	TRTE	TUC	VSU
TAU	TSK	WCI	YAK	YKW3		WUS	WVT	YSS	
WMQ									

TAB. 3.1: Liste des stations pour lesquelles nous n’observons pas de “350” (colonne de gauche), celles pour lesquelles nous observons une “350” mais dont l’amplitude du signal est en-dessous du niveau de bruit (milieu) et celles pour lesquelles nous observons avec confiance une “350” (droite).

Fiabilité des observations

Le signal observé vers 350 km de profondeur pourrait être un effet de la déconvolution qui introduirait un lobe négatif juste avant la forme d’onde $P410s$. Cependant, un lobe devrait également apparaître de manière symétrique après la phase $P410s$. Ce type de lobe peut être observé à certaines stations mais il n’est pas systématique (figure 3.10). Il est peu probable qu’il soit masqué par le signal d’une phase $P520s$ du fait de la résolution verticale que nous fournissent nos données (voir partie 3.2.4). De plus, si le lobe était le résultat de la déconvolution, nous devrions l’attendre au-dessus de la “410” sur toutes les fonctions récepteur. Nous ne l’observons pas sur les traces de la figure 3.10c.

Le signal des ondes P converties en S entre 100 et 300 km de profondeur sur les fonctions récepteur est en partie masqué par l’interférence de phase réverbérées dans la structure plus superficielle sous les stations sismologiques (figure 3.10). Pour cette raison, ce signal n’est pas directement interprétable sans traitements plus sophistiqués (e.g. modélisations de sismogrammes synthétiques). Le signal d’amplitude négative que nous observons vers 350 km de profondeur peut provenir de différentes structures. Il peut être généré par un gradient de vitesse négatif à cette profondeur donnant naissance à une onde directement convertie $P350s$. Un gradient de vitesse négatif autour de 120 km peut également produire une phase multiple $PP_{\vee}120s$ avec une amplitude négative et migrée à une profondeur de 350 km. Enfin, un gradient de vitesse positif vers 90 km peut aussi donner une phase multiple ($PS_{\vee}90s$) d’amplitude négative et migrée à cette profondeur.

Il est cependant peu probable que les effets d’interférences de phases réverbérées dans les couches superficielles du manteau expliquent le signal à 350 km de profondeur. Les phases multiples $PP_{\vee}ds$ et $PS_{\vee}ds$ associées à une discontinuité située à une profondeur d montrent des variations de leur profondeur de migration plus importantes que la conversion d’onde directe (voir partie 3.2.1). Par exemple, sur la figure 3.10, les multiples du Moho ont des variations de profondeurs apparentes bien plus importantes que le Moho lui-même. Le remarquable alignement de la “350” sur nos données suggère que si le signal observé est causé par des

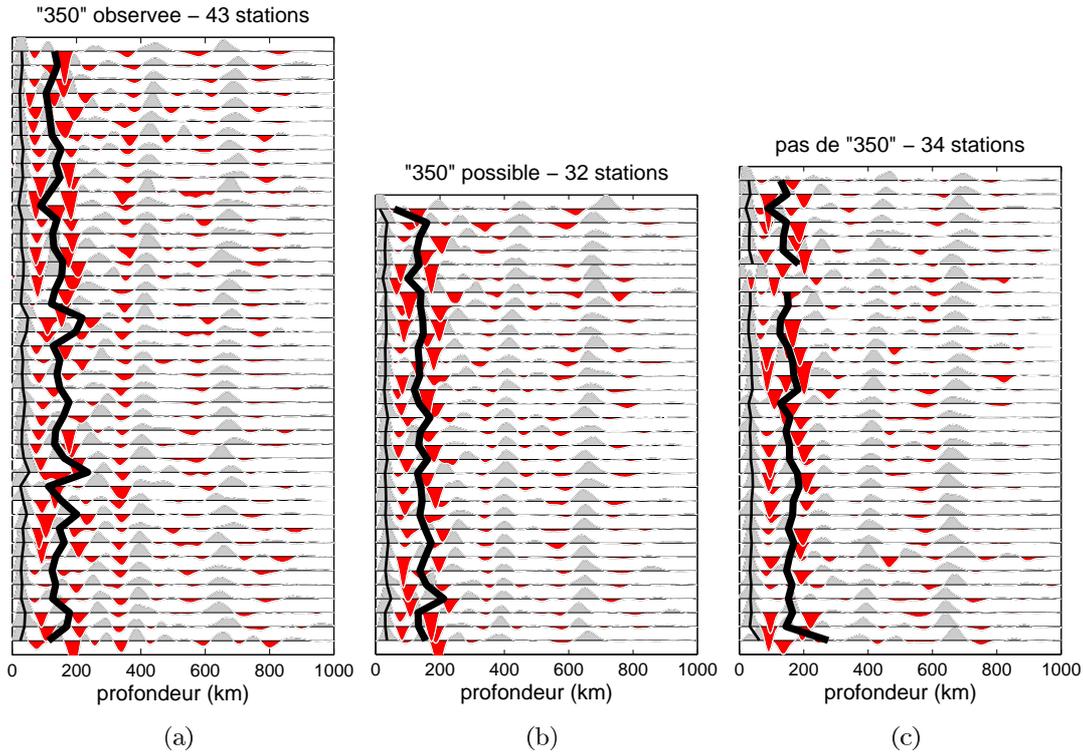


FIG. 3.10: Fonctions récepteur sommes converties en profondeur pour les 109 stations sismologiques de cette étude. Elles sont rangées par ordre croissant de profondeur de la “410” et classées en trois groupes. (a) Fonctions récepteur avec un signal sismologique précédant la P410s et dont l’amplitude est supérieure à l’erreur donnée par le ré-échantillonnage “bootstrap”. (b) Fonctions récepteur montrant un signal d’amplitude non négligeable (0.5% de l’onde P) mais inférieur au niveau de bruit. (c) Fonctions récepteur ne présentant pas de signal négatif avant la P410s. La topographie du Moho obtenue dans la partie 3.2.1 est indiquée vers 35 km de profondeur avec la fine ligne noire. La ligne noire épaisse indique la profondeur approximative à laquelle nous attendons les multiples du Moho après migration.

phases multiples associées à des discontinuités plus superficielles, ces discontinuités ont des variations de topographie extrêmement faibles. Il n’existe pas d’indications claires de l’existence de discontinuités dans le manteau supérieur ayant une topographie quasiment nulle vers 90 ou 120 km de profondeur. Les discontinuités de Hales et de Gutenberg susceptibles de se trouver à ces profondeurs ont des profondeurs variant dans des intervalles de 30 km (Revenaugh et Jordan, 1991c; Hales, 1969) et 40 km (Thybo, 2006) respectivement. De plus, le signal dans la fenêtre de profondeur des multiples du Moho ne change pas significativement de nature entre les figures 3.10a, 3.10b et 3.10c ce qui peut laisser supposer qu’il n’y pas de différences perceptibles dans la structure du manteau superficiel sous les stations des trois groupes. Il est donc peu probable que la phase sismique migrée à une profondeur de ~ 350 km soit une phase réverbérée dans les couches superficielles du manteau.

En conclusion, nos observations suggèrent que le signal observé vers 350 km de profondeur n’est pas un artefact issu de la déconvolution, qu’il n’est pas le produit de l’interférence

des multiples du Moho et qu’il n’est pas non plus un multiple généré sur des interfaces du manteau superficiel. Il est donc probablement associé à une couche à faible vitesse située au-dessus de la “410”.

Localisation géographique

Nous plaçons nos 109 stations selon le classement du tableau 3.1 sur la carte de la figure 3.11. Pour certaines stations, ce classement est consistant avec les observations de couches à faible vitesse au-dessus de la “410” dans les études antérieures : sous le nord-est et le sud-est de la Chine (Revenaugh et Sipkin, 1994; Vinnik et Farra, 2007), dans la région du Kapvaal (Vinnik et Farra, 2002; Wittlinger et Farra, 2007; Vinnik et Farra, 2007), sous la plaque Arabe (Vinnik *et al.*, 2003), l’Oural et l’est de l’Antarctique (Vinnik et Farra, 2007). La comparaison de notre classement (figure 3.11) avec celui de Vinnik et Farra (2007) (figure 3.8) indique des résultats différents pour 22 stations⁸.

Il est peu probable que la “350” soit une discontinuité présente à l’échelle du globe. Il est possible que ce soit une structure très locale avec une extension latérale de quelques dizaines voire quelques centaines de kilomètres. Sa détection dépend de la couverture en trajet des phases converties sous les stations sismologiques. Les phases *Pds* (cette étude) et *Sdp* (Vinnik et Farra, 2007) échantillonnent différemment la structure du manteau sous les stations. Le trajet des ondes S converties en P dans le manteau au-dessus de l’interface de conversion est plus long que celui des ondes P converties en S. Les discontinuités sont donc échantillonnées dans un rayon plus large pour les phases *Sdp* (environ 350 km) que pour les phases *Pds* (environ 150 km). La sommation de données provenant de toutes les directions et moyennant des structures différentes sur des échelles différentes peut expliquer partiellement les différences de résultats entre les deux études. Il existe de plus une différence de résolution verticale entre ces deux types de données. Les données de *Pds* ont la capacité de détecter des couches plus fines que les données de *Sdp*. Si comme l’ont indiqué les études antérieures, l’épaisseur de la couche à faible vitesse varie géographiquement, il est possible que sous certaines stations celle-ci soit trop fine pour être observée avec les phases *Sdp*.

Notre étude et celle de Vinnik et Farra (2007) suggèrent donc qu’une LVZ vers 350 km de profondeur pourrait exister sous de nombreuses régions de la Terre. La présence de cette couche ne se limiterait pas uniquement aux régions continentales stables et vieilles. Quelques-unes de nos stations océaniques indiquent également une “350” (MAHO, POHA, RPN et SHEL). Dans la partie suivante, nous discutons nos observations dans le cadre des différents modèles géodynamiques et géochimiques du manteau.

3.3.4 Discussion

Les ondes converties Ps ne sont pas particulièrement bien adaptées pour étudier la partie du manteau au-dessus de la zone de transition. Les principales complications dans

⁸Ces stations sont NWA0, SBA, LZH, YAK, TIXI, NRIL, WUS, HYB, KIV, BORG, KONO, DSB, INK, YKW3, FRB, RES, TUC, ANMO, HRV, SCHQ, TAM et LBTB.

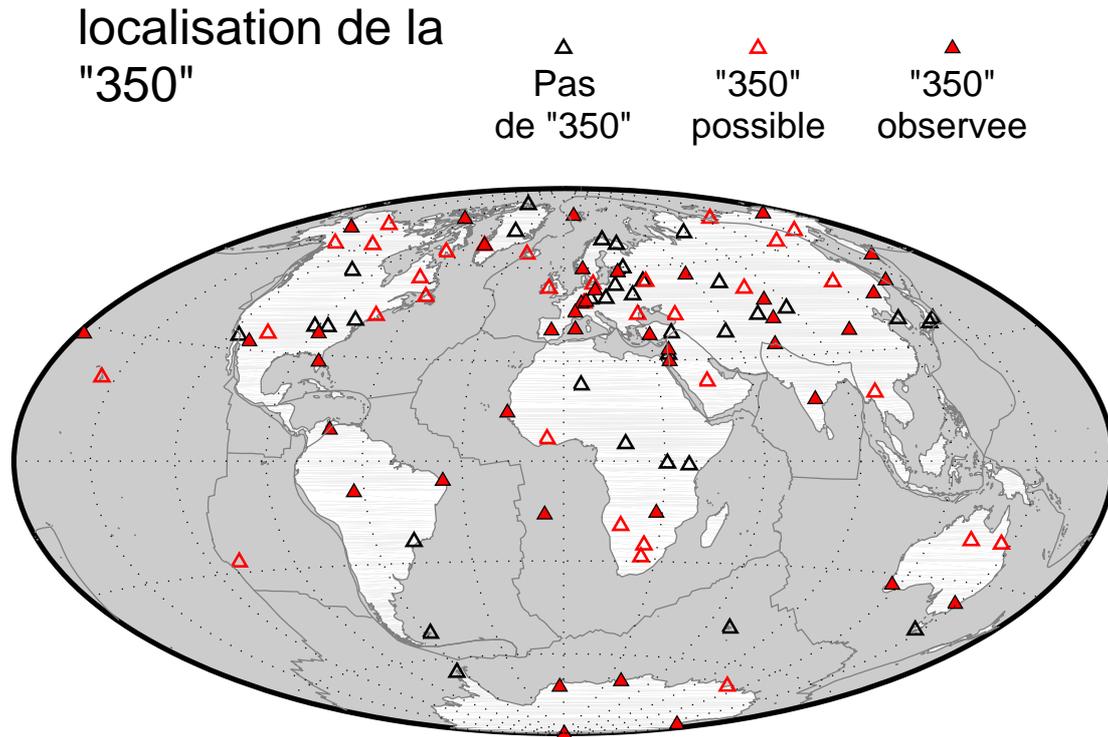


FIG. 3.11: Observations d'une couche à faible vitesse vers 350 km de profondeur. Les triangles noirs ouverts indiquent les stations pour lesquelles nous n'avons pas fait d'observation (34 stations). Les triangles rouges ouverts indiquent l'observation d'une "350" avec une amplitude inférieure au seuil de confiance à 95% (32 stations). Les triangles rouges indiquent une observation au-delà du seuil de confiance à 95% (43 stations).

l'interprétation de ces données proviennent de l'interférence de phases multiples avec le signal des ondes P directement converties en S. Les diagrammes "slant-stack" permettent d'écarter les stations qui présentent un signal manifestement associé à des phases multiples. Cependant, les observations sont parfois ambiguës (*e.g.* stations ARU, SAML sur la figure 3.9). Les minima d'amplitude de sommation associés à la phase $P350s$ ne sont pas parfaitement focalisés sur une lenteur différentielle voisine de la phase $P410s$. Il y a plusieurs raisons à cela. La courbure des hodochrones (le "move-out") des ondes P converties en S est proche de zéro pour des conversions se produisant sur des interfaces peu profondes du manteau (voir l'exemple présenté sur la figure A.2Ea de l'annexe A dans le cas d'une conversion au Moho). Il est donc parfois difficile de séparer en lenteur le signal de la $P350s$ et celui des multiples qui ont une lenteur négative mais proche de zéro. Cette difficulté est accrue du fait du traitement à longue période de nos données, des quantités restreintes ou d'une distribution hétérogène en distances épacentrales des fonctions récepteur collectées aux stations individuelles. Avec prudence, nous préférons rappeler qu'il est possible que certaines des observations de "350" sur la figure 3.11 soient biaisées par du signal associé à des phases multiples. Néanmoins, notre discussion dans le paragraphe sur la fiabilité de nos observations montre que si ce phénomène est possible, il est

peu probable qu’il affecte la totalité de nos observations. Dans les paragraphes suivants, nous discutons l’origine possible du signal d’amplitude négative observé vers 350 km de profondeur.

L’anisotropie de vitesse des ondes sismiques n’est pas *a priori* le mécanisme privilégié pour expliquer l’observation apparente d’une couche à faible vitesse au-dessus de la “410”. La sommation de nos fonctions récepteur sans distinction d’azimut ne devrait en effet pas faire ressortir de manière aussi marquée un signal qui n’est observé que sur des données associées à certains azimuts. Des températures anormalement élevées au sommet de la zone de transition ne peuvent pas non plus à elles seules expliquer l’observation d’une couche à faible vitesse. Il n’existe en effet pas de corrélation entre les observations de la “350” et une “410” approfondie (figures 3.10a, 3.10b et 3.10c).

La présence de fusion partielle peut expliquer la LVZ vers 350 km de profondeur. Si la température n’est pas le seul phénomène qui déclenche la fusion partielle, il est probable que le rôle des éléments volatils ait son importance. Dans ce cas, trois modèles peuvent expliquer nos observations : un phénomène local de fusion partielle dû à la présence d’eau et de températures anormalement élevées (Vinnik et Farra, 2007), des phénomènes locaux de déshydratation associés à l’injection d’eau dans le manteau supérieur sous les zones de subduction océanique (Revenaugh et Sipkin, 1994) et un phénomène à plus grande échelle de déshydratation au-dessus de la “410” dû au contraste de solubilité de l’eau dans les roches de part et d’autre de la “410” (Bercovici et Karato, 2003). Nous avons testé ces différentes hypothèses.

“350”, LIPs et points chauds

Vinnik et Farra (2007) ont montré que la grande majorité de leurs observations peut être associée à la présence de LIPs à la surface des continents. Cette association pourrait indiquer l’existence de racines continentales profondes et suffisamment visqueuses pour rester stables malgré l’action érosive du manteau convectif sous-jacent (le concept de “tectosphère”). Ils suggèrent que les effets combinés de températures anormalement élevées et d’éléments volatils seraient à l’origine de la couche de fusion partielle vers 350 km de profondeur.

Un tiers des 109 stations de notre étude sont situées au voisinage soit de LIPs, soit de points chauds. Nous reportons les observations à ces 37 stations sur la figure 3.12. À la différence de l’étude de Vinnik et Farra (2007), quelques unes de nos observations sont situées en domaine océaniques (*e.g.* Hawaii, Midway, île de Pâques). Pour les expliquer, il faudrait donc découpler la présence de la “350” de celle des tectosphères continentales.

Parmi les 37 stations, nous observons clairement une “350” à 17 stations. Pour 14 autres stations, la “350” est observée avec moins de confiance. La “350” n’est pas observée aux six stations restantes. Pour les 31 stations présentant une “350”, nous avons vérifié qu’il n’y a pas de corrélation évidente entre ces observations et les régions où le manteau de la zone de transition serait anormalement chaud⁹.

Si nous devions restreindre notre jeu de données à ces 37 stations, nous pourrions conclure à une corrélation entre les positions géographiques des LIPs, celles des points chauds

⁹Nous estimons les températures à partir de l’épaisseur de la zone de transition et de la profondeur absolue de la “410”.

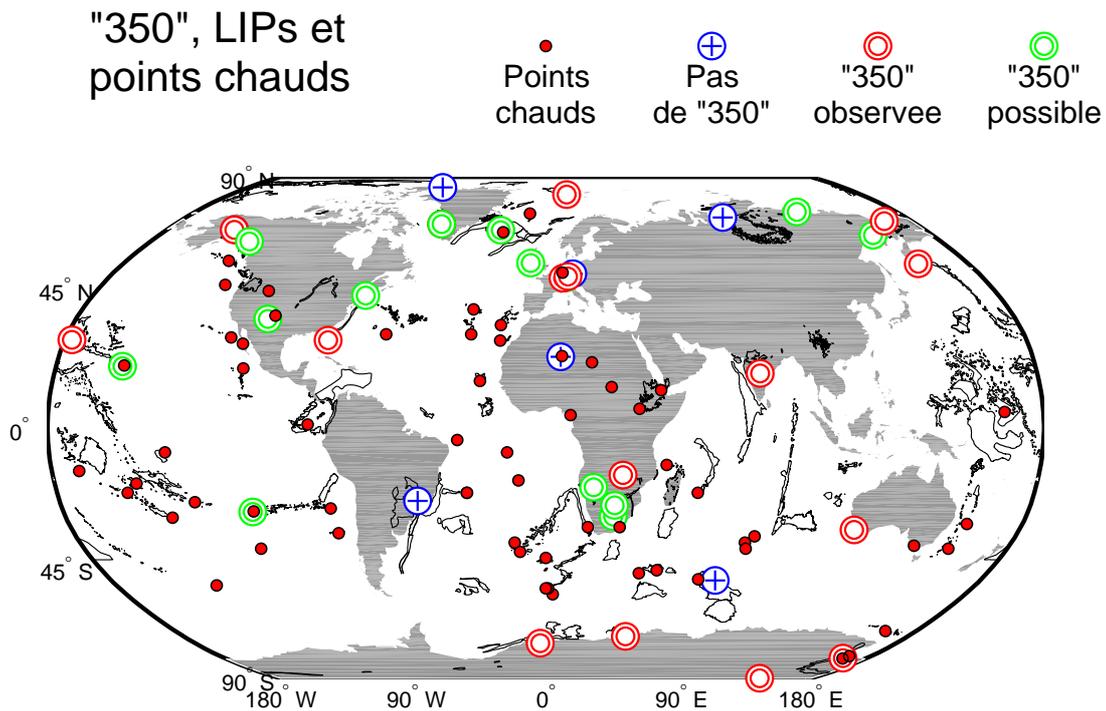


FIG. 3.12: "350", zones d'épanchements basaltiques et points chauds. Le contour des LIPs est indiqué en traits noirs. Les points chauds sont indiqués par des points rouges. Nous représentons les 37 observations pour des stations situées à moins de 400 km des LIPs ou des points chauds. La légende est située en haut à droite de la carte. La "350" est observée avec confiance à 17 stations, avec moins de confiance à 14 stations. Elle n'est pas observée à 6 stations.

et les observations d'une couche à faible vitesse au-dessus de la "410" (80% de ces données montrent une "350").

Cependant, 72 autres stations ne se situent pas à proximité de LIPs ou de points chauds. Parmi ces 72 stations, nous trouvons une "350" "robuste" sous 26 stations. Un signal est présent sous 18 autres stations même si celui-ci est observé avec moins de confiance.

"350" et zones de subduction

Toutes les observations de couches à faible vitesse sur la figure 3.11 ne peuvent être associées à des phénomènes locaux de déshydratation sous les zones de subductions actives. Seules 11 stations parmi les 109 sont situées dans le proche voisinage de subductions actives. Parmi ces 11 stations, nous observons une "350" avec confiance à 7 d'entre elles (PET, YSS et MDJ au nord-ouest du Pacifique, NIL au Pakistan, ISP en Turquie, COL et COLA en Alaska). Il faut remarquer que la station NIL est située dans un contexte de subduction continentale. Nous observons une "350" avec moins de confiance à la station CHTO en Thaïlande. Les trois dernières stations sous-lesquelles nous n'observons pas de signal associé à une "350" sont situées près des fosses de Nankai, Izu-Bonin et du Japon (INU, INCN et TSK) au nord-ouest du Pacifique.

La géométrie et la vitesse de subduction contrôlent les quantités d’eau injectées dans le manteau profond (*e.g.* Maruyama et Okamoto, 2007). L’observation de couches à faible vitesse sous les stations proches des subductions du nord-ouest Pacifique (stations PET, YSS et MDJ) est compatible avec des phénomènes locaux de déshydratation de la plaque Pacifique sous l’est de l’Asie. Revenaugh et Sipkin (1994) ont également observé une couche à faible vitesse et forte atténuation au-dessus de la “410” dans cette région. Ils ont proposé une déshydratation de la plaque subductée vers 200 km de profondeur puis une migration du matériel fondu vers 330 km de profondeur sous l’effet de la gravité ou bien entraîné par la plaque plongeante.

Les cartographies à grande échelle de l’atténuation des ondes sismiques ont montré l’existence d’une zone à forte atténuation au sommet du manteau inférieur sous le nord-ouest Pacifique (*e.g.* Lawrence et Wysession, 2006). Cette zone à forte atténuation pourrait être associée à de l’eau, stockée en quantités significatives dans une phase hydratée du manteau (la phase D, un DHMS), et transportée jusque dans le manteau inférieur (Lawrence et Wysession, 2006). La présence d’eau vers 350 km de profondeur peut donc provenir de processus de déshydratation situés dans la zone de transition ou bien au sommet du manteau inférieur.

Les modèles tomographiques suggèrent que la plaque Pacifique est défléchie et stagnante dans la zone de transition sous l’Est du continent Asiatique (*e.g.* Fukao *et al.*, 2001). Il est raisonnable de penser que cette géométrie de subduction particulière pourrait conduire au réchauffement de la plaque Pacifique au contact du manteau environnant et à la libération d’une partie de son eau dans la zone de transition (*e.g.* Richard et Bercovici, 2008). L’advection passive ascendante de matière et la réduction de la solubilité de l’eau lors de la transformation de la wadsleyite en olivine- α pourraient expliquer l’initiation d’une couche de fusion partielle au sommet de la zone de transition. Courtier et Revenaugh (2007) proposent ce type de mécanisme pour expliquer leur observation d’une couche à faible vitesse s’étendant sous les mers de Corail et de Tasmanie.

“350”, eau dans la zone de transition et TZWF

Les deux modèles précédents (eau+anomalies de températures sous les LIPs, déshydratation sous les zones de subduction) ne permettent pas d’expliquer l’existence d’une LVZ sous 36 stations éloignées des zones de subductions et des LIPs-points chauds. La présence de fusion partielle au-dessus de la “410” est peut être dans ce cas à corrélérer avec le contenu en eau de la zone de transition.

Les techniques géophysiques permettant de cartographier le contenu en eau du manteau supérieur (voir Karato, 2006 pour une description exhaustive) étudient la conductivité électrique des roches du manteau (Huang *et al.*, 2005), l’atténuation des ondes sismiques (Shito *et al.*, 2006; Lawrence et Wysession, 2006) et la topographie, l’épaisseur et les contrastes de vitesses ou d’impédances aux discontinuités situées dans la zone de transition (van der Meijde *et al.*, 2003; Courtier et Revenaugh, 2006). L’inversion jointe de la vitesses des ondes sismiques et de la topographie des discontinuités peut également être utilisée pour estimer la température et le contenu en eau de la zone de transition (Blum et Shen, 2004; Suetsugu *et al.*, 2006; Meier, 2008).

Une zone de transition hydratée a été trouvée sous la Mer Méditerranée (van der Meijde *et al.*, 2003), sous l'est des Etats-Unis, le Golfe du Mexique (Courtier et Revenaugh, 2006), et sous le sud de l'Afrique (Blum et Shen, 2004). Dans chacune de ces régions, les auteurs expliquent la forte teneur en eau de la zone de transition par la déshydratation de plaques fossiles subductées. Ces résultats sont en accord avec nos observations de couches à faible vitesse au-dessus de la "410" dans ces régions. La quantité d'eau dans la zone de transition sous ces régions excède peut être la capacité de stockage de l'eau dans les minéraux du manteau plus superficiel. Elle pourrait être à l'origine de la fusion partielle de la roche du manteau au-dessus de la "410".

Aucune étude géophysique n'a fourni à l'heure actuelle une estimation précise du contenu en eau de la zone de transition à l'échelle du globe. Sans *a priori* sur cette distribution, le modèle de TZWF peut expliquer en théorie, et de manière élégante, l'importante quantité d'observations de "350" sur la figure 3.11.

Ce modèle a cependant plusieurs défauts :

1. Une spécificité du modèle de TZWF est que le processus de fusion partielle est moins actif dans les régions de remontées chaudes du manteau. Or la "350" est souvent observée sous des régions associées à des LIPs continentales et sous quelques points chauds océaniques (Vinnik et Farra, 2007 et figure 3.12). On s'attendrait à un matériau plutôt chaud dans la zone de transition, au moins sous quelques une des stations associées (Vinnik et Farra, 2007).
2. Les épaisseurs de LVZ observées sont de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres (Revenaugh et Sipkin, 1994; Song *et al.*, 2004; Vinnik et Farra, 2007; Courtier et Revenaugh, 2007; Jasbinsek et Dueker, 2007), mais le modèle prédit des couches de fusion partielle dont l'épaisseur est inférieure à 10 km (Bercovivi et Karato, 2003; Hirschmann, 2006; Leahy et Bercovici, 2007).
3. Les profondeurs estimées pour les LVZ sont comprises entre 320 et 370 km (Revenaugh et Sipkin, 1994; Song *et al.*, 2004; Vinnik et Farra, 2007; Courtier et Revenaugh, 2007; Jasbinsek et Dueker, 2007, cette étude), mais le modèle prédit une couche de fusion partielle située directement au-dessus de la "410".

Courtier et Revenaugh (2007) donnent quelques pistes pour expliquer la formation d'une épaisse couche de fusion partielle entre 320 et 370 km de profondeur. Leurs arguments portent sur l'angle de contact entre le fluide issu de la fusion partielle et la roche du manteau ou bien sur la variation de solubilité de l'eau avec la profondeur dans les roches du manteau supérieur.

Le modèle TZWF n'exclut pas la présence d'une couche de fusion partielle dans les régions de remontées chaudes du manteau. Cependant, la quantité de matériel fondu au-dessus de la "410" devrait être moins importante que dans les autres régions du manteau (Bercovivi et Karato, 2003). Si nous voulons expliquer avec ce modèle les observations de "350" au voisinage des LIPs et des points chauds, il faut envisager soit l'absence de panaches chauds sous ces provinces, soit que les anomalies de température associées sont modérées. La profondeur de

la “410” et l’épaisseur de la zone de transition pourraient indiquer des anomalies chaudes d’amplitudes modérées sous certaines des stations de la figure 3.12, mais la corrélation n’est pas systématique.

L’analyse géochimique des magmas de certaines îles océaniques (*e.g.* Islande, Hawaïi, Açores) montre que localement leur teneur en eau dépasse la teneur en eau estimée pour le manteau moyen (Bonath, 1990; Nichols *et al.*, 2002; Wallace, 1998). Ce type d’observation a conduit Schilling *et al.* (1980) à proposer le concept de “point humide” (“wetspot”) par opposition à celui de point chaud (“hotspot”). Sous ce type de point chaud, l’effet de l’eau pourrait être aussi important que celui des températures. Wallace (1998) suggère que les effets combinés de l’eau et de la température pourrait initier de la fusion partielle à une profondeur de ~ 250 km sous Hawaïi. La présence d’eau dans le manteau a probablement de profondes implications pour la géodynamique du manteau, que ce soit dans des contextes de subduction ou bien sous les points chauds.

Nos résultats indiquent que cette LVZ n’est probablement pas uniquement localisée sous les zones de subduction ou bien sous des régions associées à des épanchements basaltiques continentaux. A ce stade, l’analyse des fonctions récepteur à plus haute fréquence pourrait aider à tirer des conclusions plus définitives.

3.3.5 Conclusion

Le travail présenté dans cette partie a été motivé par l’observation sur les coupes migrées Pds d’un gradient de vitesse négatif vers 350 km de profondeur. Malgré les difficultés inhérentes à l’utilisation des fonctions récepteur Ps à ces profondeurs (multiples), la conversion Pds correspondant à ce gradient a été observée à 75 stations sur les 109 de notre jeux de données initial.

Nous avons pu vérifier que de nombreuses observations de ce type ont été rapportées à des échelles régionales. L’apport majeur de notre étude est que cette couche à faible vitesse est plus largement répandue dans une variété de contextes tectoniques plus importante que ce qui a été précédemment observé. La majorité des observations antérieures était en effet associée soit aux zones de subductions actives (Revenaugh et Sipkin, 1994), soit aux zones d’épanchements basaltiques continentaux (Vinnik et Farra, 2007). Les quelques observations d’une “350” en domaine océanique (figure 3.11) nous incitent à découpler l’existence de cette LVZ de la présence d’une tectosphère continentale. Le modèle TZWF se montre attractif car il permet d’expliquer les nombreuses observations de “350”. Il a de plus de profondes implications pour la géodynamique et la géochimie du manteau. Cependant, il explique difficilement les profondeurs et épaisseurs estimées pour cette couche à faible vitesse.

Les arguments en faveur d’une complexité du comportement de la “410” semblent de plus en plus d’actualité. Chambers *et al.* (2005) et Houser *et al.* (2008) montrent une absence de corrélation claire entre la topographie de la “410” et soit l’épaisseur de la zone de transition, soit les vitesses dans la zones de transition. Notre étude a montré également une absence de corrélation entre les topographies obtenues à partir des phases Pds et SdS (chapitre précédent). Il semblerait que la “410” soit affectée par des mécanismes de natures différentes sur des longueurs d’ondes différentes. Ces observations suggèrent l’existence d’effets liés aux varia-

tions latérales de la composition chimique du manteau. La teneur en eau du manteau supérieur pourrait en faire partie.

Nous n’observons pas de “350” à partir des phases *SdS* (figure 3.3). Les études antérieures de précurseurs de *SS* ne font pas état non plus d’un tel gradient d’impédance négatif à cette profondeur. Au contraire, ces données indiquent localement l’existence de la discontinuité “X”, principalement au voisinage des zones de subduction, et marquée par une augmentation de l’impédance avec la profondeur (*e.g.* Deuss et Woodhouse, 2002). Il est possible que la “350” soit plus marquée par un contraste de vitesse que de densité. Cette hypothèse serait en accord avec l’observation d’une couche de fusion partielle gravitairement stable vers 350 km de profondeur. Cependant, les études de réverbérations *ScS* sont également sensible aux contrastes d’impédance et fournissent des observations d’une couche à faible vitesse au-dessus de la “410” (*e.g.* Revenaugh et Sipkin, 1994; Courtier et Revenaugh, 2007). L’absence d’observations de “350” à des échelles régionales avec les phases précurseurs de *SS* et son observation avec les phases *ScS* suscitent de profondes interrogations quant à la nature de cette discontinuité.

Notre jeu de données à grande échelle de *Pds* suggère l’existence d’un gradient de vitesse négatif vers 350 km de profondeur. Si cette discontinuité n’est pas observée à l’échelle du globe, elle semble cependant très largement répandue dans le manteau supérieur. Ces observations, si elles peuvent s’intégrer dans un modèle comme celui du TZWF, pourraient avoir de profondes implications géodynamiques et géochimiques. Peut être faut-il y voir un axe de recherche important dans les prochaines années pour l’ensemble de la communauté des sciences de la Terre.

Conclusion générale

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet plus vaste de construction d'un modèle de manteau terrestre pour la vitesse de propagation des ondes de cisaillement et la topographie de ses discontinuités majeures. Elle avait pour objectif principal d'extraire et interpréter l'information sur la topographie des discontinuités de la zone de transition à partir d'une base de données d'ondes de volume sensibles aux discontinuités du manteau. Afin de contraindre la structure de la zone de transition sous toute la surface du globe, nous avons utilisé des phases sismiques P converties en S sous les stations sismologiques (*Pds*) et des ondes S réfléchies sous les discontinuités à mi-chemin entre les sources sismiques et les stations, les précurseurs de phases *SS* (*SdS*).

Quelques unes des questions scientifiques abordées dans ce travail concernent la dynamique du manteau profond : l'extension verticale des racines continentales dans le manteau, le sort des plaques océaniques subductées et la source du volcanisme intra-plaque observé en surface. D'autres questions toutes aussi fondamentales se rapportent à la chimie du manteau : les modèles de composition minéralogique, la distribution des hétérogénéités chimiques, et par extension, l'existence de réservoirs géochimiques primitifs dans le manteau terrestre. Un modèle récent, le "Transition Zone Water Filter" (Bercovici et Karato, 2003) propose l'existence d'une fine couche de fusion partielle au sommet de la zone de transition. Cette couche, dont l'épaisseur et l'extension latérale serait contrôlée par le contenu en eau de la zone de transition, agirait comme un filtre pour les éléments chimiques incompatibles. Elle expliquerait les signatures géochimiques distinctes des basaltes des rides océaniques et des îles océaniques à l'heure où les observations sismologiques ne montrent pas clairement l'existence de réservoirs géochimiques distincts.

Notre étude des discontinuités sismiques à 410 et 660 km de profondeurs a été réalisée dans une période de controverse sur l'accord entre les images de la zone de transition obtenues à partir des phases *Pds* et *SdS* (Chevrot *et al.*, 1999; Gu et Dziewonski, 2002). Nos résultats sur les amplitudes de variations maximales de l'épaisseur de la zone de transition à partir des

phases *Pds* (± 40 km) sont en meilleur accord avec les résultats récents de *Pds* de Lawrence et Shearer (2006b) (± 35 km) qu’avec ceux de Chevrot *et al.* (1999) (± 10 km). Ils sont également en bon accord avec les observations de *SdS* (± 25 km pour cette étude, ± 35 km pour l’étude de Flanagan et Shearer, 1998b) si l’on tient compte des effets de lissage de la structure lors de la sommation des données. Notre étude de *Pds* semble donc confirmer les résultats de l’étude de Lawrence et Shearer (2006b). D’autre part, nos images de la zone de transition obtenues à partir des deux types de phases, *Pds* et *SdS*, sont en meilleur accord que ce qu’a pu suggérer l’étude précédente de Chevrot *et al.* (1999). Une grande partie des différences de mesures de temps d’arrivées dans les études de phases *SdS* (Flanagan et Shearer, 1998b; Gu *et al.*, 1998, cette étude) et de *Pds* (Chevrot *et al.*, 1999; Lawrence et Shearer, 2006b, cette étude) sont probablement liées à des différences dans les procédés de sélection et de traitement des données. Même s’ils existent, les effets liés à la sensibilité complexe des phases *SdS* à la topographie à courte longueur d’onde des discontinuités (Neele *et al.*, 1997; Chaljub et Tarantola, 1997; Zhao et Chevrot, 2003) relèvent probablement du second ordre dans les régions les mieux couvertes en points de rebond (Shearer *et al.*, 1999).

A l’échelle du globe, nous trouvons une corrélation positive entre les topographies des discontinuités, de signe opposé à celle attendue pour les transitions de phases de l’olivine. La topographie des discontinuités est sensible au modèle de vitesse utilisé pour la migration des temps d’arrivées de phases *SdS* et *Pds*. Nous nous servons du modèle DKP2005 (Debayle *et al.*, 2005) qui fournit le meilleur compromis en terme de résolution latérale sous les continents et les océans. Cependant, les corrections faites à partir de ce modèle sont imparfaites et masquent vraisemblablement l’effet des températures sur les transitions de phases de l’olivine. Nos résultats à grande échelle suggèrent l’existence de variations significatives de l’épaisseur de la zone de transition dans des régions *a priori* éloignées des panaches mantelliennes ou des subductions actives. Les subductions fossiles (*e.g.* la plaque Farallon sous le continent américain) pourraient contribuer de manière significative à l’apport d’hétérogénéités d’origines thermiques ou chimiques dans la zone de transition. La zone de transition apparaît généralement épaissie sous les zones de subductions actives ce qui suggère qu’il est raisonnable d’interpréter les anomalies d’épaisseurs en terme d’anomalies de température. La faible corrélation positive entre les vitesses des ondes sismiques dans la zone de transition et l’épaisseur de la zone de transition (Chevrot *et al.*, 1999; Lebedev *et al.*, 2003; Houser *et al.*, 2008, cette étude) incite cependant à nuancer cette conclusion. L’épaississement de la zone de transition sous les zones de subductions actives est compatible avec des anomalies de température comprises entre -100 et -300°K et suggère que les plaques océaniques subductées atteignent au moins la base de la zone de transition. Sous certains points chauds, nous observons un amincissement de la zone de transition compatible avec des anomalies de température modérées, de l’ordre de $+100^\circ\text{K}$. Sous les autres points chauds, nous n’observons pas d’amincissement significatif de la zone de transition. Cette absence d’amincissement provient d’un approfondissement de la “410” et de la “660”. Deux scénarios peuvent expliquer ces observations. Dans le premier, la zone de transition est dans un état “normal” et l’approfondissement de la “410” et de la “660” est lié aux corrections imparfaites des hétérogénéités de vitesses au-dessus de la zone de transition. La seconde hypothèse invoque l’effet de la transition de phase du grenat-majorite à 660 km

de profondeur qui pourrait perturber la réponse de la “660” à des panaches thermiques plus chauds (+300°K) que le manteau environnant. Un consensus tend à se développer aujourd’hui : à grande échelle, la topographie de la “660” serait dominée par des effets de température aux grandes longueurs d’ondes (Gu *et al.*, 2003; Houser *et al.*, 2008) tandis que la topographie de la “410” serait sensible également à des hétérogénéités à plus courte longueur d’onde, probablement d’origine chimique (Chambers *et al.*, 2005; Houser *et al.*, 2008). Les corrélations entre nos observations de profondeur des discontinuités obtenues à partir des phases *Pds* et *SdS* confirmeraient ce point de vue.

Nos images suggèrent l’existence d’autres discontinuités dans le manteau supérieur. La “220” et la “520” apparaissent comme de très faibles réflecteurs dans les données de précurseurs de *SS*. Nous avons également observé une conversion *Pds* correspondant à un gradient de vitesse négatif vers 350 km de profondeur sous de nombreuses stations de notre étude. Cette couche à faible vitesse est répandue dans une variété de contextes tectoniques plus importante que ce qui a été précédemment observé (Vinnik et Farra, 2007). Les quelques observations d’une “350” en domaine océanique laissent penser que l’existence de cette couche à faible vitesse n’est pas liée à la présence d’une tectosphère continentale. Le modèle de “Transition Zone Water Filter” se montre attractif car il permettrait d’expliquer les nombreuses observations de “350”. Il explique cependant difficilement les profondeurs et épaisseurs estimées pour cette couche à faible vitesse.

Un problème récurrent dans les études de la profondeur des discontinuités est le couplage entre la profondeur estimée et les vitesses des ondes sismiques. Un effet des changements de phase dans la composante non-olivine du manteau serait l’approfondissement de la “660” dans les régions chaudes du manteau. Si ce modèle est correct, l’effet de panaches chauds devrait être principalement observé sur la topographie de la “410”. Une imagerie précise de la topographie de cette discontinuité repose sur notre capacité à corriger des effets des hétérogénéités de vitesses superficielles. Pour cela, il faut construire des modèles avec une bonne résolution latérale de la structure en vitesse jusqu’à la base de la zone de transition, utiliser des données permettant une meilleure résolution de la topographie des discontinuités, et/ou réduire le “trade-off” entre vitesses et profondeurs des discontinuités. Ce dernier point peut être résolu par l’implémentation de techniques d’inversion simultanée des vitesses sismiques et de la topographie des discontinuités.

Les modèles récents d’ondes de surface (*e.g.* DKP2005) permettent d’atteindre par endroit des résolutions proches de ce qui est nécessaire pour l’étude des ondes P converties en S. Nos résultats montrent cependant que c’est encore insuffisant. Des améliorations sont nécessaires en particulier pour mieux retrouver l’amplitude des anomalies de vitesses. Le cas est plus critique pour la structure de la zone de transition. La résolution des modèles issus de l’inversion de données d’ondes de volume a bénéficié durant ces cinq dernières années d’améliorations techniques liées à l’utilisation d’une théorie à fréquence finie (Montelli *et al.*, 2004; Montelli *et al.*, 2006). Cependant, cette résolution sera encore longtemps limitée par la répartition hétérogène des sources et des stations sismologiques à la surface de la Terre. Les modèles issus de l’inversion des modes harmoniques des ondes de surface manquent encore de résolution dans la zone de transition mais d’importants progrès sont à attendre de ce côté

dans les prochaines années.

Une meilleure résolution de la topographie des discontinuités nécessite des améliorations du traitement des données, afin de mieux extraire des sismogrammes, à plus haute fréquence, et en plus grande quantité, les informations relatives aux phases sismiques sensibles à la topographie des discontinuités. La délicate balance entre qualité et quantité des données, couverture et résolution de la structure, suggère de travailler à plusieurs échelles. Une étude à l'échelle planétaire peut être complétée par une série d'études plus détaillées sur des régions géographiques mieux échantillonnées par les phases sismiques compte tenu de la distribution géographique des épacentres et des stations sismologiques. Ces études régionales peuvent bénéficier du déploiement massif de réseaux de stations (Rost et Thomas, 2002) spécialement conçus pour l'étude de la structure interne de la Terre (*e.g.* USAarray), de technique de traitement plus sophistiquées (*e.g.* migration 2D ou 3D), et servir de points de "calage" pour les mesures à l'échelle du globe. L'utilisation d'une théorie à fréquence finie devrait permettre des améliorations, en particulier pour les phases précurseurs de *SS*. Le travail récent de Lawrence et Shearer (2008) montre qu'en tenant compte de la sensibilité complexe des phases *SdS* et en sommant les données sur des cellules dont la taille varie avec la quantité de données, on améliore la résolution latérale des cartes de variations d'épaisseur de la zone de transition. On peut espérer rapprocher cette résolution latérale de celle fournie par les *Pds* dans les régions les mieux couvertes en points de rebond et pourquoi pas ouvrir la voie vers une inversion jointe de ces deux types de données. Il faut cependant préciser que combiner ces deux types d'observations soulève des problèmes liés à la sensibilité différente de ces deux types d'ondes à la structure en vitesse du manteau. La présence d'anisotropie avec $V_{SH} > V_{SV}$ dans les 200 premiers kilomètres du manteau doit en effet être prise en compte lorsqu'on veut comparer les topographies absolues des discontinuités obtenus avec les phases *Pds* et *SdS*.

L'inversion pour les vitesses des ondes sismiques et la topographie des discontinuités a déjà été appliquée par Gu *et al.* (2003) et Houser *et al.* (2008) dans des études de la structure de la zone de transition à l'échelle du globe. Les données utilisées dans ces inversions sont des temps de propagation de phases précurseurs de *SS* et la dispersion du mode fondamental et des modes harmoniques d'ondes de surface. Ces deux types de données sont les plus simples à combiner car leur résolution latérale est similaire. Gu *et al.* (2003) montrent que l'inversion jointe a un effet significatif sur la topographie absolue des discontinuités. Le modèle de vitesse est en revanche peu modifié par rapport à une inversion limitée aux hétérogénéités de vitesses 3D dans le manteau (Gu *et al.*, 2003). Houser *et al.* (2008) montrent que l'effet de l'inversion jointe sur la topographie des discontinuités est peu différent de l'application directe de corrections pour les hétérogénéités de vitesses 3D. Ces résultats indiquent que si nous nous intéressons uniquement à la topographie absolue des discontinuités, il n'est pas à l'heure actuelle nécessaire de procéder à une inversion simultanée.

Néanmoins, l'avantage des modèles incluant vitesses et topographies des discontinuités est qu'ils peuvent directement être confrontés aux prédictions issues de la physique des minéraux (Cammarano *et al.*, 2005), de la modélisation de la dynamique convective du manteau (Shuberth *et al.*, 2007), et des modèles de reconstruction de la tectonique des plaques. Ils pourront de plus servir de modèles de départ pour la construction des générations futures de

modèles tomographiques issus de l'inversion complète des formes d'onde sur les sismogrammes.

 Conversion temps-profondeurs

Dans cette annexe, nous expliquons comment nous convertissons nos observations de temps de propagation des phases sismiques converties ou réfléchies aux discontinuités du manteau en profondeurs des interfaces de conversion/réflexion. Dans un premier temps, tous les calculs sont effectués dans des modèles de vitesses à symétrie sphérique. On s'affranchit d'une partie des incertitudes sur les hétérogénéités de vitesses en analysant des temps de propagation différentiels. Le calcul d'une relation temps-profondeur permet la conversion directe des temps de propagation en profondeur de conversion/réflexion. Dans un deuxième temps, on peut corriger des hétérogénéités de vitesses les plus superficielles à partir de modèles 3D de la vitesse des ondes S.

Propagation dans un modèle à symétrie sphérique

Julian et Anderson (1968) fournissent l'expression du temps de propagation T des phases sismiques dans un modèle de Terre à symétrie sphérique, où la structure de la croûte et du manteau est isotrope et varie uniquement avec la profondeur :

$$T(p) = 2 \cdot \int_{r_b}^R \frac{\eta(r)^2 \cdot dr}{r \cdot (\eta(r)^2 - p^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A.1})$$

On note $v(r)$ les vitesses des ondes (P ou S) en fonction du rayon r , R le rayon de la Terre, r_b le rayon au point bas du rai, $p = \eta(r) \cdot \sin(i)$ le paramètre de rai avec $\eta(r) = \frac{r}{v}$ et $i(r, \Delta)$ l'angle d'incidence du rai. L'angle d'incidence i est exprimé en fonction du rayon r et de la distance épacentrale Δ . La distance épacentrale Δ est donnée par :

$$\Delta(p) = 2 \cdot \int_{r_b}^R \frac{p \cdot dr}{r \cdot (\eta(r)^2 - p^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A.2})$$

Les temps de propagation que nous mesurons sur les sismogrammes sont comparés

aux temps de propagation dans différents modèles à symétrie sphérique. En pratique, nous utilisons soit le modèle IASP91 (Kennett et Engdahl, 1991) soit le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981).

Corrections pour les perturbations de vitesses

Dans la plupart des cas, les observations de temps d'arrivées T_{obs} pour une phase sismique donnée à une distance épacentrale donnée diffèrent de celles T_{ref} calculées dans les modèles à symétrie sphérique IASP91 ou PREM. Cette déviation de temps de propagation a deux origines principales. La première δt_v résulte des hétérogénéités sismiques rencontrées le long du rai et qui ne sont pas prises en compte par le modèle de référence. La seconde δt_r résulte des écarts de profondeur d des interfaces de conversion ou de réflexion par rapport aux profondeurs d_{ref} dans le modèle de référence.

$$T_{obs} = T_{ref}(d_{ref}) + \delta t_v + \sum_i^n \delta t_r^i \quad (\text{A.3})$$

$T_{ref}(d_{ref})$ est le temps de propagation dans le modèle de référence, sans perturbation de la profondeur des discontinuités. n est le nombre total d'interfaces. Si l'interface i n'est pas perturbée, $\delta t_r^i = 0$. Les phases Pds et SdS sont sensibles à la perturbation en profondeur d'une seule interface, donc $n = 1$ et :

$$T_{obs} = T_{ref}(d_{ref}) + \delta t_v + \delta t_r \quad (\text{A.4})$$

L'équation A.4 montre qu'en l'absence d'a priori sur la structure interne de la Terre, il n'est pas possible de séparer l'effet des hétérogénéités de vitesses δt_v de celui des profondeurs des interfaces de conversion/réflexion δt_r sur les temps de propagation observés.

Nous voulons déterminer avec précision la profondeur réelle d de l'interface de conversion/réflexion pour les phases Pds et SdS . Il faut pour cela corriger les temps observés T_{obs} des anomalies de temps de trajet associées aux hétérogénéités de vitesses δt_v . En réalité, nous avons seulement accès à une estimation de l'effet des hétérogénéités sur le temps de parcours δt_v^{est} à partir de modèles tomographiques établis de manière indépendante. Dans ce cas, nous ne pouvons obtenir qu'une estimation de l'anomalie de temps de parcours qui doit être attribuée aux écarts de profondeur des interfaces δt_r^{est} . Le temps corrigé s'écrit :

$$T_{corr} = T_{obs} - \delta t_v^{est} = T_{ref}(d_{ref}) + \delta t_r^{est} \quad (\text{A.5})$$

$T_{ref}(d_{ref}) + \delta t_r^{est}$ est le temps de propagation d'une phase sismique réfléchie ou convertie à la profondeur cherchée d^{est} dans le modèle de référence. Nous l'écrivons $T_{ref}(d^{est}) = T_{ref}(d_{ref}) + \delta t_r^{est}$. Au final,

$$T_{corr} = T_{obs} - \delta t_v^{est} = T_{ref}(d^{est}) \quad (\text{A.6})$$

Nous montrons dans la partie “conversion temps-profondeur” qu’il est facile de calculer la relation $T_{ref}(d^{est})$ dans le modèle de référence. Si T_{corr} est connu, il est possible d’estimer d^{est} . T_{obs} est obtenu à partir des données. Une part importante du problème consiste à estimer correctement δt_v^{est} de façon à ce qu’il soit le plus proche possible de la réalité (δt_v).

Avant d’estimer δt_v^{est} à partir de modèles a priori de la distribution 3D des vitesses des ondes P et S (paragraphe “Corrections pour les perturbations de vitesses”), nous montrons qu’il est possible de réduire la sensibilité des observations T_{obs} aux perturbations réelles de vitesses le long des rais δt_v (paragraphe suivant). Il faut raisonner pour cela en temps de propagation différentiels d’une phase sismique par rapport à une autre.

Réduction du “trade-off” vitesse-profondeur par l’analyse de temps différentiels

Zhao et Chevrot (2003) montrent que lorsqu’on analyse les temps de trajet des précurseurs SdS par rapport à celui de la phase SS ($T_{obs}(SdS - SS)$), la contribution des hétérogénéités latérales de vitesses dans le manteau sous l’interface de réflexion reste négligeable comparée à celle des hétérogénéités au dessus de l’interface de réflexion. Pour cette raison, les études de précurseurs de SS supposent généralement que les trajets des précurseurs et de la phase SS sont identiques partout dans la Terre, excepté au dessus de l’interface de réflexion.

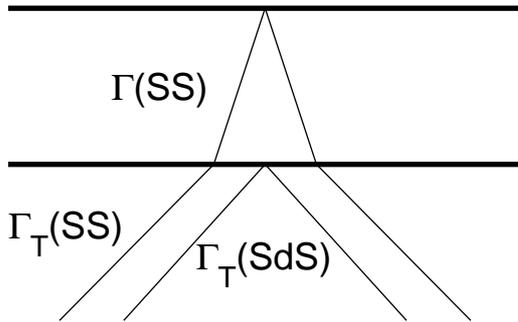


FIG. A.1: Trajets de la phase SS et des précurseurs SdS . Voir le texte pour la notation des différents trajets.

Nous notons Γ la partie du trajet des phases dans le manteau au dessus de l’interface de réflexion à mi-chemin entre l’épicentre et la station (figure A.1). Alors $\Gamma(SS) \neq 0$ et $\Gamma(SdS) = 0$. Γ_T est le trajet des phases dans le reste de la Terre. Alors $\Gamma_T(SS) = \Gamma_T(SdS) = \Gamma_T$. Notons δt_v^Γ , $\delta t_v^{\Gamma_T}$ les perturbations de temps de trajet associées aux vitesses au dessus de l’interface de réflexion et dans le reste de la Terre. Alors :

$$\delta t_v(SdS - SS) = \delta t_v(SdS) - \delta t_v(SS) = \delta t_v^{\Gamma_T}(SdS) - [\delta t_v^\Gamma(SS) + \delta t_v^{\Gamma_T}(SS)]$$

Comme $\delta t_v^{\Gamma_T}(SdS) = \delta t_v^{\Gamma_T}(SS)$,

$$\delta t_v(SdS - SS) = -\delta t_v^\Gamma(SS)$$

Corriger pour les anomalies de vitesses revient à ne considérer que les anomalies de vitesses rencontrées par la phase SS **au dessus** du point de réflexion ($\delta t_v^\Gamma(SS)$). L’équation A.6 se

ré-écrit donc :

$$T_{corr} = T_{obs}(SdS - SS) + \delta t_v^{\Gamma(SS)} \quad (\text{A.7})$$

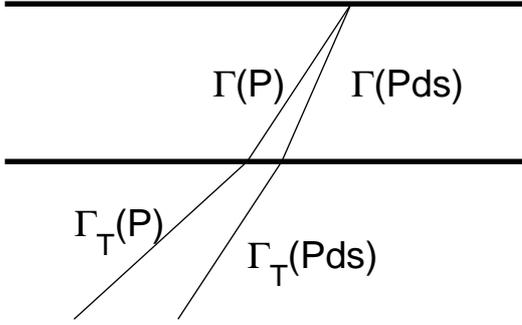


FIG. A.2: Trajets de la phase P et d'une phase converties Pds . Voir le texte pour la notation des différents trajets.

On peut effectuer le même développement pour les ondes converties Pds . La phase sismique de référence est l'onde P . En dessous de l'interface de conversion, les trajets dans la Terre sont quasi-identiques : $\Gamma_T(Pds) = \Gamma_T(P) = \Gamma_T$ (figure A.2). Sous la station sismologique, au dessus de l'interface de conversion, la phase P transmise et l'onde convertie n'ont pas le même mode de vibration : $\Gamma(P) \neq \Gamma(Pds)$. On obtient :

$$\delta t_v(Pds - P) = \delta t_v^{\Gamma}(Pds) - \delta t_v^{\Gamma}(P)$$

Corriger pour les anomalies de vitesses revient dans ce cas à ne considérer que les anomalies de vitesses des ondes P ($\delta t_v^{\Gamma}(P)$) et S ($\delta t_v^{\Gamma}(Pds)$) situées **au dessus** de l'interface de conversion. L'équation A.6 devient alors :

$$T_{corr} = T_{obs}(Pds - P) + \delta t_v^{\Gamma}(P) - \delta t_v^{\Gamma}(Pds) \quad (\text{A.8})$$

Dans la suite et dans l'ensemble de la thèse, nous appelons temps de trajet (ou de propagation) ce qui est en réalité un temps différentiel de propagation entre les phases converties/réfléchies et leur phase de référence. Le temps T_{obs} représente donc $T_{obs}(Pds - P)$ dans le cas des conversions d'ondes et $T_{obs}(SdS - S)$ dans le cas des précurseurs de SS . Les perturbations de temps de trajet associées aux vitesses au dessus des interfaces de conversion/réflexion $\delta t_v^{\Gamma(SS)}$, $\delta t_v^{\Gamma}(P)$ et $\delta t_v^{\Gamma}(Pds)$ sont estimées dans des modèles de vitesses 3D et notées δt_v^{est} dans la suite.

Calcul des corrections pour les perturbations de vitesses

Nous estimons les perturbations de temps d'arrivées δt_v^{est} associées aux anomalies de vitesses à partir de modèles tomographiques en trois dimensions de la vitesse des ondes S . Ils sont obtenus indépendamment de notre étude par l'analyse de temps de propagation d'ondes de volume, de la dispersion des ondes de surface, ou bien de la séparation des modes de vibration propres de la Terre (Ritsema *et al.*, 1999; Debayle *et al.*, 2005). Nous extrayons de ces modèles une distribution radiale $v(r) = Vs(r)$ de la vitesse des ondes S pour le trajet Γ

dans le manteau au-dessus de l'interface de réflexion/conversion. Les temps de propagation dans le modèle de référence et les modèles dérivés de la tomographie sont ensuite évalués à partir de l'équation A.1.

La correction de temps de trajet s'écrit :

$$\delta t_v^{est} = T(p) - T_{ref}(p) \quad (\text{A.9})$$

où $T(p)$ est le temps de trajet dans le modèle tomographique et T_{ref} celui dans le modèle à symétrie sphérique.

Les temps de propagation des conversions Ps sont sensibles à la vitesse des ondes P ($\delta t_v^\Gamma(P)$ dans l'équation A.8). Il faut donc utiliser un *a priori* sur la distribution radiale de la vitesse des ondes P ($V_p(r)$). Nous ne disposons pas de modèles de vitesses d'ondes P construits de manière consistante avec les modèles de vitesses d'ondes S que nous utilisons. Pour cette raison, nous avons construit un modèle de vitesses d'ondes P à partir de la tomographie de vitesse des ondes S (**encart A.1**).

Encart A.1

EFFET DU RAPPORT $\frac{V_p}{V_s}$ SUR LES TEMPS DE PROPAGATION DES Pds

Le modèle de vitesses d'ondes P est construit à l'aide d'un facteur d'échelle fonction du rayon r :

$$R(r) = \frac{\partial \ln v_s(r)}{\partial \ln v_p(r)} \quad (\text{A.10})$$

Les prédictions de physique des minéraux montrent que le facteur R est sensible aux hétérogénéités de température et de composition chimique dans le manteau (Karato, 1993; Karato et Karki, 2001). Ces études suggèrent que les valeurs de R augmentent avec la profondeur et sont comprises entre 1 et 4 pour le manteau inférieur. Des estimations de R ont également été obtenues à partir d'observations sismologiques. Bolton et Masters (1996) estiment R en corrélant les perturbations des temps de trajets de phases se propageant en P et en S. Saltzer *et al.* (2001) estiment R en inversant séparément des jeux de données d'ondes de volume P et S. Kennett *et al.* (1998) et Masters *et al.* (2000) inversent simultanément les deux types de données. Ritsema et van Heijst (2002) testent différentes valeurs du facteur d'échelle R et vérifient si le modèle de vitesse d'ondes P obtenu satisfait les observations de phases P, PP, PPP et PKP. L'ensemble de ces observations s'accorde sur plusieurs points : les amplitudes de perturbations de la vitesse des ondes de compression dans le manteau sont plus faibles que celles des ondes S, les valeurs de R observées sont en accord avec les prédictions de la physique des minéraux, elles sont comprises entre 1 et 3.5 et augmentent de la surface jusqu'à la limite noyau-manteau.

Les variations relatives des vitesses d'ondes P et d'ondes S sont moins bien contraintes dans le manteau supérieur. Elles sont fournies à partir des observations de perturbations de temps de trajets des phases P et S aux distances inférieures à 30° (Romanowicz et Cara, 1980; Souriau et Woodhouse, 1985). Ces études donnent des valeurs de R voisines de 1.5.

Encart A.1**SUITE ...**

La distribution radiale de la vitesse des ondes P peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$Vp(r) = Vp_{ref}(r) \cdot \left[1 + \frac{\delta v_p}{Vp_{ref}(r)}\right]$$

ou encore en introduisant R :

$$Vp(r) = Vp_{ref}(r) \cdot \left[1 + \frac{1}{R} \frac{\delta v_s}{Vs_{ref}(r)}\right] \quad (\text{A.11})$$

L'amplitude des perturbations de la vitesse des ondes P par rapport au modèle de référence à symétrie sphérique $Vp_{ref}(r)$ est la même que celle des ondes S à un facteur $\frac{1}{R}$ près.

Les cartes de la figure A.1E montrent les corrections des temps de propagation δt_v^Γ pour la phase $P410s$ convertie à la discontinuité à 410 km de profondeur. Le modèle de référence $v_{ref}(r)$ est PREM à 20 s de période. Le modèle $Vs(r)$ est construit à partir de 3SMAC (Nataf et Ricard, 1996) pour la croûte, du modèle tomographique de vitesse d'ondes S DKP2005 (Debayle *et al.*, 2005) pour le manteau au dessus de la discontinuité à 410-km et de PREM à 20 s de période au dessous de la discontinuité. La distribution radiale $Vp(r)$ est calculée à partir de l'équation A.11. Nous testons des valeurs de R comprises entre 1.5 et 4. Nous traitons également le cas où $\delta v_p(r) = 0$: la distribution $Vp(r)$ est alors celle de PREM à 20 s de période. Les corrections sont calculées à partir de l'équation A.9. La discussion de nos résultats dans le chapitre 2 est faite par rapport à IASP91. C'est pourquoi nous représentons sur la figure A.1E $T(p) - T_{ref}(p)$ où IASP91 est choisi comme modèle de référence.

La figure A.1E montre que les corrections dépendent peu de R . Les conversions Ps sont peu sensibles aux hétérogénéités de vitesses des ondes P au dessus de la zone de transition. Les plus grandes amplitudes de corrections sont obtenues lorsqu'on prend PREM à 20 s de période pour $Vp(r)$. D'une manière générale, les corrections sont en accord avec la tectonique de surface. Les corrections positives (croix) sont obtenues en domaine océanique (en particulier sous les rides océaniques) et pour les lithosphères continentales d'âge paléozoïque. Les corrections négatives sont souvent associées aux cratons.

Encart A.1
SUIITE ...

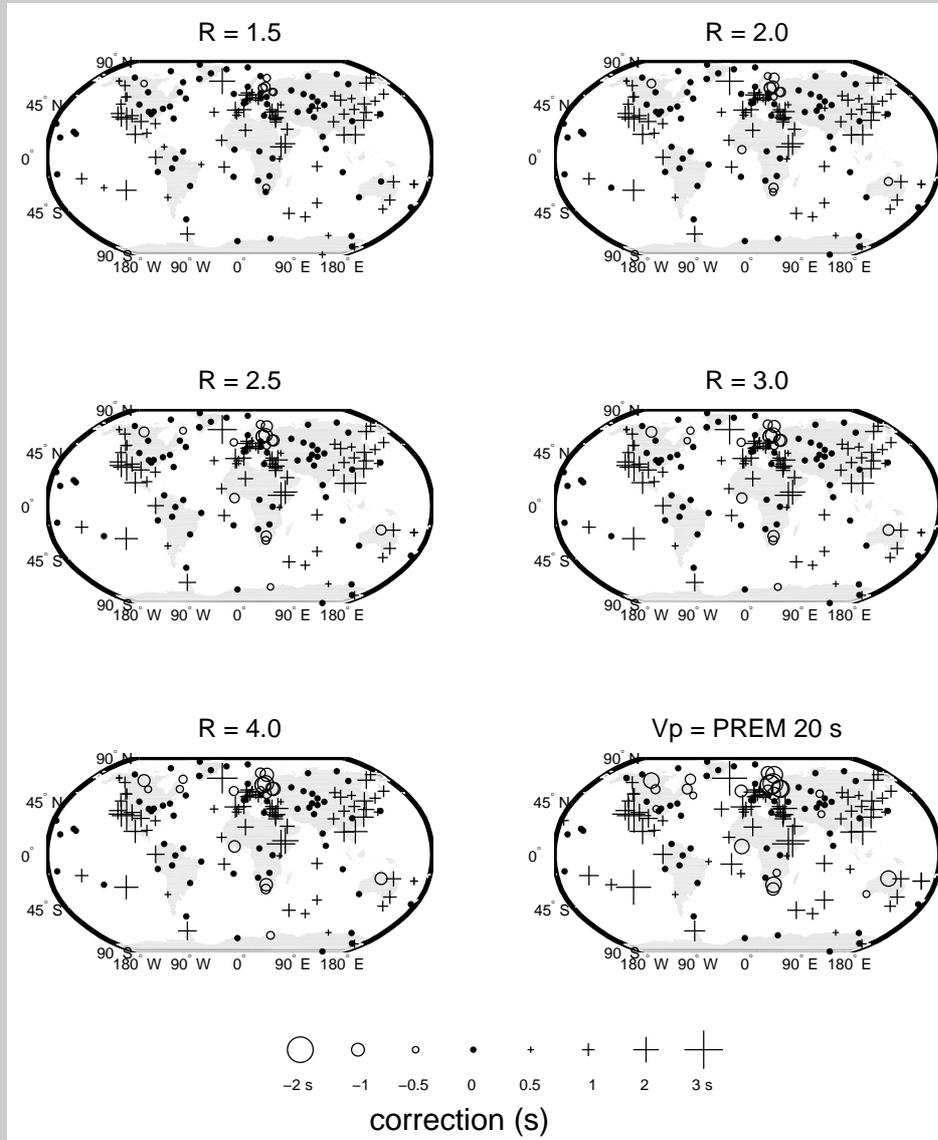


FIG. A.1E - Corrections pour les temps de trajets $T_{obs}(P410s - P)$. Pour chaque carte, la valeur de R utilisée est indiquée, excepté pour celle en bas à droite où la vitesse des ondes P est celle du modèle PREM à 20 s de période. L'équation A.9 est évaluée par tracé de rai pour une distance épacentrale de référence de 65° . Les écarts de temps de propagation sont représentés par rapport à $T_{ref}(p)$ dans IASP91 (Kennett et Engdahl, 1991). Les corrections positives (croix) indiquent un manteau plus lent que IASP91. Les corrections négatives (cercles) un manteau plus rapide.

Conversion temps-profondeur

A ce stade, nous sommes en mesure de corriger les temps de propagations observés T_{obs} des anomalies de vitesses δv_v^{est} , avec l'équation A.8 pour les ondes converties et l'équation A.7

pour les précurseurs de phases SS .

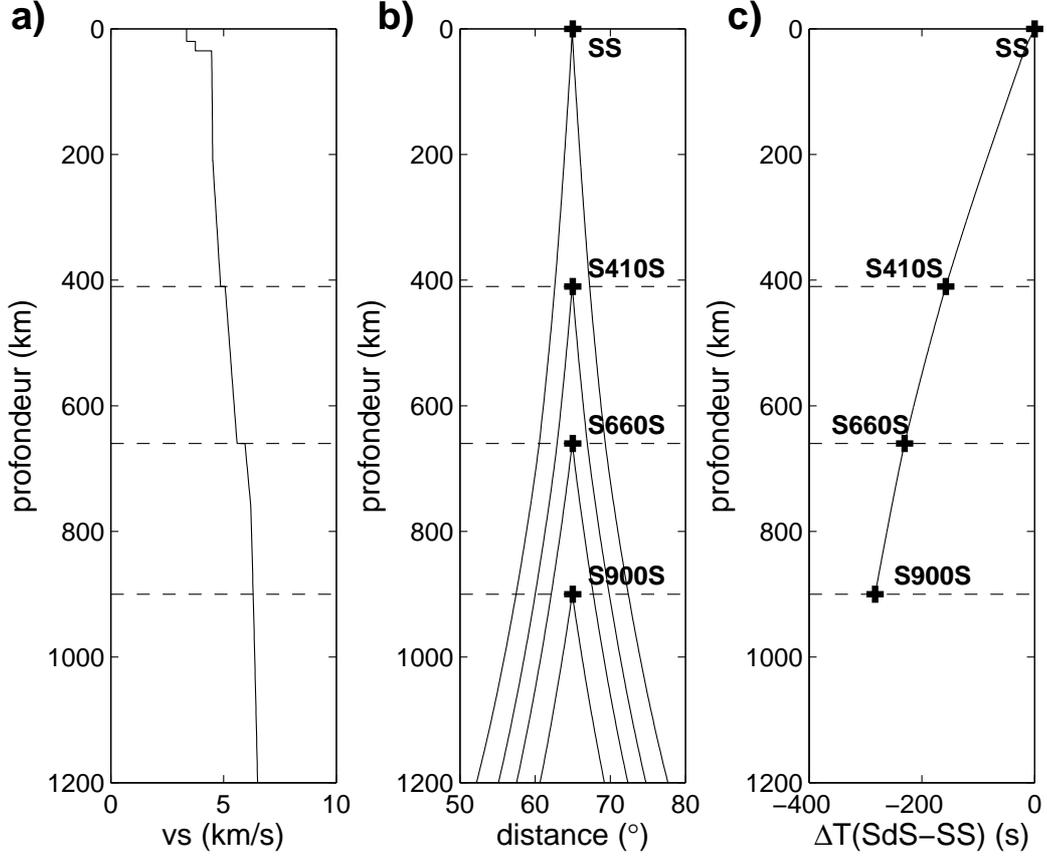


FIG. A.3: Relation entre les temps d'arrivées des précurseurs et la profondeur de réflexion. (a) Modèle de vitesse d'ondes S (IASP91). Les discontinuités réelles du modèle sont indiquées en traits tiretés pour les discontinuités à 410 et 660 km de profondeur ainsi que pour une discontinuité fictive placée à 900 km de profondeur. (b) Géométrie des rais aux points de réflexions en surface, aux interfaces réelles à 410 et 660 kilomètres de profondeur, et à l'interface fictive à 900 km de profondeur. Les croix marquent les points de réflexion. (c) Relation profondeur de réflexion d et temps de propagation $T_{ref}(d)$. Les croix donnent les couples temps-profondeur pour les rais représentés en (b). La ligne continue est le résultat de tracés de rais pour des précurseurs de SS réfléchis sur des interfaces fictives tous les kilomètres sur les 900 premiers kilomètres du manteau. Les temps sont ceux des phases précurseurs relativement à celui de l'onde SS .

Ce temps corrigé T_{corr} est le temps $T_{ref}(d^{est})$ de propagation dans le modèle de référence pour une phase convertie/réfléchi à une discontinuité quelconque (voire fictive¹) à une profondeur d^{est} (équation A.6). La conversion en profondeur consiste à construire la relation $T_{ref}(d)$ pour les conversions d'ondes P_s et les précurseurs de SS .

Le modèle de référence est discrétisé avec des interfaces fictives avec un pas de 1 km en profondeur sur les 900 premiers kilomètres du manteau. Nous imposons par tracé de rais des

¹Sans réelles discontinuités de vitesses.

réflexions/conversions de phases sismiques sur ces interfaces. Les figures A.3 et A.4 illustrent cette procédure pour les précurseurs de SS et les conversions Pds . Le modèle utilisé est IASP91 (figures A.3a et A.4a). Les discontinuités réelles dans ce modèle sont à 35, 410 et 660 kilomètres de profondeur. Le résultat des tracés de rais à travers le modèle est représenté au point de rebond des précurseurs de SS (figure A.3b) et sous la station pour les phases Pds (figure A.4b). Il est possible de calculer les trajets de conversions et de réflexions d'ondes sur des interfaces fictives du modèle. Dans cet exemple, nous avons placé une interface fictive à 900 km de profondeur. Elle donne une réflexion "fictive" notée $S900S$ et une conversion "fictive" $P900s$.

En évaluant les équations A.1 et A.2, nous construisons alors des tables donnant les temps d'arrivées des phases sismiques réfléchies/converties T_{ref} en fonction des profondeurs d de réflexion/conversion. Ces relations sont représentées sur les figures A.3c et A.4c. La profondeur observée d^{est} peut être ainsi estimée par interpolation linéaire de la relation $T_{ref}(d)$ au temps corrigé T_{corr} .

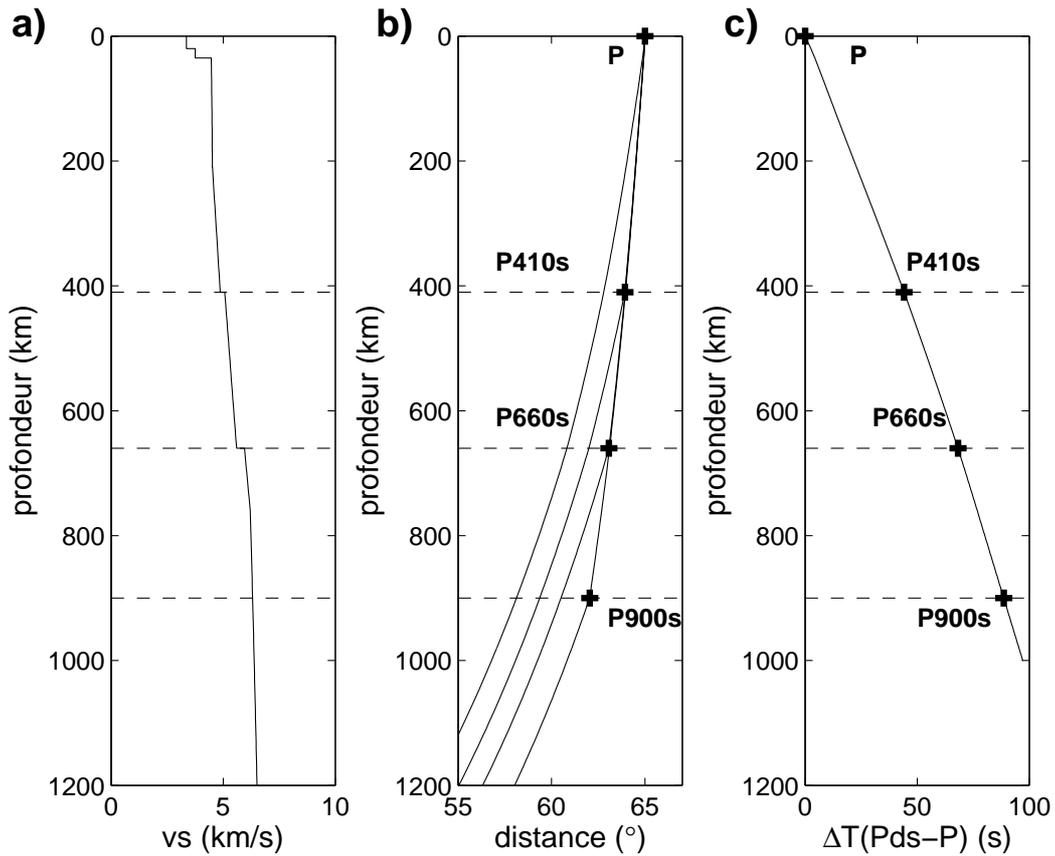


FIG. A.4: Relation entre les temps d'arrivées des ondes converties et la profondeur des interfaces de conversion. (a), (b) et (c), même légende que pour la figure A.3 mais pour des conversions d'ondes P en S aux discontinuités.

Les relations entre les profondeurs de conversion/réflexion et les temps de propagations ne sont pas linéaires sur l'ensemble du manteau. En revanche, à une profondeur donnée, une petite perturbation de la profondeur des discontinuités induit une perturbation quasi-linéaire du temps de propagation. On peut déduire des figures A.3c et A.4c quelques règles au premier ordre qui nous sont très utiles pour la suite. Dans le cas des ondes converties, une perturbation de la profondeur des discontinuités δz de 10 km se traduit par une perturbation de temps d'arrivées δt_r de l'ordre de 1 s :

$$\delta z \simeq 10 \cdot \delta t_r \quad (\text{A.12})$$

Pour les précurseurs de SS , une perturbation de la profondeur des discontinuités δz de 3 km se traduit par une perturbation de temps d'arrivées δt_r de l'ordre de 1 s :

$$\delta z \simeq 3 \cdot \delta t_r \quad (\text{A.13})$$

Encart A.2

REMARQUE : APPROXIMATION DU PARAMÈTRE DE RAI CONSTANT

Dziewonski et Gilbert (1976) expriment analytiquement les effets de petites perturbations δr du rayon des interfaces sur les temps d'arrivées δt_r pour des rais transmis ou réfléchis aux discontinuités. Pour des phases sismiques transmises (ou converties), ils montrent que :

$$\delta t_r = -\left(\frac{\delta r}{r}\right)\left[(\eta_+^2 - p^2)^{\frac{1}{2}} - (\eta_-^2 - p^2)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (\text{A.14})$$

$v(r)$ est la distribution radiale de vitesse des ondes, $\eta_{\pm}(r) = \frac{r}{v(r)}$ est calculé dans le modèle de vitesse de référence au-dessus (+) ou en-dessous (-) de l'interface et p est le paramètre de rai de la phase sismique considérée.

Les études de la structure de la zone de transition de Vinnik (1977) et Chevrot *et al.* (1999) à partir des ondes converties Ps utilisent le paramètre de rai de l'onde P comme approximation du paramètre de rai des ondes converties aux discontinuités (approximation du paramètre de rai constant). Cette approximation suppose que le front d'onde P possède le même angle d'incidence aux discontinuités, qu'il se transmette directement jusqu'à la station sismologique ou bien se convertisse en onde S. L'approximation est valable pour l'étude des interfaces intra-crustales et du Moho où les angles d'incidence des phases converties diffèrent peu de ceux de l'onde P (voir les paramètres de rais sur la figure A.2Ea). En revanche, les paramètres de rais des phases converties aux discontinuités de la zone de transition diffèrent sensiblement de ceux de l'onde P (figure A.2Ea). Le biais sur les temps de propagation des phases converties relativement à celui de l'onde P directe ($\Delta T(Pds - P)$) est présenté sur la figure A.2Eb. Il est d'autant plus important que la différence de paramètres de rai est importante aux courtes distances épacentrales. A 40° de distance épacentrale, l'approximation du paramètre de rai constant sous-estime les temps d'arrivées de la phase $P410s$ de 0.4 s et ceux de la phase $P660s$ de 1.2 s. L'approximation du paramètre de rai constant reste cependant valable pour l'étude de la croûte. Les erreurs sont en effet négligeables pour la phase convertie au Moho Pms .

Pour des phases réfléchies, Dziewonski et Gilbert (1976) montrent que :

$$\delta t_r = \mp 2 \cdot \left(\frac{\delta r}{r}\right)(\eta_{\pm}^2 - p^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.15})$$

Les signes (\mp , \pm) caractérisent des réflexions sur (prendre - et +) ou sous (prendre + et -) la discontinuité.

Encart A.2

SUITE...

Les expressions A.14 et A.15 sont en accord les relations A.12 et A.13 obtenues par tracés de rais. Pour une profondeur donnée, les perturbations des temps de propagation peuvent être exprimées linéairement en fonction de petites perturbations de la profondeur des discontinuités. Ces formulations sont moins coûteuses en temps de calcul que l'évaluation de $T_{ref}(d)$ par tracé de rais. Leurs analogues existent également pour l'estimation des perturbations de temps de trajets relativement à des petites perturbations des vitesses du modèle de référence (Dziewonski et Gilbert, 1976). Ces équations peuvent être ainsi facilement appliquées dans un problème inverse pour le calcul de la matrice des dérivées partielles des temps de propagation des phases converties/réfléchies relativement à la vitesse des ondes S et/ou à la profondeur des discontinuités. Les études de Gu *et al.* (2003) et Houser *et al.* (2008) procédant à une inversion jointe pour la vitesse des ondes et la topographie des discontinuités utilisent notamment ces formulations.

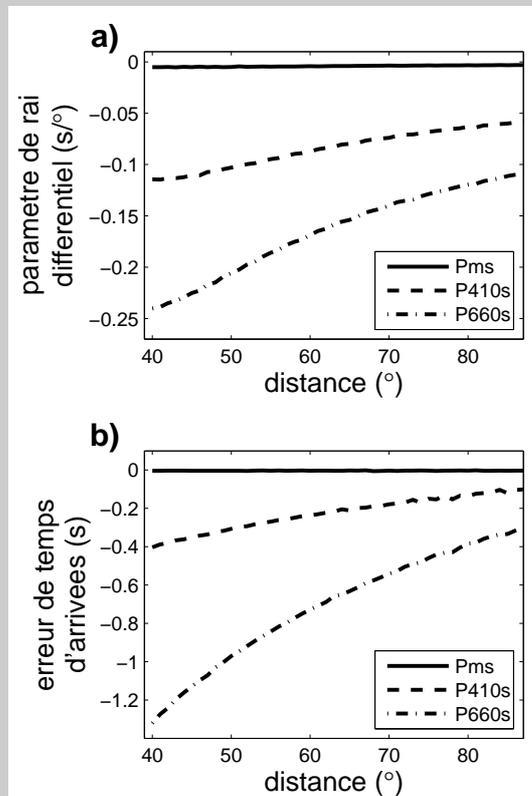


FIG. A.2E - Erreur sur le temps de propagation due à l'approximation du paramètre de rai constant. Les phases converties au Moho (*Pms*) sont marquées en trait plein. Les phases converties aux discontinuités de la zone de transition (*P410s* et *P660s*) sont marquées en traits tiretés. (a) Différence de paramètres de rais entre les ondes converties *Pds* et l'onde *P* directe. (b) Ecart des temps de propagation $\Delta T(Pds - P)$ calculés par approximation du paramètre de rai constant par rapport aux temps calculés sans approximation.

Dans cette annexe, nous introduisons le concept de résolution. Les images des discontinuités que nous obtenons à partir des conversions d'ondes et des précurseurs de *SS* dépendent beaucoup du contenu fréquentiel des données. A contenu fréquentiel identique, les deux types de données fournissent une résolution quasi-équivalente dans la direction verticale mais des résolutions tout à fait différentes dans les directions horizontales.

Résolution verticale

La résolution verticale correspond à l'épaisseur minimale d'une couche dont on peut séparer le toit et la base. Pour que cette séparation soit possible, il faut que les sauts de vitesse associés au toit et à la base de la couche produisent sur les sismogrammes des formes d'ondes bien séparées. La résolution verticale du modèle dépend donc du contenu fréquentiel du signal sismologique brut et est modulé par la gamme de périodes d'analyse des enregistrements.

La résolution verticale peut s'approximer par la distance $\delta z = \frac{\lambda}{2}$, où λ est la longueur d'onde du signal sismologique observé (*e.g.* Shearer, 2000). Pour des incidences verticales dans le manteau, cette longueur d'onde est $\lambda = V \cdot T_0$, avec T_0 la période dominante du signal et V la vitesse de propagation de la phase étudiée. Donnons l'exemple d'une phase convertie (*Pds*) ou réfléchie (*SdS*) à la discontinuité à 410-km de profondeur. A cette profondeur, la vitesse des ondes S est de l'ordre de 4.5 km/s. Pour une période dominante voisine de 10 s, ces phases peuvent donc détecter des interfaces séparées d'au minimum 20 km.

Les contraintes sur la résolution verticale proviennent du traitement des données : l'application des filtres dans la partie 1.2 et des techniques de déconvolution dans la partie 1.2.1 du chapitre 1.

Les techniques de déconvolution (partie 1.2.1 et **annexe C**) permettent d'extraire efficacement les formes d'ondes associées aux phases converties *Pds* sur les sismogrammes. La réponse impulsionnelle du milieu obtenue à partir de la technique de déconvolution itérative

dans le domaine temporel (Ligorria et Ammon, 1999) (**annexe C**) est alors décrite par la relation 1.3 : $r(t) = \sum_j r_j \cdot \delta(t - t_j)$. Cependant, le contenu fréquentiel fini des données est supposé produire un étalement dans le temps des impulsions observées sur $r(t)$. Nous modélisons cet étalement en convoluant à $r(t)$ une fonction gaussienne dont la largeur à mi-hauteur dépend de la fréquence dominante des données (**annexe C**).

$$g(t) = \exp^{-\frac{1}{2} \cdot \frac{t^2}{\alpha^2}}$$

α est l'écart type de la fonction gaussienne. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne s'écrit alors :

$$L = 2\alpha\sqrt{2 \ln 2}$$

La largeur de la fonction gaussienne dépend de la résolution que permettent les données. Le problème de la relation entre contenu fréquentiel des données et la résolution verticale peut donc être formulé de la manière suivante : sachant que la période dominante du signal analysé est T_0 , quelle largeur de gaussienne L faut-il choisir pour respecter une résolution verticale $\delta z = \frac{Vs \cdot T_0}{2}$?

A partir des relations A.12 et A.13 (**annexe A**) donnant les perturbations des temps de propagations δt_r en fonction des perturbations de la profondeur des interfaces δz , nous exprimons la largeur L à mi-hauteur de la gaussienne à convoluer à $r(t)$.

Pour les conversions d'ondes :

$$L \simeq \frac{1}{10} \cdot \delta z = \frac{Vs \cdot T_0}{20} \quad (\text{B.1})$$

Pour les précurseurs de SS :

$$L \simeq \frac{1}{3} \cdot \frac{Vs \cdot T_0}{2} = \frac{Vs \cdot T_0}{6}$$

où T_0 est la période dominante du signal. La relation B.1 pour des conversions d'ondes à environ 410 km de profondeur est représentée sur la figure B.1a. La largeur des impulsions sur $r(t)$ est d'autant plus importante que la période dominante du signal augmente. Concrètement, cela se traduit par un étalement des impulsions sur les sismogrammes (ou les fonctions récepteur) qui empêchent la détection des discontinuités lorsqu'elles sont trop proches l'une de l'autre.

Nous avons réalisé un test simple de résolution verticale de deux discontinuités de premier ordre pour une période dominante T_0 de 10 s. La réflectivité $r(t)$ est modélisée par deux fonctions de Diracs séparées par des distances de $\Delta z = 20, 25$ et 50 km (figure B.1). Pour une période de 10 s, nous choisissons donc une fonction gaussienne $g(t)$ de largeur $L = 2.25$ s (figure B.1a). Le résultat de la convolution de la gaussienne avec la réflectivité est présenté pour les trois valeurs de Δz sur les figures B.1b, B.1c et B.1d. Avec ce type de données, nous ne pouvons séparer des discontinuités que lorsqu'elles sont distantes d'au minimum 25 km (figures B.1c et B.1d).

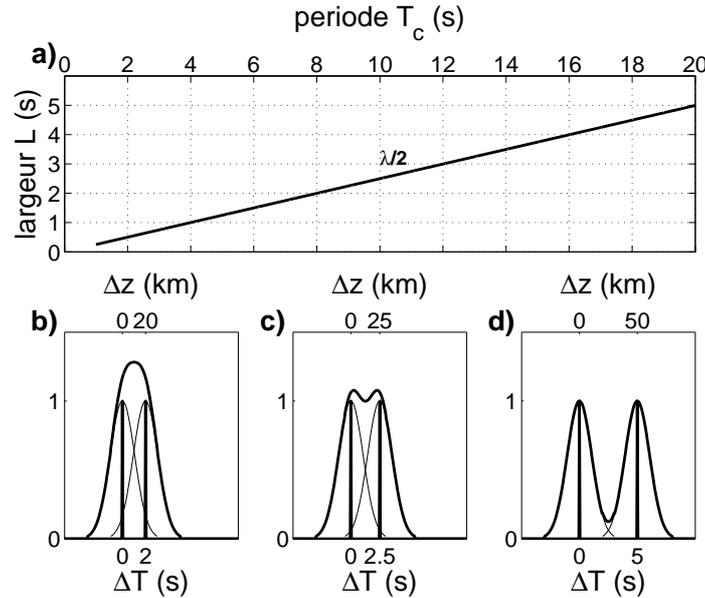


FIG. B.1: Résolution verticale. (a) Relation $L(T_0)$. (b), (c) et (d), tests de résolution verticale pour une période dominante $T_0 = 10$ s et des épaisseurs de couches Δz de 20 km, 25 km et 50 km. Les gaussiennes originelles sont en trait fin. Les fonctions de Diracs et le résultat de la convolution sont en traits épais.

Résolution latérale

La résolution latérale est la distance latérale minimale qui doit séparer deux objets distincts pour qu'on puisse les distinguer sur des enregistrements. Comme pour la résolution verticale, la résolution latérale est contrôlée par le contenu fréquentiel du signal sismologique. Pour des ondes possédant un contenu fréquentiel fini, on peut voir les formes d'ondes sismiques comme le signal résultant des interférences entre l'énergie véhiculée par tous les rais qui interfèrent de manière constructive à la station. L'ensemble des rais dont l'énergie arrive dans un intervalle de temps correspondant à une demi-période de l'onde à fréquence infinie forme un volume autour du rai géométrique appelé volume de Fresnel (Cerveny, 2001). L'intersection de ce volume avec une surface plane horizontale définit la première zone de Fresnel d'interface¹. Les demi-périodes successives correspondent à des zones de Fresnel d'ordre supérieur. Lorsque la période augmente, la fenêtre en temps sur laquelle l'énergie arrive de manière cohérente est plus longue, de telle sorte que les zones de Fresnel sont plus larges. La résolution latérale à une profondeur donnée est fonction de la largeur de la première zone de Fresnel dans le plan horizontal à la profondeur considérée.

A périodes identiques, les zones de Fresnel des Pds et des précurseurs de SS ont des propriétés et des dimensions très différentes. D'après le principe de Fermat, comparées aux rais adjacents inclus dans le volume de Fresnel, les phases sismiques se propageant le long du rai géométrique ont des temps de trajets soit minimum, soit maximum.

¹Traduit directement de l'anglais "interface Fresnel zone" (Cerveny, 2001)

La plupart des phases (P, S, etc..., et les phases Pds) sont des phases à temps de trajet minimum (figure B.2). Cela signifie que toutes les phases Pds dont les trajets sont contenus dans les zones de Fresnel mais différents du rai géométrique arrivent **après** la phase suivant le rai géométrique.

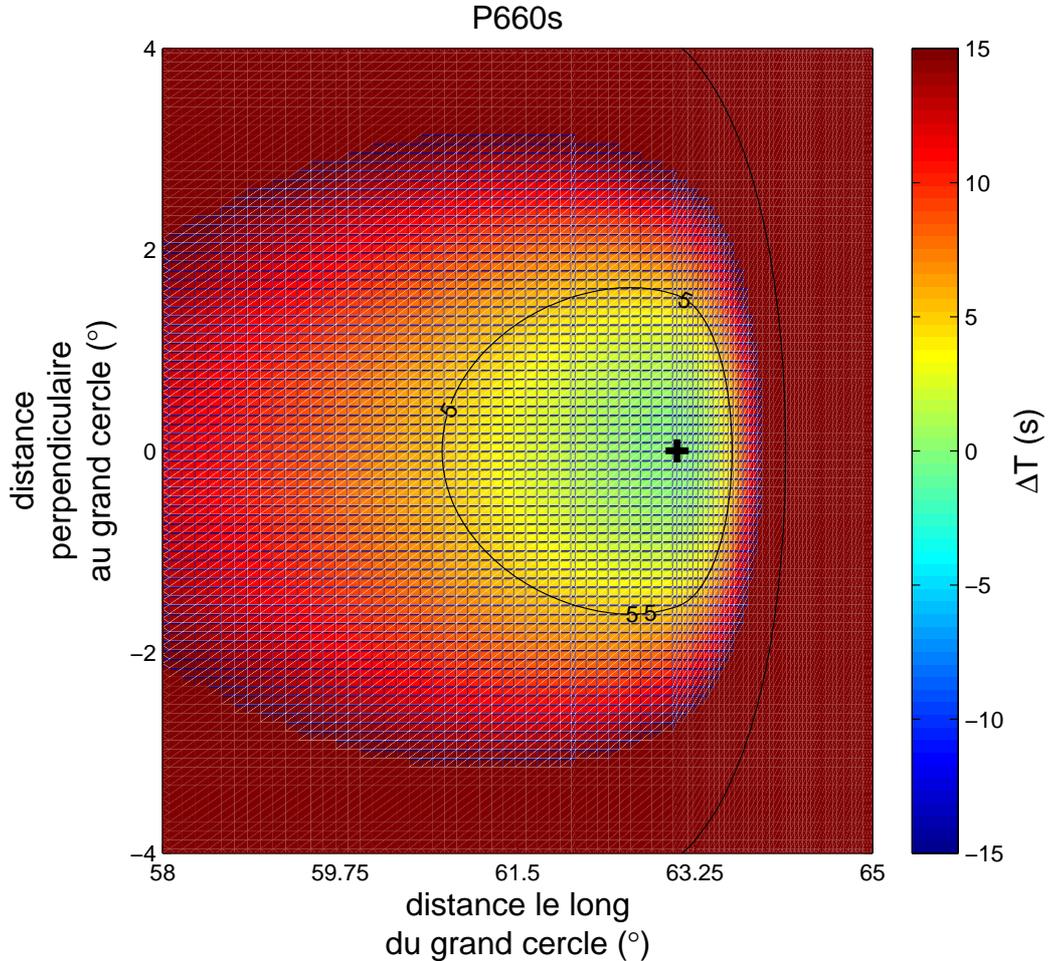


FIG. B.2: Zone de Fresnel pour la phase convertie $P660s$ à la discontinuité à 660-km de profondeur. Le point de conversion à la discontinuité donné par le principe de Fermat est marqué par une croix. Le fond de couleur donne les temps de détournement ΔT pour tous les points diffractants situés au voisinage du point de conversion donné par le principe de Fermat. En rouges sont les points diffractants donnant un temps de détournement positif (en retard). En bleus sont les points diffractants donnant un temps de détournement négatif (en avance). La phase $P660s$ est une phase à temps de trajet minimal donc il n'existe pas de points diffractants pour lesquels $\Delta T < 0$. Le contour à $+5$ s donne la première zone de Fresnel à 660 km de profondeur pour une onde de période $T_0 = 10$ s.

Les réflexions à la surface ou sur les discontinuités (e.g. les phases SS , $S410S$, $S660S$) sont des phases à temps de trajet maximum lorsqu'elles se propagent le long du grand cercle épicerentre-station. En effet, considérons les rais de phases SS compris dans le volume de Fresnel

et dont la localisation des points de rebond diffère d'une petite distance du point de rebond donné par la théorie des rais. Les phases SS qui se propagent le long du même azimut et

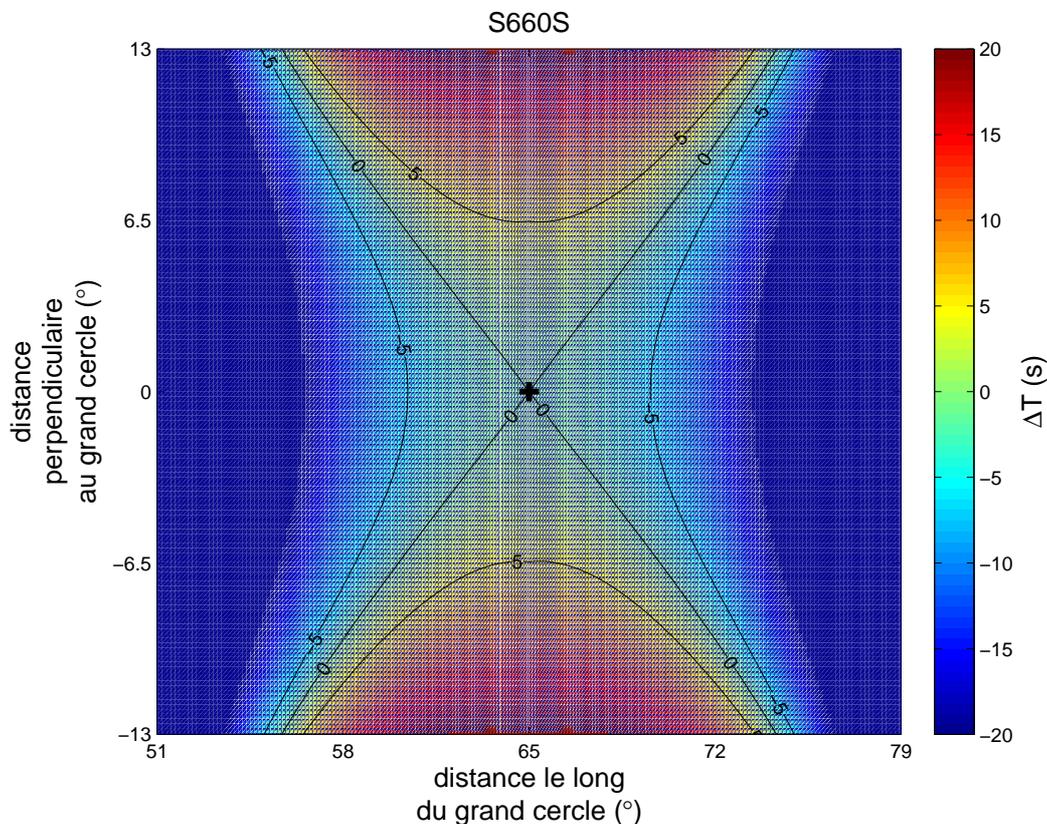


FIG. B.3: Zone de Fresnel pour la phase précurseur de SS réfléchi à la discontinuité à 660-km de profondeur. Le point de rebond à la discontinuité donné par le principe de Fermat est marqué par une croix. Le fond de couleur donne les temps de détour ΔT pour tous les points diffractants situés au voisinage du point de rebond donné par le principe de Fermat. En rouges sont les points diffractants donnant un temps de détour positif (en retard). En bleus sont les points diffractants donnant un temps de détour négatif (en avance). La phase $S660S$ est une phase à temps de trajet maximal ($\Delta T < 0$) selon le grand-cercle et minimal dans une direction perpendiculaire à celui-ci ($\Delta T > 0$). Le contour à ± 5 s donne la première zone de Fresnel à 660 km de profondeur pour une onde de période $T_0 = 10$ s.

qui se réfléchissent sur les discontinuités, légèrement plus près de la source ou du récepteur, arrivent en avance par rapport à la phase SS réfléchi à mi-chemin car leur trajet est plus court. La phase SS réfléchi à mi-chemin est donc une phase à temps de trajet maximum dans la direction du grand cercle épicycle-station. Les phases SS avec leurs points de rebond en dehors du grand cercle épicycle-station arrivent en revanche plus tardivement. La phase SS réfléchi à mi-chemin est donc une phase à temps de trajet minimum dans la direction perpendiculaire au grand cercle. La combinaison de ces temps de trajet minimum le long du grand cercle et maximum perpendiculairement au grand cercle fait que la réflexion d'onde sur la discontinuité échantillonne une région en forme de "X". Cette région est la zone de

Fresnel près du point de rebond. Nous la représentons en section à 660 km de profondeur pour une phase *S660S* enregistrée à une distance de 130° sur la figure B.3. Le contour à ± 5 s définit la première zone de Fresnel pour une onde de 10 s de période. Toutes les phases *S660S* réfléchies aux positions données par le contour à 0 s arrivent en même temps que la phase *S660S* se réfléchissant à mi-chemin entre la source et la station. Les bras du "X" s'étendent à des distances excédant 10° du point de rebond donné par le principe de Fermat.

Technique de déconvolution

La déconvolution consiste à inverser (au sens de la convolution) la relation 1.1 de la partie 1.2 :

$$s(t) = e(t) * i(t) * r(t)$$

où $*$ est le produit de convolution, $e(t) * i(t)$ est le terme “source”, $r(t)$ la réflectivité de la Terre et $s(t)$ est le sismogramme observé. Pour le calcul des fonctions récepteur (RF) $r(t)$, nous prenons la composante P comme approximation du signal “source” $e(t) * i(t)$. Le signal $s(t)$ est la composante SV (voir la partie 1.2.1).

La déconvolution peut être effectuée dans le domaine spectral (Langston, 1979) ou dans le domaine temporel (Ligorria et Ammon, 1999). Nous appliquons la déconvolution itérative dans le domaine temporel (Ligorria et Ammon, 1999) sur une sélection de sismogrammes obtenus à la station large-bande Obninsk (OBN), située en Russie occidentale.

Déconvolution itérative dans le domaine temporel

Cette méthode est clairement présentée dans la thèse de Vergne (2002). A quelques modifications près, nous suivons la même approche.

La fonction récepteur est construite en plusieurs étapes. A chaque étape, on essaye d’expliquer au mieux le signal observé sur la composante SV. Pour cela, on utilise la fonction d’intercorrélation entre les composantes P et SV, qui est une mesure de la ressemblance entre ces deux traces. Lors de la première itération, nous calculons l’intercorrélogramme entre la composante P et la composante SV. Le maximum de l’intercorrélogramme donne la position en temps (t_1) où ces deux traces sont les plus similaires. À la première itération, ce maximum de l’intercorrélogramme est souvent atteint pour la phase convertie au Moho. Celle-ci est en

effet la plus énergétique sur la composante SV. Un premier dirac est ajouté au temps (t_1) sur la fonction récepteur. L'amplitude du dirac (r_1) est l'amplitude du maximum de l'intercorréllogramme normalisé par le maximum de l'autocorrélation de la composante P (Vergne, 2002). Cette amplitude est donc relative à l'amplitude de l'onde P. Une composante SV résiduelle est ensuite fabriquée en soustrayant à la composante SV observée la composante P décalée en temps de t_1 et modulée en amplitude par r_1 . C'est cette nouvelle composante SV résiduelle qui remplacera dans l'itération suivante la composante SV observée. En notant $P^{obs}(t)$ et $S^{obs}(t)$ les signaux observés sur les composantes P et SV respectivement et en posant $S_{i=1}(t) = S^{obs}(t)$, chaque itération i ($i \geq 1$) se décompose en 6 étapes :

1. Calcul de l'intercorréllogramme entre $P^{obs}(t)$ et $S_i(t)$. L'intercorréllogramme obtenu est normalisé par le maximum de l'autocorrélation de $P^{obs}(t)$.
2. Recherche de la position en temps (t_i) et de l'amplitude de l'extremum de l'intercorréllogramme.
3. Ajout d'un dirac d'amplitude normalisée r_i au temps t_i sur la fonction récepteur. La fonction récepteur s'écrit à l'étape i : $R_i(t) = \sum_{j=1}^i r_j \cdot \delta(t - t_j)$
4. Convolution de la série de fonctions de Dirac $R_i(t)$ avec la fonction "source" $P^{obs}(t)$.
5. Calcul de la composante SV résiduelle : $S_{i+1}(t) = SV^{obs}(t) - P^{obs}(t) * R_i(t)$
6. Retour à l'étape n°1 en utilisant la composante SV résiduelle $S_{i+1}(t)$.

La fonction récepteur finale est donc constituée de la somme des fonctions de Dirac obtenues à chaque itération.

$$R(t) = \sum_{j=1}^N r_j \cdot \delta(t - t_j) \quad (C.1)$$

Pour simuler le contenu fréquentiel des données, nous reconvoluons la série de Dirac $R(t)$ avec une fonction gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est choisie en fonction de la résolution verticale (voir en annexe B).

Les paramètres qui sont soumis à l'appréciation de l'utilisateur sont la longueur et le temps origine du signal source $P^{obs}(t)$, et le nombre d'itérations nécessaires pour expliquer le signal sur la composante SV. Nous avons pu vérifier que faire varier le temps origine et la longueur du signal $P^{obs}(t)$ influe très peu sur le résultat de la déconvolution itérative, pourvu que l'on inclue la totalité de la forme d'onde P dans ce signal. Nous prenons en pratique le signal débutant 10 s avant et se terminant 80 s après l'arrivée théorique de l'onde P.

Nous appliquons la méthode de déconvolution itérative dans le domaine temporel à 34 enregistrements à la station OBN (figure C.1). Les enregistrements ont été pré-filtrés entre 10 et 25 s de période. Nous montrons le résultat de la déconvolution à l'issue des itérations n°10, 50, 100 et 500. La réflectivité associée aux discontinuités de la zone de transition apparaît dès les premières itérations. Le point d'inflexion du résidu rms $SV^{obs}(t) - P^{obs}(t) * R_i(t)$ (figure C.2) a lieu avant 50 itérations. La majorité du signal sur les composantes SV est donc déjà modélisé au bout de 50 itérations.

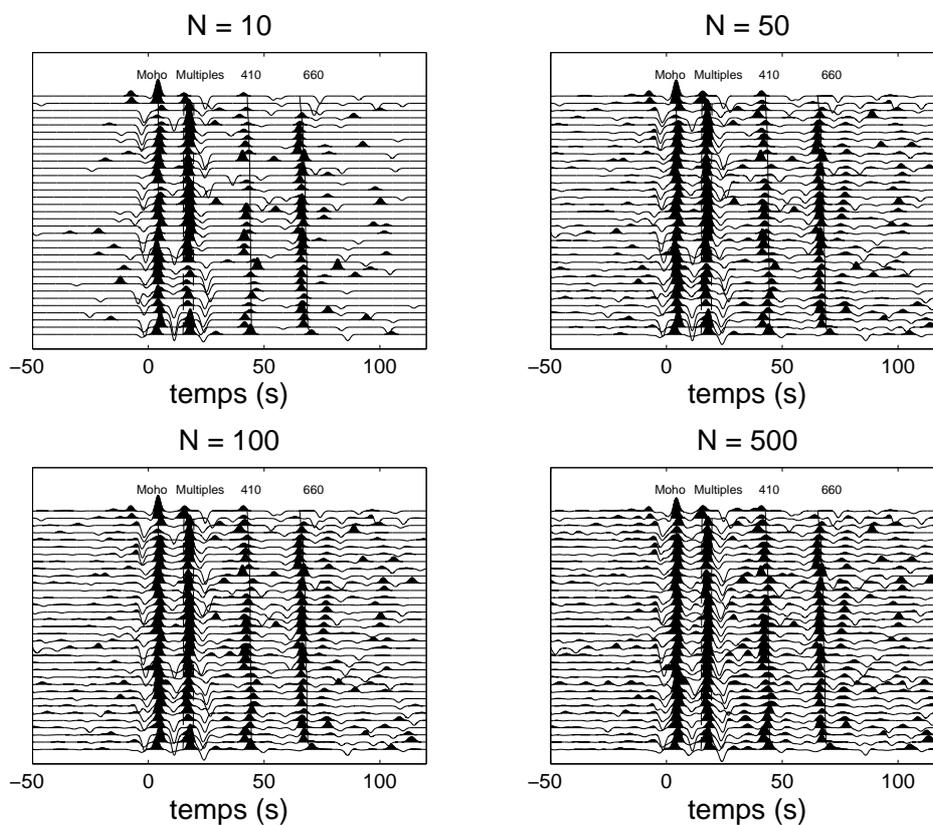


FIG. C.1: Application de la procédure de déconvolution itérative aux 34 enregistrements à la station OBN. Les sismogrammes sont pré-filtrés entre 10 et 25 s. Nous montrons les résultats de la déconvolution à l'issue de 30, 50, 100 et 500 itérations. Les phases sismiques converties et multiples sont indiquées.

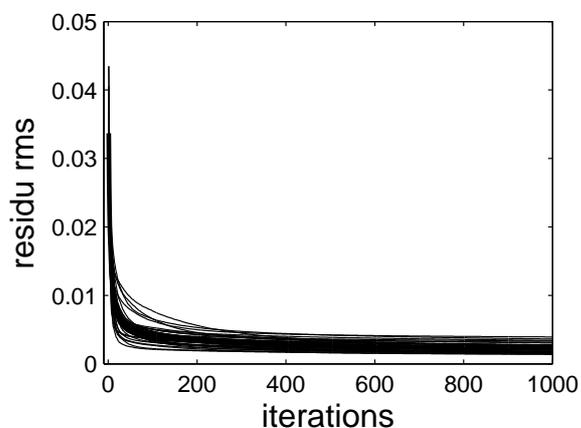


FIG. C.2: Evolution des résidus au sens des moindres carrés Δ_i lors de la modélisation des 34 composantes S_v de la figure C.1.

Pour la construction de notre base de données de fonctions récepteur, nous avons fixé l'arrêt de la déconvolution itérative à $N = 50$ itérations. Limiter le nombre d'itérations permet de diminuer le temps calcul. Lorsque le nombre de fonctions de Dirac sur les RFs est insuffisant nous observons souvent la présence de quelques pics de fortes amplitudes au milieu d'un signal relativement "plat". Les fonctions récepteur sur la figure C.1 pour $N = 10$ ont par exemple cette caractéristique. L'effet de "sous-échantillonnage" disparaît presque complètement lorsque nous augmentons le nombre d'itérations. Cet effet peut persister lorsque la structure est compliquée, par exemple dans la croûte. La quatrième fonction récepteur à partir du haut sur la figure C.1 présente pour $N = 10$ ou $N = 50$ une forte amplitude négative juste après le Moho typique du sous-échantillonnage. Cette amplitude négative est largement réduite à la 500^{ième} itération. La structure crustale est plus complexe que la structure du manteau profond, et même à longue période, il est souvent nécessaire d'introduire un grand nombre de diracs pour décrire toute cette complexité. Nous nous intéressons à la structure du manteau profond et pour cette raison nous n'avons pas jugé nécessaire d'augmenter le nombre des itérations. Cela nous a permis de reconstruire à plusieurs reprises et en un temps raisonnable l'ensemble de notre base de données.

Augmenter le nombre d'itération serait dans l'avenir envisageable, en particulier si nous désirons étudier à plus courte période la structure fine des discontinuités du manteau.

Triangulation de la surface d'un icosaèdre

Dans la partie 1.2.3 de cette thèse, nous discutons la manière de regrouper nos données de précurseurs de SS pour former des images à grande échelle de la topographie des discontinuités de la zone de transition. Les données sont regroupées dans des cellules circulaires. Le problème est de définir une répartition de cellules circulaires la plus homogène possible à la surface de la Terre. Nous construisons donc un maillage régulier de la surface de la Terre avec des noeuds équidistants de leurs plus proches voisins. Cette construction est possible à partir de la triangulation de la surface d'un icosaèdre dont nous exposons le principe ci-dessous.

L'icosaèdre (figure D.1) fait partie des cinq polyèdres platoniques. Ces polyèdres ont des propriétés intéressantes. Leurs sommets appartiennent tous à une sphère circonscrite au polyèdre. Ces sommets sont alors équidistants de leurs plus proches voisins sur la sphère. Parmi les cinq polyèdres, l'icosaèdre est celui qui approxime le mieux la sphère. Il possède 12

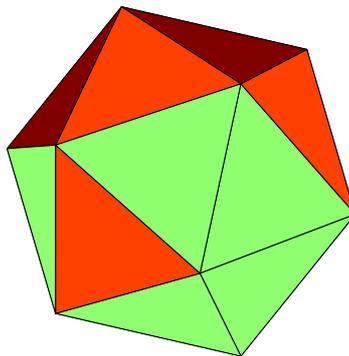


FIG. D.1: *Etape initiale de la création d'un maillage de la surface d'une sphère, l'icosaèdre.*

sommets et 20 faces. Les sommets sont donnés en coordonnées cartésiennes par $(\pm 1, 0, \pm t)$, $(0, \pm t, \pm 1)$ et $(\pm t, \pm 1, 0)$ où $t = \frac{\sqrt{5}-1}{2}$ est le nombre d'or. A partir de la triangulation de la

surface d'un icosaèdre, il est possible de répartir uniformément des points à la surface d'une sphère, de sorte que ceux-ci soit approximativement équidistants de leur plus proches voisins. Si on veut inclure un plus grand nombre de points uniformément répartis à la surface de la sphère, on doit procéder à des approximations en suivant une approche provenant de la géométrie plane.

La méthodologie de Wang et Dahlen (1995) consiste à découper les triangles sphériques délimités par les 3 sommets de chacune des faces en partitions délimitées par n -découpages des grands cercles formant les côtés du triangle. n représente alors le nombre de points introduits entre chaque sommet des faces de l'icosaèdre. Cette approche permet d'obtenir une série de décompositions sur la sphère définissant différents maillages. Les paramètres de ces maillages sont le nombre de faces du polyèdre calculé (F), le nombre de noeuds calculés (N). On peut estimer une longueur moyenne du côté des triangles du maillage (L) et un degré moyen équivalent dans la décomposition sur la base des fonctions harmoniques sphériques (l). Quelques valeurs de ces paramètres sont données dans la table D.1 (Wang et Dahlen, 1995).

n	F	N	L	l
0	20	12	63.4°	3
1	80	42	34.7°	6
2	180	92	21.1°	9
3	320	162	15.8°	11
4	500	252	12.7°	14
5	720	362	10.6°	17
6	980	492	9.0°	20
7	1280	642	7.9°	23
8	1620	812	7.0°	26
9	2000	1002	6.3°	29

TAB. D.1: Valeurs des paramètres décrivant les différents maillages (Wang et Dahlen, 1995). F est le nombre de faces du polyèdre calculé, N est le nombre de noeuds, L est la longueur moyenne du côté des triangles sphériques, et l le degré moyen équivalent pour une décomposition sur la base des harmoniques sphériques.

Une autre méthodologie proposée par Faletic (1997) décompose chaque face triangulaire du polyèdre en triangles équilatéraux dont les sommets sont les points milieux des arêtes du polyèdre. Il est ensuite possible d'ajouter des sommets comme noeuds du maillage en les projetant sur la sphère. Cette méthode permet de calculer facilement et rapidement les coordonnées des points. Elle ne permet cependant que d'accéder aux partitions $n = 1, 3, 7, 15...$ de l'icosaèdre (figure D.2).

Les cellules circulaires à la surface du globe peuvent être définies à partir des barycentres des triangles équilatéraux calculés par triangulation, de façon à minimiser leur recouvrement. Dans ce cas, les paramètres $n = 2$, $F = 180$ et $N = 92$ seraient suffisant pour fournir des cellules d'approximativement 10° de rayon (voir table D.1). Nous prenons plutôt chaque noeud du maillage comme centre des cellules circulaires afin d'obtenir un recouvrement des cellules quasi-uniforme à la surface de la terre. Dans ce cas, le maillage avec $n = 5$ est le plus adapté et il faut donc utiliser la méthode de Wang et Dahlen (1995). Nous le représentons

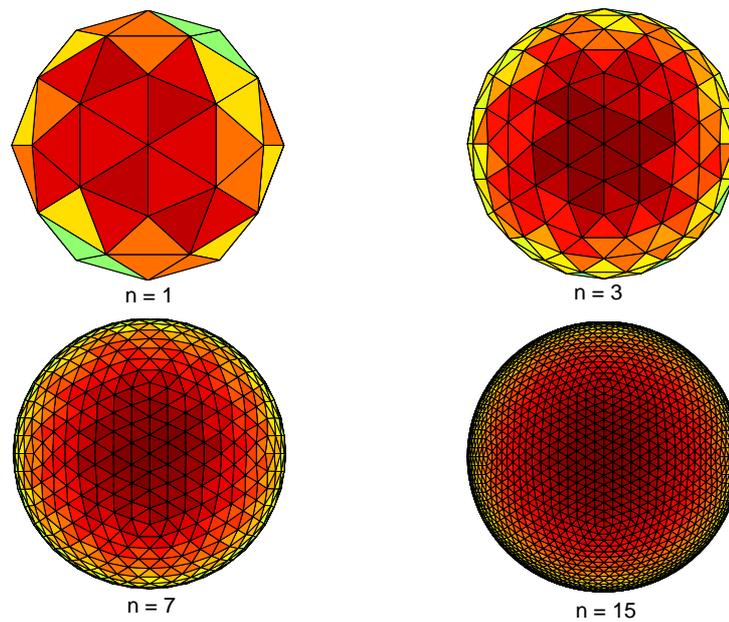


FIG. D.2: Maillages d'une sphère calculés à partir de la méthodologie de Faletic (1997) pour des partitions $n = 1$, $n = 3$, $n = 7$ et $n = 15$.

sur la Terre sphérique sur la figure D.3a et en projection sur la figure D.3b. Quelques cellules circulaires centrées sur des noeuds du maillage sont également représentées.

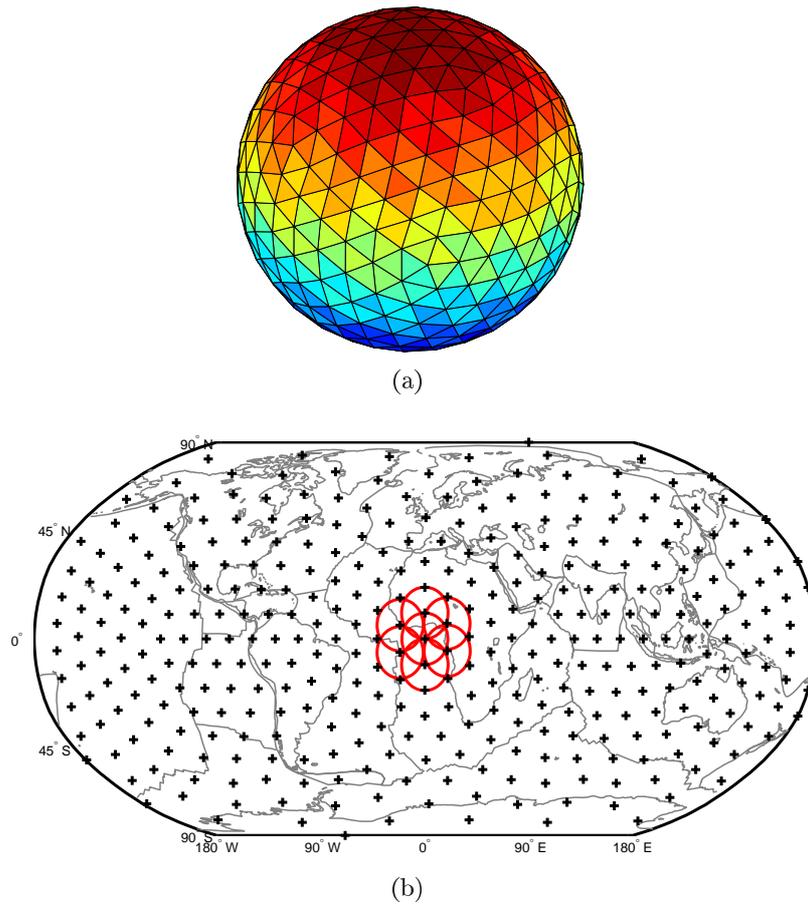


FIG. D.3: Maillage utilisé pour le regroupement des données de précurseurs de SS. (a) Dé-coupage de la sphère à partir de triangulations de la surface d'un icosaèdre ($n = 5$, Wang et Dahlen, 1995). (b) Projection géographique des noeuds sur la sphère (croix). Des cellules circulaires centrées sur quelques uns de ces noeuds sont représentées en rouge.

ANNEXE E

Table des observations de SdS

TAB. E.1: Observations des temps de trajet des phases SdS aux 362 cellules de notre étude.

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
1	0.00	121.70	85	154.3 ± 1.6	229.3 ± 1.4	75.0 ± 2.1
2	6.20	130.30	85	153.8 ± 1.5	230.0 ± 1.1	76.2 ± 1.9
3	-6.20	130.30	69	153.4 ± 0.8	227.3 ± 1.1	73.9 ± 1.4
4	12.20	139.10	99	154.9 ± 1.5	232.2 ± 1.2	77.3 ± 1.9
5	0.00	139.10	79	155.8 ± 1.0	228.0 ± 1.1	72.2 ± 1.5
6	-12.20	139.10	60	153.7 ± 1.5	230.2 ± 1.5	76.5 ± 2.1
7	18.00	148.30	99	155.0 ± 1.8	229.3 ± 1.1	74.3 ± 2.1
8	6.00	148.30	78	154.9 ± 1.9	228.8 ± 1.6	73.9 ± 2.5
9	-6.00	148.30	92	154.5 ± 1.6	229.3 ± 1.3	74.8 ± 2.1
10	-18.00	148.30	108	157.8 ± 1.3	232.4 ± 0.8	74.6 ± 1.5
11	23.30	158.10	85	156.5 ± 1.6	224.1 ± 1.2	67.6 ± 2.0
12	11.60	158.10	70	155.0 ± 0.7	230.2 ± 2.3	75.2 ± 2.4
13	0.00	158.10	72	154.7 ± 1.3	226.7 ± 1.2	72.0 ± 1.8
14	-11.60	158.10	140	156.2 ± 1.4	229.9 ± 2.5	73.7 ± 2.9
15	-23.30	158.10	88	158.0 ± 1.6	234.1 ± 1.1	76.1 ± 1.9
16	27.90	168.60	311	155.0 ± 0.5	226.3 ± 1.1	71.3 ± 1.2
17	16.80	168.60	78	151.8 ± 1.1	223.5 ± 1.9	71.7 ± 2.2
18	5.60	168.60	63	152.2 ± 5.9	226.8 ± 2.7	74.6 ± 6.5
19	-5.60	168.60	123	158.7 ± 3.1	227.7 ± 1.3	69.0 ± 3.4
20	-16.80	168.60	131	156.6 ± 2.6	229.4 ± 3.2	72.8 ± 4.1
21	-27.90	168.60	37	160.0 ± 3.0	234.9 ± 2.7	74.9 ± 4.0
22	31.70	180.00	626	155.3 ± 0.6	227.4 ± 0.5	72.1 ± 0.8
23	21.10	180.00	232	155.3 ± 1.2	227.1 ± 0.9	71.8 ± 1.5
24	10.60	180.00	100	154.2 ± 1.0	223.5 ± 1.2	69.3 ± 1.6
25	0.00	180.00	124	155.2 ± 1.2	227.2 ± 1.1	72.0 ± 1.6
26	-10.60	180.00	148	159.6 ± 2.0	228.5 ± 2.2	68.9 ± 3.0
27	-21.10	180.00	114	157.1 ± 2.8	233.1 ± 7.0	76.0 ± 7.5
28	-31.70	180.00	68	159.6 ± 5.9	228.6 ± 7.0	69.0 ± 9.2
29	40.00	171.90	798	154.8 ± 0.6	227.3 ± 0.5	72.5 ± 0.8
30	40.00	-171.90	904	155.2 ± 0.4	228.3 ± 0.5	73.1 ± 0.6
31	47.60	161.70	864	156.0 ± 0.5	227.8 ± 0.7	71.8 ± 0.9
32	49.10	180.00	962	155.4 ± 0.5	228.1 ± 0.3	72.7 ± 0.6
33	47.60	-161.70	547	156.6 ± 0.5	229.0 ± 0.6	72.4 ± 0.8
34	54.00	148.30	779	158.6 ± 0.7	231.8 ± 1.6	73.2 ± 1.7
35	57.80	168.70	830	157.9 ± 0.5	230.0 ± 0.5	72.1 ± 0.7
36	57.80	-168.70	550	157.2 ± 0.5	229.4 ± 0.5	72.2 ± 0.7
37	54.00	-148.30	242	159.2 ± 0.7	230.1 ± 0.8	70.9 ± 1.1
38	58.40	130.90	575	157.4 ± 2.6	232.3 ± 1.2	74.9 ± 2.9
39	65.30	151.10	540	159.0 ± 1.9	232.2 ± 1.5	73.2 ± 2.4
40	68.10	180.00	354	159.1 ± 1.2	231.1 ± 0.6	72.0 ± 1.3
41	65.30	-151.10	204	159.5 ± 1.8	231.8 ± 0.7	72.3 ± 1.9
42	58.40	-130.90	231	159.1 ± 1.3	229.4 ± 0.9	70.3 ± 1.6
43	60.00	110.40	214	158.5 ± 1.8	231.4 ± 1.3	72.9 ± 2.2
44	69.80	123.30	249	155.7 ± 1.0	229.5 ± 0.9	73.8 ± 1.3
45	77.30	153.60	189	155.2 ± 2.1	231.9 ± 1.8	76.7 ± 2.8
46	77.30	-153.60	173	158.0 ± 1.0	229.7 ± 1.5	71.7 ± 1.8
47	69.80	-123.30	192	157.4 ± 0.7	229.1 ± 0.6	71.7 ± 0.9
48	60.00	-110.40	193	156.5 ± 0.6	227.2 ± 1.0	70.7 ± 1.2
49	58.30	90.00	142	160.6 ± 3.5	229.2 ± 1.9	68.6 ± 4.0
50	68.90	90.00	217	157.5 ± 0.7	228.4 ± 0.6	70.9 ± 0.9

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
51	79.40	90.00	154	156.4 ± 1.1	228.5 ± 0.8	72.1 ± 1.4
52	90.00	90.00	96	159.1 ± 1.7	227.2 ± 1.9	68.1 ± 2.5
53	79.40	-90.00	129	159.0 ± 1.1	226.6 ± 0.7	67.6 ± 1.3
54	68.90	-90.00	135	154.4 ± 1.1	225.5 ± 1.3	71.1 ± 1.7
55	58.30	-90.00	101	152.6 ± 0.7	225.1 ± 1.4	72.5 ± 1.6
56	49.30	99.50	488	159.6 ± 1.5	230.6 ± 1.5	71.0 ± 2.1
57	49.80	116.10	668	159.6 ± 1.2	232.5 ± 1.6	72.9 ± 2.0
58	39.80	106.00	654	158.6 ± 1.5	232.4 ± 1.5	73.8 ± 2.1
59	47.40	132.30	613	159.5 ± 1.6	233.3 ± 1.1	73.8 ± 1.9
60	39.20	120.30	524	157.3 ± 1.5	233.8 ± 0.9	76.5 ± 1.7
61	30.00	110.90	350	161.4 ± 0.9	230.4 ± 2.8	69.0 ± 2.9
62	42.70	146.70	594	155.2 ± 0.8	226.0 ± 1.1	70.8 ± 1.4
63	36.10	134.20	366	155.9 ± 1.7	229.3 ± 1.1	73.4 ± 2.0
64	28.40	123.80	279	160.4 ± 3.5	230.4 ± 1.5	70.0 ± 3.8
65	20.10	114.90	296	161.9 ± 2.6	231.0 ± 0.8	69.1 ± 2.7
66	36.00	158.70	449	153.9 ± 0.5	224.4 ± 0.9	70.5 ± 1.0
67	30.60	146.90	217	153.6 ± 0.8	225.4 ± 0.7	71.8 ± 1.1
68	24.30	136.50	215	155.5 ± 0.9	229.7 ± 0.9	74.2 ± 1.3
69	17.40	127.10	203	155.3 ± 0.5	230.1 ± 1.0	74.8 ± 1.1
70	10.00	118.40	176	156.9 ± 1.1	230.5 ± 0.5	73.6 ± 1.2
71	-58.30	-90.00	70	157.8 ± 0.8	229.3 ± 0.9	71.5 ± 1.2
72	-49.30	-80.50	69	156.8 ± 1.1	231.5 ± 0.7	74.7 ± 1.3
73	-60.00	-69.60	57	157.5 ± 1.0	230.2 ± 0.8	72.7 ± 1.3
74	-39.80	-74.00	32	156.7 ± 1.8	229.2 ± 5.1	72.5 ± 5.4
75	-49.80	-63.90	34	152.1 ± 1.6	230.1 ± 0.8	78.0 ± 1.8
76	-58.40	-49.10	75	154.7 ± 1.1	230.3 ± 1.6	75.6 ± 1.9
77	-30.00	-69.10	6	-	-	-
78	-39.20	-59.70	16	-	-	-
79	-47.40	-47.70	57	151.7 ± 1.7	227.0 ± 1.5	75.3 ± 2.3
80	-54.00	-31.70	56	152.7 ± 1.9	229.5 ± 3.1	76.8 ± 3.6
81	-20.10	-65.10	79	163.2 ± 1.3	229.5 ± 4.1	66.3 ± 4.3
82	-28.40	-56.20	47	156.7 ± 2.4	228.7 ± 1.5	72.0 ± 2.8
83	-36.10	-45.80	28	153.5 ± 2.8	225.5 ± 1.9	72.0 ± 3.4
84	-42.70	-33.30	46	152.6 ± 2.4	223.7 ± 2.7	71.1 ± 3.6
85	-47.60	-18.30	50	157.4 ± 2.5	227.7 ± 1.3	70.3 ± 2.8
86	-10.00	-61.60	185	158.0 ± 1.1	230.1 ± 1.0	72.1 ± 1.5
87	-17.40	-52.90	255	157.4 ± 1.6	227.9 ± 0.5	70.5 ± 1.7
88	-24.30	-43.50	128	157.0 ± 0.6	227.6 ± 0.5	70.6 ± 0.8
89	-30.60	-33.10	56	153.5 ± 1.0	225.2 ± 0.8	71.7 ± 1.3
90	-36.00	-21.30	82	156.1 ± 1.4	227.3 ± 1.3	71.2 ± 1.9
91	-40.00	-8.10	80	155.8 ± 0.9	228.5 ± 1.1	72.7 ± 1.4
92	0.00	-58.30	146	157.3 ± 3.0	230.4 ± 0.9	73.1 ± 3.1
93	-6.20	-49.70	313	156.9 ± 0.8	228.2 ± 0.6	71.3 ± 1.0
94	-12.20	-40.90	295	156.5 ± 0.6	227.6 ± 0.5	71.1 ± 0.8
95	-18.00	-31.70	123	154.3 ± 0.8	225.3 ± 0.6	71.0 ± 1.0
96	-23.30	-21.90	67	153.7 ± 3.7	224.4 ± 1.2	70.7 ± 3.9
97	-27.90	-11.40	84	158.6 ± 2.0	228.0 ± 2.1	69.4 ± 2.9
98	-31.70	0.00	92	157.8 ± 1.6	229.2 ± 3.0	71.4 ± 3.4
99	-58.30	90.00	95	154.0 ± 2.6	225.6 ± 2.9	71.6 ± 3.9
100	-49.30	99.50	126	158.6 ± 2.0	231.9 ± 2.1	73.3 ± 2.9

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
101	-60.00	110.40	97	153.7 ± 1.3	225.8 ± 3.4	72.1 ± 3.6
102	-39.80	106.00	133	158.1 ± 2.5	229.1 ± 1.5	71.0 ± 2.9
103	-49.80	116.10	73	155.5 ± 1.2	230.7 ± 1.8	75.2 ± 2.2
104	-58.40	130.90	96	155.6 ± 1.2	224.9 ± 1.6	69.3 ± 2.0
105	-30.00	110.90	98	153.5 ± 1.3	225.0 ± 1.3	71.5 ± 1.8
106	-39.20	120.30	65	155.6 ± 2.0	227.2 ± 3.9	71.6 ± 4.4
107	-47.40	132.30	55	154.8 ± 0.6	226.1 ± 2.2	71.3 ± 2.3
108	-54.00	148.30	64	157.3 ± 2.7	227.1 ± 2.7	69.8 ± 3.8
109	-20.10	114.90	35	152.0 ± 4.7	224.7 ± 1.6	72.7 ± 5.0
110	-28.40	123.80	41	154.7 ± 1.4	224.8 ± 3.8	70.1 ± 4.0
111	-36.10	134.20	39	151.7 ± 6.6	226.3 ± 4.0	74.6 ± 7.7
112	-42.70	146.70	47	156.6 ± 7.5	229.3 ± 1.7	72.7 ± 7.7
113	-47.60	161.70	66	161.1 ± 2.0	232.0 ± 1.8	70.9 ± 2.7
114	-10.00	118.40	56	156.4 ± 2.7	224.6 ± 4.8	68.2 ± 5.5
115	-17.40	127.10	20	-	-	-
116	-24.30	136.50	47	158.4 ± 2.1	227.9 ± 2.8	69.5 ± 3.5
117	-30.60	146.90	60	158.0 ± 2.3	231.8 ± 1.4	73.8 ± 2.7
118	-36.00	158.70	62	160.0 ± 2.5	230.5 ± 1.1	70.5 ± 2.7
119	-40.00	171.90	66	158.3 ± 1.5	231.2 ± 1.4	72.9 ± 2.1
120	-68.90	-90.00	45	158.8 ± 1.0	229.0 ± 1.6	70.2 ± 1.9
121	-60.00	-110.40	45	159.3 ± 0.9	228.5 ± 4.2	69.2 ± 4.3
122	-79.40	-90.00	49	161.1 ± 1.3	230.8 ± 1.1	69.7 ± 1.7
123	-69.90	-120.60	16	-	-	-
124	-58.40	-130.90	89	158.3 ± 2.9	232.5 ± 1.6	74.2 ± 3.3
125	-90.00	-68.90	39	156.6 ± 4.4	229.4 ± 1.5	72.8 ± 4.6
126	-78.00	-148.30	41	161.6 ± 2.3	229.3 ± 1.1	67.7 ± 2.5
127	-66.00	-148.30	43	154.8 ± 2.2	234.9 ± 1.6	80.1 ± 2.7
128	-54.00	-148.30	135	161.3 ± 1.1	229.8 ± 0.7	68.5 ± 1.3
129	-79.40	90.00	70	153.4 ± 3.1	231.6 ± 1.0	78.2 ± 3.3
130	-78.60	154.30	43	157.3 ± 1.4	227.7 ± 3.1	70.4 ± 3.4
131	-69.60	-177.40	79	158.9 ± 1.9	232.5 ± 1.6	73.6 ± 2.5
132	-58.80	-167.00	126	158.7 ± 1.9	230.5 ± 1.6	71.8 ± 2.5
133	-47.60	-161.70	141	160.0 ± 1.3	228.7 ± 0.9	68.7 ± 1.6
134	-68.90	90.00	82	149.3 ± 1.7	229.3 ± 1.8	80.0 ± 2.5
135	-70.60	122.30	83	155.6 ± 2.5	227.7 ± 2.9	72.1 ± 3.8
136	-66.60	151.20	98	158.4 ± 1.5	228.0 ± 1.7	69.6 ± 2.3
137	-59.00	169.50	118	159.7 ± 1.3	231.4 ± 1.5	71.7 ± 2.0
138	-49.90	-179.40	93	158.7 ± 2.0	226.8 ± 2.9	68.1 ± 3.5
139	-40.00	-171.90	58	152.7 ± 3.0	225.9 ± 1.1	73.2 ± 3.2
140	-60.00	69.60	82	155.6 ± 2.2	226.0 ± 1.8	70.4 ± 2.8
141	-69.90	59.40	81	153.3 ± 1.3	229.8 ± 1.4	76.5 ± 1.9
142	-58.40	49.10	124	151.2 ± 1.9	225.4 ± 1.9	74.2 ± 2.7
143	-78.00	31.70	34	152.4 ± 1.3	228.5 ± 1.2	76.1 ± 1.8
144	-66.00	31.70	58	150.2 ± 2.4	223.7 ± 0.9	73.5 ± 2.6
145	-54.00	31.70	115	149.1 ± 1.7	223.7 ± 1.4	74.6 ± 2.2
146	-78.60	-25.70	35	157.0 ± 1.9	230.1 ± 1.8	73.1 ± 2.6
147	-69.60	2.60	41	154.1 ± 2.4	227.2 ± 1.4	73.1 ± 2.8
148	-58.80	13.00	66	149.4 ± 4.0	226.0 ± 4.1	76.6 ± 5.7
149	-47.60	18.30	71	150.2 ± 2.7	224.1 ± 2.6	73.9 ± 3.7
150	-70.60	-57.70	72	159.1 ± 1.3	233.3 ± 1.7	74.2 ± 2.1

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
151	-66.60	-28.80	59	156.0 ± 2.0	229.8 ± 2.0	73.8 ± 2.8
152	-59.00	-10.50	45	159.2 ± 3.4	230.3 ± 1.6	71.1 ± 3.8
153	-49.90	0.60	45	158.3 ± 5.5	230.7 ± 1.3	72.4 ± 5.7
154	-40.00	8.10	57	154.4 ± 1.3	226.6 ± 2.5	72.2 ± 2.8
155	0.00	-121.70	117	160.0 ± 2.9	230.1 ± 0.9	70.1 ± 3.0
156	-10.00	-118.40	85	160.2 ± 1.9	231.5 ± 1.7	71.3 ± 2.5
157	-6.20	-130.30	164	157.6 ± 2.0	229.6 ± 0.7	72.0 ± 2.1
158	-20.10	-114.90	106	161.8 ± 3.2	233.7 ± 0.9	71.9 ± 3.3
159	-16.50	-127.20	137	160.3 ± 2.8	230.7 ± 0.6	70.4 ± 2.9
160	-12.20	-139.10	263	158.3 ± 0.8	228.2 ± 0.5	69.9 ± 0.9
161	-30.00	-110.90	120	160.5 ± 1.2	234.0 ± 1.1	73.5 ± 1.6
162	-27.10	-124.20	192	158.1 ± 1.5	230.9 ± 0.9	72.8 ± 1.7
163	-23.00	-136.60	277	158.9 ± 0.6	230.1 ± 0.7	71.2 ± 0.9
164	-18.00	-148.30	326	159.5 ± 0.6	228.4 ± 0.5	68.9 ± 0.8
165	-39.80	-106.00	136	160.2 ± 1.1	231.5 ± 1.2	71.3 ± 1.6
166	-37.90	-120.80	195	156.9 ± 1.6	232.5 ± 1.0	75.6 ± 1.9
167	-34.30	-134.50	246	156.4 ± 0.5	229.4 ± 2.0	73.0 ± 2.1
168	-29.30	-146.90	272	158.3 ± 0.5	228.0 ± 0.6	69.7 ± 0.8
169	-23.30	-158.10	170	159.3 ± 1.1	227.5 ± 0.9	68.2 ± 1.4
170	-49.30	-99.50	122	158.8 ± 0.9	229.9 ± 0.8	71.1 ± 1.2
171	-48.90	-116.60	161	159.2 ± 1.0	235.5 ± 1.3	76.3 ± 1.6
172	-46.10	-132.70	174	158.4 ± 1.7	232.4 ± 1.1	74.0 ± 2.0
173	-41.40	-146.70	175	156.4 ± 1.1	228.3 ± 2.1	71.9 ± 2.4
174	-35.10	-158.60	116	157.5 ± 0.7	226.5 ± 1.6	69.0 ± 1.7
175	-27.90	-168.60	95	154.2 ± 3.7	224.4 ± 1.3	70.2 ± 3.9
176	6.20	-130.30	227	157.9 ± 1.1	229.3 ± 0.5	71.4 ± 1.2
177	10.00	-118.40	71	158.3 ± 1.7	229.6 ± 1.9	71.3 ± 2.5
178	12.20	-139.10	357	155.8 ± 1.2	227.3 ± 0.7	71.5 ± 1.4
179	16.50	-127.20	160	157.5 ± 0.7	228.1 ± 0.6	70.6 ± 0.9
180	20.10	-114.90	94	160.8 ± 1.5	232.6 ± 1.6	71.8 ± 2.2
181	18.00	-148.30	429	156.3 ± 0.7	227.1 ± 1.0	70.8 ± 1.2
182	23.00	-136.60	296	157.7 ± 0.6	228.2 ± 0.6	70.5 ± 0.8
183	27.10	-124.20	120	159.0 ± 0.9	230.8 ± 1.0	71.8 ± 1.3
184	30.00	-110.90	127	161.1 ± 1.9	234.3 ± 0.7	73.2 ± 2.0
185	23.30	-158.10	460	156.1 ± 0.7	227.3 ± 1.0	71.2 ± 1.2
186	29.30	-146.90	430	156.8 ± 0.7	226.5 ± 0.7	69.7 ± 1.0
187	34.30	-134.50	143	160.2 ± 0.6	229.4 ± 0.9	69.2 ± 1.1
188	37.90	-120.80	119	159.7 ± 1.9	231.0 ± 1.9	71.3 ± 2.7
189	39.80	-106.00	107	157.1 ± 3.6	230.9 ± 1.2	73.8 ± 3.8
190	27.90	-168.60	588	156.1 ± 0.4	228.6 ± 0.5	72.5 ± 0.6
191	35.10	-158.60	696	156.4 ± 0.6	228.3 ± 0.6	71.9 ± 0.8
192	41.40	-146.70	271	159.1 ± 0.5	227.2 ± 0.7	68.1 ± 0.9
193	46.10	-132.70	223	159.8 ± 1.4	228.8 ± 0.8	69.0 ± 1.6
194	48.90	-116.60	165	156.0 ± 3.4	228.9 ± 1.4	72.9 ± 3.7
195	49.30	-99.50	96	152.9 ± 0.8	226.0 ± 1.2	73.1 ± 1.4
196	17.20	-169.40	178	156.7 ± 1.6	227.0 ± 1.0	70.3 ± 1.9
197	12.30	-159.30	231	156.1 ± 0.9	227.1 ± 1.1	71.0 ± 1.4
198	6.30	-169.80	129	155.0 ± 1.3	225.0 ± 2.1	70.0 ± 2.5
199	6.70	-149.50	371	155.8 ± 0.8	227.9 ± 0.8	72.1 ± 1.1
200	0.90	-159.60	243	155.3 ± 0.7	226.3 ± 0.7	71.0 ± 1.0

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
201	-4.90	-169.70	139	157.1 ± 0.9	226.7 ± 1.1	69.6 ± 1.4
202	0.40	-139.90	317	155.3 ± 1.4	228.7 ± 0.5	73.4 ± 1.5
203	-5.40	-149.50	353	156.0 ± 0.6	227.4 ± 0.7	71.4 ± 0.9
204	-11.00	-159.20	233	157.1 ± 0.9	227.1 ± 0.7	70.0 ± 1.1
205	-16.30	-169.30	108	157.3 ± 1.1	224.2 ± 1.0	66.9 ± 1.5
206	-0.00	-68.90	122	159.5 ± 2.5	233.1 ± 1.0	73.6 ± 2.7
207	10.00	-61.60	93	153.7 ± 4.0	228.2 ± 4.0	74.5 ± 5.7
208	-0.00	-79.40	94	159.1 ± 1.3	233.2 ± 1.7	74.1 ± 2.1
209	10.10	-72.50	59	157.5 ± 2.3	233.9 ± 3.4	76.4 ± 4.1
210	20.10	-65.10	97	152.6 ± 1.6	225.2 ± 1.4	72.6 ± 2.1
211	-0.00	-90.00	48	157.8 ± 2.8	232.7 ± 2.1	74.9 ± 3.5
212	10.20	-83.60	31	158.1 ± 2.6	235.5 ± 3.0	77.4 ± 4.0
213	20.20	-76.80	73	153.7 ± 1.4	227.5 ± 2.3	73.8 ± 2.7
214	30.00	-69.10	98	152.5 ± 1.3	224.0 ± 1.4	71.5 ± 1.9
215	-0.00	-100.60	38	159.5 ± 1.2	230.7 ± 1.9	71.2 ± 2.2
216	10.20	-95.00	51	159.2 ± 4.3	233.2 ± 3.4	74.0 ± 5.5
217	20.40	-89.00	59	157.7 ± 2.7	230.8 ± 2.2	73.1 ± 3.5
218	30.30	-82.30	84	154.6 ± 1.8	229.7 ± 3.3	75.1 ± 3.8
219	39.80	-74.00	52	158.1 ± 2.1	230.0 ± 2.1	71.9 ± 3.0
220	-0.00	-111.10	36	159.6 ± 1.8	232.3 ± 1.8	72.7 ± 2.5
221	10.20	-106.60	61	160.8 ± 2.5	231.2 ± 2.7	70.4 ± 3.7
222	20.40	-101.80	109	161.0 ± 2.0	233.8 ± 0.7	72.8 ± 2.1
223	30.40	-96.20	97	159.5 ± 2.2	233.3 ± 0.7	73.8 ± 2.3
224	40.10	-89.50	86	154.9 ± 2.3	228.7 ± 0.8	73.8 ± 2.4
225	49.30	-80.50	90	153.3 ± 2.1	228.5 ± 2.1	75.2 ± 3.0
226	-10.10	-107.50	41	157.2 ± 1.8	232.5 ± 1.8	75.3 ± 2.5
227	-10.20	-96.40	68	157.7 ± 2.2	230.5 ± 1.3	72.8 ± 2.6
228	-20.20	-103.20	72	156.8 ± 1.5	234.5 ± 2.1	77.7 ± 2.6
229	-10.20	-85.00	150	155.8 ± 1.8	229.5 ± 2.0	73.7 ± 2.7
230	-20.40	-91.00	60	154.0 ± 0.9	226.2 ± 1.9	72.2 ± 2.1
231	-30.30	-97.70	53	158.0 ± 0.8	230.1 ± 2.1	72.1 ± 2.2
232	-10.20	-73.40	184	159.6 ± 2.1	232.8 ± 0.9	73.2 ± 2.3
233	-20.40	-78.20	109	158.0 ± 3.1	228.2 ± 2.5	70.2 ± 4.0
234	-30.40	-83.80	26	158.5 ± 3.5	232.5 ± 6.0	74.0 ± 6.9
235	-40.10	-90.50	86	160.8 ± 2.4	229.6 ± 1.3	68.8 ± 2.7
236	31.70	0.00	33	161.3 ± 3.4	229.3 ± 3.4	68.0 ± 4.8
237	27.90	-11.40	75	153.6 ± 1.0	224.9 ± 0.7	71.3 ± 1.2
238	40.00	-8.10	69	158.5 ± 2.0	229.5 ± 3.6	71.0 ± 4.1
239	23.30	-21.90	144	153.1 ± 1.0	224.9 ± 0.6	71.8 ± 1.2
240	35.50	-20.40	121	156.1 ± 0.8	227.1 ± 1.0	71.0 ± 1.3
241	47.60	-18.30	96	157.3 ± 1.3	227.3 ± 1.2	70.0 ± 1.8
242	18.00	-31.70	151	154.2 ± 4.8	225.0 ± 0.6	70.8 ± 4.8
243	30.00	-31.70	113	156.2 ± 1.5	225.9 ± 1.6	69.7 ± 2.2
244	42.00	-31.70	99	157.5 ± 2.4	227.3 ± 2.3	69.8 ± 3.3
245	54.00	-31.70	113	155.6 ± 1.1	227.2 ± 0.9	71.6 ± 1.4
246	12.20	-40.90	119	155.4 ± 1.5	226.5 ± 0.7	71.1 ± 1.7
247	23.80	-42.20	80	158.3 ± 1.2	225.2 ± 1.5	66.9 ± 1.9
248	35.40	-43.70	55	157.1 ± 2.4	227.6 ± 1.8	70.5 ± 3.0
249	46.90	-45.80	86	155.0 ± 1.3	225.3 ± 1.1	70.3 ± 1.7
250	58.40	-49.10	132	154.0 ± 0.9	227.2 ± 0.9	73.2 ± 1.3

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
251	6.20	-49.70	127	155.0 ± 2.0	226.8 ± 0.7	71.8 ± 2.1
252	17.10	-52.10	93	155.8 ± 2.6	225.0 ± 1.4	69.2 ± 3.0
253	28.00	-54.80	79	154.3 ± 1.5	224.6 ± 1.9	70.3 ± 2.4
254	38.90	-58.10	55	154.8 ± 1.7	225.1 ± 1.8	70.3 ± 2.5
255	49.60	-62.60	60	155.5 ± 1.4	227.8 ± 3.1	72.3 ± 3.4
256	60.00	-69.60	93	153.2 ± 0.9	224.5 ± 1.5	71.3 ± 1.7
257	60.00	69.60	138	158.1 ± 1.6	227.5 ± 3.0	69.4 ± 3.4
258	58.40	49.10	107	154.1 ± 1.9	226.0 ± 3.0	71.9 ± 3.6
259	69.90	59.40	179	156.1 ± 0.8	227.7 ± 1.2	71.6 ± 1.4
260	54.00	31.70	124	151.9 ± 1.9	226.6 ± 2.1	74.7 ± 2.8
261	66.00	31.70	167	152.5 ± 1.4	225.1 ± 2.2	72.6 ± 2.6
262	78.00	31.70	126	156.2 ± 1.1	226.7 ± 0.8	70.5 ± 1.4
263	47.60	18.30	120	160.7 ± 2.3	229.5 ± 1.9	68.8 ± 3.0
264	58.80	13.00	164	154.0 ± 1.4	226.1 ± 0.8	72.1 ± 1.6
265	69.60	2.60	167	153.0 ± 1.3	227.3 ± 0.9	74.3 ± 1.6
266	78.60	-25.70	103	159.4 ± 1.6	227.1 ± 1.0	67.7 ± 1.9
267	40.00	8.10	77	159.6 ± 1.2	234.0 ± 2.4	74.4 ± 2.7
268	49.90	0.60	116	158.1 ± 1.7	230.5 ± 2.1	72.4 ± 2.7
269	59.00	-10.50	123	156.3 ± 1.2	227.8 ± 0.9	71.5 ± 1.5
270	66.60	-28.80	131	157.8 ± 1.6	229.3 ± 0.6	71.5 ± 1.7
271	70.60	-57.70	125	154.6 ± 0.9	226.4 ± 0.6	71.8 ± 1.1
272	0.00	-40.90	184	156.4 ± 0.6	228.2 ± 0.5	71.8 ± 0.8
273	6.00	-31.70	135	153.9 ± 2.4	228.1 ± 0.9	74.2 ± 2.6
274	-6.00	-31.70	184	155.3 ± 0.7	226.3 ± 0.5	71.0 ± 0.9
275	11.60	-21.90	143	153.0 ± 1.7	226.8 ± 1.4	73.8 ± 2.2
276	0.00	-21.90	161	155.7 ± 2.5	230.2 ± 1.9	74.5 ± 3.1
277	-11.60	-21.90	109	153.5 ± 0.6	224.4 ± 1.0	70.9 ± 1.2
278	16.80	-11.40	93	150.9 ± 1.1	225.4 ± 1.7	74.5 ± 2.0
279	5.60	-11.40	140	155.4 ± 1.4	226.1 ± 4.7	70.7 ± 4.9
280	-5.60	-11.40	133	158.4 ± 2.0	228.5 ± 4.9	70.1 ± 5.3
281	-16.80	-11.40	67	155.8 ± 3.0	224.3 ± 1.6	68.5 ± 3.4
282	21.10	0.00	46	153.2 ± 5.4	224.3 ± 2.0	71.1 ± 5.8
283	10.60	0.00	73	153.4 ± 1.8	224.0 ± 2.7	70.6 ± 3.2
284	0.00	0.00	112	154.9 ± 1.0	224.0 ± 0.9	69.1 ± 1.3
285	-10.60	0.00	116	158.2 ± 1.3	224.8 ± 3.2	66.6 ± 3.5
286	-21.10	0.00	98	162.4 ± 1.6	233.1 ± 6.5	70.7 ± 6.7
287	-49.30	80.50	91	154.8 ± 1.3	226.6 ± 6.3	71.8 ± 6.4
288	-39.80	74.00	56	153.7 ± 2.9	226.8 ± 1.7	73.1 ± 3.4
289	-40.90	90.00	175	157.2 ± 0.7	229.4 ± 1.3	72.2 ± 1.5
290	-30.00	69.10	93	153.0 ± 2.4	227.3 ± 1.0	74.3 ± 2.6
291	-31.50	83.00	154	156.6 ± 1.4	226.9 ± 1.7	70.3 ± 2.2
292	-31.50	97.00	237	156.4 ± 1.1	226.4 ± 1.0	70.0 ± 1.5
293	-20.10	65.10	133	156.5 ± 1.6	229.7 ± 0.9	73.2 ± 1.8
294	-21.50	77.50	107	154.9 ± 4.5	226.9 ± 0.8	72.0 ± 4.6
295	-21.90	90.00	241	155.8 ± 1.3	226.9 ± 1.1	71.1 ± 1.7
296	-21.50	102.50	144	154.4 ± 1.3	226.6 ± 0.9	72.2 ± 1.6
297	-10.00	61.60	97	157.6 ± 1.2	229.6 ± 2.3	72.0 ± 2.6
298	-10.90	72.90	106	159.0 ± 1.7	225.7 ± 2.1	66.7 ± 2.7
299	-11.30	84.30	225	152.4 ± 2.7	226.4 ± 0.8	74.0 ± 2.8
300	-11.30	95.70	254	155.0 ± 1.1	226.7 ± 0.8	71.7 ± 1.4

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
301	-10.90	107.10	133	155.6 ± 1.2	226.3 ± 1.6	70.7 ± 2.0
302	0.00	58.30	114	155.9 ± 1.0	228.8 ± 1.0	72.9 ± 1.4
303	0.00	68.90	133	156.6 ± 1.3	227.7 ± 2.3	71.1 ± 2.6
304	0.00	79.40	190	155.1 ± 1.8	227.8 ± 0.9	72.7 ± 2.0
305	0.00	90.00	240	153.3 ± 1.4	228.6 ± 1.2	75.3 ± 1.8
306	0.00	100.60	184	155.9 ± 2.2	231.9 ± 2.1	76.0 ± 3.0
307	0.00	111.10	121	157.9 ± 1.4	232.4 ± 4.2	74.5 ± 4.4
308	10.00	61.60	106	157.5 ± 0.8	230.8 ± 1.1	73.3 ± 1.4
309	20.10	65.10	105	156.5 ± 2.1	232.3 ± 1.5	75.8 ± 2.6
310	10.10	72.50	104	151.7 ± 1.9	228.9 ± 1.6	77.2 ± 2.5
311	30.00	69.10	169	157.5 ± 2.1	233.6 ± 1.0	76.1 ± 2.3
312	20.20	76.80	116	152.9 ± 5.9	231.7 ± 0.9	78.8 ± 6.0
313	10.20	83.60	106	151.5 ± 2.0	229.2 ± 1.5	77.7 ± 2.5
314	39.80	74.00	238	157.2 ± 1.3	236.4 ± 1.3	79.2 ± 1.8
315	30.30	82.30	215	159.5 ± 1.4	234.9 ± 2.1	75.4 ± 2.5
316	20.40	89.00	103	156.9 ± 2.8	230.4 ± 1.4	73.5 ± 3.1
317	10.20	95.00	102	158.1 ± 3.0	229.8 ± 2.0	71.7 ± 3.6
318	49.30	80.50	196	157.0 ± 4.0	233.6 ± 5.9	76.6 ± 7.1
319	40.10	89.50	376	161.3 ± 2.0	235.8 ± 3.6	74.5 ± 4.1
320	30.40	96.20	349	161.5 ± 1.5	232.8 ± 1.9	71.3 ± 2.4
321	20.40	101.80	270	161.5 ± 2.0	231.9 ± 0.9	70.4 ± 2.2
322	10.20	106.60	189	160.3 ± 1.0	231.2 ± 0.8	70.9 ± 1.3
323	-6.20	49.70	104	153.2 ± 1.1	227.6 ± 1.2	74.4 ± 1.6
324	-16.50	52.80	130	157.1 ± 0.9	229.8 ± 1.2	72.7 ± 1.5
325	-12.20	40.90	83	155.9 ± 1.3	228.6 ± 3.7	72.7 ± 3.9
326	-27.10	55.80	126	154.2 ± 0.8	227.7 ± 0.9	73.5 ± 1.2
327	-23.00	43.40	74	156.2 ± 1.4	227.0 ± 2.4	70.8 ± 2.8
328	-18.00	31.70	54	152.7 ± 5.1	225.9 ± 2.1	73.2 ± 5.5
329	-37.90	59.20	75	153.7 ± 2.9	224.8 ± 0.7	71.1 ± 3.0
330	-34.30	45.50	58	155.5 ± 1.5	224.2 ± 2.1	68.7 ± 2.6
331	-29.30	33.10	68	153.7 ± 1.5	224.4 ± 2.7	70.7 ± 3.1
332	-23.30	21.90	76	152.5 ± 3.8	226.7 ± 1.9	74.2 ± 4.2
333	-48.90	63.40	63	156.2 ± 2.9	222.9 ± 1.2	66.7 ± 3.1
334	-46.10	47.30	103	151.3 ± 2.6	225.8 ± 1.4	74.5 ± 3.0
335	-41.40	33.30	78	152.1 ± 1.6	222.9 ± 2.6	70.8 ± 3.1
336	-35.10	21.40	70	154.3 ± 2.0	223.3 ± 2.2	69.0 ± 3.0
337	-27.90	11.40	58	159.9 ± 2.6	230.8 ± 3.2	70.9 ± 4.1
338	27.90	11.40	31	160.4 ± 5.1	229.3 ± 3.5	68.9 ± 6.2
339	23.30	21.90	35	155.7 ± 6.7	226.5 ± 4.1	70.8 ± 7.9
340	17.20	10.60	30	159.0 ± 6.3	225.6 ± 3.1	66.6 ± 7.0
341	18.00	31.70	47	160.0 ± 4.4	236.6 ± 1.3	76.6 ± 4.6
342	12.30	20.70	37	158.1 ± 3.5	228.8 ± 5.0	70.7 ± 6.1
343	6.30	10.20	52	154.0 ± 2.2	225.3 ± 2.6	71.3 ± 3.4
344	12.20	40.90	37	159.8 ± 1.6	233.2 ± 6.3	73.4 ± 6.5
345	6.70	30.50	41	159.5 ± 3.0	224.7 ± 4.8	65.2 ± 5.7
346	0.90	20.40	36	152.9 ± 2.3	226.0 ± 1.2	73.1 ± 2.6
347	-4.90	10.30	63	151.5 ± 1.9	224.1 ± 1.0	72.6 ± 2.1
348	6.20	49.70	88	154.1 ± 1.5	228.0 ± 0.9	73.9 ± 1.7
349	0.40	40.10	58	155.2 ± 2.1	224.9 ± 2.8	69.7 ± 3.5
350	-5.40	30.50	48	156.4 ± 3.7	227.7 ± 2.3	71.3 ± 4.4

cellule	Lat, °	Lon, °	nombre	t_{S410S} , s	t_{S660S} , s	Δt , s
351	-11.00	20.80	55	149.0 ± 2.3	225.6 ± 1.4	76.6 ± 2.7
352	-16.30	10.70	84	155.3 ± 3.6	226.4 ± 1.4	71.1 ± 3.9
353	16.50	52.80	56	155.7 ± 1.6	229.5 ± 2.0	73.8 ± 2.6
354	23.00	43.40	35	156.5 ± 2.2	231.4 ± 4.0	74.9 ± 4.6
355	27.10	55.80	79	155.9 ± 1.3	232.6 ± 1.8	76.7 ± 2.2
356	29.30	33.10	32	150.1 ± 6.2	232.3 ± 2.7	82.2 ± 6.8
357	34.30	45.50	50	152.5 ± 4.2	232.6 ± 3.9	80.1 ± 5.7
358	37.90	59.20	102	157.3 ± 2.1	234.5 ± 2.6	77.2 ± 3.3
359	35.10	21.40	56	160.8 ± 3.5	231.7 ± 3.0	70.9 ± 4.6
360	41.40	33.30	68	160.4 ± 3.9	231.6 ± 1.9	71.2 ± 4.3
361	46.10	47.30	73	157.9 ± 1.8	231.3 ± 1.3	73.4 ± 2.2
362	48.90	63.40	108	155.4 ± 0.8	233.3 ± 2.0	77.9 ± 2.2

De droite à gauche : numéro de la cellule (voir figure 1.18 pour les positions géographiques), latitude, longitude, nombre de sismogrammes sommés, temps de trajet pour les phases $S410S$ (t_{S410S}) et $S660S$ (t_{S660S}), temps différentiel $t_{S410S}-t_{S660S}$ (Δt).

ANNEXE F

Table des observations sous les zones de subductions

Stations	localisation	<i>Pds</i>			<i>SdS</i>			Abb.
		<i>z</i> 410 (km)	<i>z</i> 660 (km)	<i>h</i> (km)	<i>z</i> 410 (km)	<i>z</i> 660 (km)	<i>h</i> (km)	
GAR	Tadjikistan	399.9 ^{~*}	687.9 ^{+*}	288.0 ^{+*}	405.6 [~]	667.6 ⁺	262.0 ⁺	Hn
INU	Japon	394.8 ⁻	675.2 ⁺	280.3 ⁺	400.9 [~]	639.5 [~]	238.6 [~]	Na
PET	Russie	391.6 ⁻	670.2 ^{~*}	278.6 ⁺	404.2 [~]	643.8 [~]	239.6 [~]	Ka
CSS	Chypre	390.5 ⁻	663.8 [~]	273.3 ⁺	415.8 ⁺	661.0 ⁺	245.1 [~]	Ae
ISP	Turquie	407.4 [~]	679.8 ^{+*}	272.4 ^{+*}	393.3 ⁻	666.8 ⁺	273.5 ⁺	Ae
DZM	Nouvelle-Calédonie	415.7 ^{~*}	681.6 ^{+*}	265.9 ^{+*}	406.9 [~]	659.7 ⁺	252.9 ⁺	Hb
MDJ	Chine	413.8 [~]	678.2 ⁺	264.5 ⁺	399.4 ⁻	648.6 [~]	249.2 [~]	Ja
NOUC	Nouvelle-Calédonie	411.5 ^{~*}	674.5 ^{+*}	263.0 ^{+*}	408.7 [~]	659.4 ⁺	250.7 ⁺	Hb
NNA	Pérou	421.8 ^{~*}	681.9 ^{+*}	260.1 ^{~*}	411.0 [~]	659.3 ⁺	248.3 [~]	Pe
YSS	Russie	397.7 ^{~*}	656.2 ^{~*}	258.5 ^{~*}	404.3 [~]	638.8 [~]	234.5 [~]	Ku
PEL	Chili	405.0 ^{~*}	662.9 [~]	258.0 [~]	402.8 [~]	660.4 ⁺	257.6 ⁺	Ch
NIL	Pakistan	398.7 ^{~*}	653.1 [~]	254.4 [~]	407.7 [~]	673.6 ⁺	265.9 ⁺	Hi
OTAV	Equateur	427.4 ⁺	680.5 ^{+*}	253.1 ^{~*}	408.6 [~]	658.7 ⁺	250.1 [~]	Ec
CHTO	Thaïlande	395.9 ⁻	646.8 ^{~*}	250.9 ^{~*}	415.7 ⁺	649.9 [~]	234.2 [~]	In
SNZO	Nouvelle-Zélande	400.6 ^{~*}	651.0 ^{~*}	250.4 ^{~*}	408.4 [~]	652.6 [~]	244.2 [~]	Hk
COL	Alaska	388.4 ⁻	634.5 ⁻	246.0 ^{~*}	412.5 [~]	650.2 [~]	237.7 [~]	Al
ANTO	Turquie	431.4 ^{+*}	664.3 [~]	232.9 ^{~*}	422.2 ⁺	659.2 ⁺	237.0 [~]	It
INCN	Corée du Sud	415.0 [~]	657.1 ^{~*}	242.1 [~]	396.6 ⁻	648.1 [~]	251.5 ⁺	Na
COLA	Alaska	391.2 ⁻	630.2 ⁻	239.0 ^{~*}	411.0 [~]	651.3 [~]	240.3 [~]	Al
UNM	Mexique	426.4 ^{~*}	664.1 ^{~*}	237.7 ^{~*}	410.2 [~]	651.3 [~]	241.1 [~]	Me
TSK	Japon	432.6 ⁺	651.0 [~]	218.4 ⁻	396.6 ⁻	636.4 ⁻	239.8 [~]	Iz, Ja
GVD	Grèce	406.9 ^{~*}	620.3 ⁻	213.4 ⁻	411.7 [~]	650.9 [~]	239.2 [~]	Ae
Données <i>Pds</i> et <i>SdS</i> en accord : *		semblable à la moyenne : ~						
supérieur à la moyenne : +		inférieur à la moyenne : -						
Moyenne subductions		407.5 ± 14.0	662.0 ± 18.1	254.6 ± 19.1	407.0 ± 7.0	654.0 ± 9.6	247.0 ± 10.5	
Moyenne Terre		411.8 ± 15.5	656.9 ± 14.4	245.1 ± 16.1	407.7 ± 7.3	647.9 ± 9.5	240.1 ± 10.5	

TAB. F.1: Profondeurs et épaisseurs obtenues sous les stations situées au voisinage des zones de subductions. Nous donnons les observations pour les phases *Pds* et *SdS*. Les moyennes des observations pour le sous-groupe de données et celui du Globe sont données dans les deux dernières lignes de la table. Les symboles +, - et ~ associés à chaque valeur donne le signe de l'anomalie par rapport à la moyenne à l'échelle de la Terre, + positive, - négative et ~ semblable à la moyenne. Le symbole * indique un accord relatif entre observations de *Pds* et *SdS*. Les abréviations pour les fosses sont : It=Italie, In=Indonésie, Al=Alaska, Ae=Egée, Hb=Nouvelles-Hébrides, Hn=Hindu-Kush, Na=Nankai, Ja=Japon, Hi=Hikurangi, Pe=Pérou, Ec=Equateur, Ch=Chili, Ka=Kamachatka, Iz=Izu-Bonin, Me=Mexique et Ku=Kouriles.

Table des figures

1.1	<i>Triplifications dans les hodochrones des ondes P.</i>	18
1.2	<i>Trajets de réverbérations de phases ScS.</i>	22
1.3	<i>Trajets de phases précurseurs de P'P', PP et SS, et trajets de conversions d'ondes sous les récepteurs.</i>	23
1.4	<i>Phases converties et réfléchies générées par un séisme de subduction.</i>	25
1.5	<i>Conversions et réverbérations au Moho.</i>	30
1.6	<i>Coda de l'onde P.</i>	31
1.7	<i>Conversions d'ondes P en S.</i>	32
1.8	<i>Amplitude des conversions P-S.</i>	33
1.9	<i>Distribution des stations sismologiques (Pds).</i>	35
1.10	<i>Distribution des sources sismiques (Pds).</i>	36
1.11	<i>Géométrie des raïs des phases précurseurs de SS.</i>	38
1.12	<i>Coefficients de réflexion en mode SH.</i>	39
1.13	<i>Composantes transverses synthétiques pour un événement en surface.</i>	41
1.14	<i>Composantes transverses synthétiques pour un événement à 75 km de profondeur.</i>	42
1.15	<i>Distribution géographique des sources sismiques (SdS).</i>	43
1.16	<i>Couverture en points de conversions à 660 km de profondeur.</i>	46
1.17	<i>Couverture en points de réflexion des phases SS.</i>	48
1.18	<i>Localisation des cellules pour la sommation des données de précurseurs de SS.</i>	49
1.19	<i>Carte de la quantité de données de précurseurs de SS.</i>	50
1.20	<i>Construction d'un diagramme slant-stack.</i>	52
1.21	<i>Composantes transverses sommes (SdS).</i>	54
1.22	<i>Composantes transverses sommes déconvoluées (SdS).</i>	55
1.23	<i>Ré-échantillonnage "bootstrap" et erreurs de mesure.</i>	57
1.24	<i>Histogramme des erreurs estimées pour les observations d'ondes converties Ps.</i>	59
1.25	<i>Histogramme des erreurs estimées pour les observations de précurseurs de SS.</i>	59
2.1	<i>Diagrammes Pression-Température pour les changements de phase de l'olivine et les composants "non olivine" du manteau.</i>	65
2.2	<i>Comportement de la zone de transition en présence d'anomalies de température.</i>	66
2.3	<i>Diagramme pression-température pour une composition pyrolitique de manteau.</i>	70
2.4	<i>Observations des temps T(S410S).</i>	77

2.5	Observations des temps $T(S660S)$	78
2.6	Observations des temps différentiels $T(S660S) - T(S410S)$	79
2.7	Comparaison des observations de temps $T(S410S)$ avec les études antérieures.	80
2.8	Comparaison des observations de temps $T(S660S)$ avec les études antérieures.	82
2.9	Comparaison des observations de temps $T(S660S) - T(S410S)$ avec les études antérieures.	83
2.10	Corrélation des observations $T(S410S)$ et $T(P410s)$ avec la tomographie.	84
2.11	Diagrammes de corrélation temps - anomalies de vitesses sismiques.	85
2.12	Diagrammes de corrélation profondeurs - anomalies de vitesses sismiques.	87
2.13	Relation $z660 = f(z410)$ après migration dans PREM.	89
2.14	Carte de la distribution synthétique des anomalies de temps $T(S410S)$ et $T(P410s)$	91
2.15	Relation $z660 = f(z410)$ obtenue après migration dans $\{DKP2005+PREM\}$	93
2.16	Diagrammes de corrélation profondeurs corrigées - anomalies de vitesses sismiques.	94
2.17	Carte de la topographie de la "410".	95
2.18	Carte de la topographie de la "660".	96
2.19	Carte de l'épaisseur de la zone de transition.	97
2.20	Comparaison des cartes de la profondeur de la "410".	99
2.21	Comparaison des cartes de la profondeur de la "660".	100
2.22	Comparaison des cartes de l'épaisseur de la zone de transition.	101
2.23	Corrélation entre les profondeurs et épaisseurs données par les SdS et Pds.	102
2.24	Corrélation obtenue après lissage des observations de Pds.	103
2.25	Relation $z660 = f(z410)$ pour le manteau "normal".	107
2.26	Épaisseur de la zone de transition et tomographie sismique de la zone de transition.	108
2.27	Traces sommes pour les zones de subduction.	109
2.28	Diagramme $z660 = f(z410)$ pour les zones de subductions.	110
2.29	Traces sommes pour les zones de points chauds.	112
2.30	Diagramme $z660 = f(z410)$ pour les phases Pds sous les points chauds.	114
2.31	Diagramme $z660 = f(z410)$ pour les phases SdS sous les points chauds.	115
2.32	Différents scénarios pour expliquer les observations sous les points chauds.	125
3.1	Stratification du manteau.	132
3.2	Coupe sismique Pds.	136
3.3	Coupe sismique SdS.	137
3.4	Diagrammes "slant-stack".	138
3.5	Profondeur du Moho.	140
3.6	Comparaison des temps d'arrivées et profondeurs de migration des phases Pms, $PP_{\vee}ms$ et $PS_{\vee}ms$ observés et prédits par le modèle 3SMAC.	141
3.7	Distribution du signal observé en fonction de la profondeur.	147
3.8	Observations d'une "350" d'après Vinnik et Farra (2007).	150
3.9	Diagrammes "slant-stack" et la "350".	158
3.10	Traces sommes et observations de la "350".	160
3.11	Localisation de la "350".	162
3.12	"350", LIPs et points chauds.	164
A.1	Trajets de la phase SS et des précurseurs SdS.	177
A.2	Trajets de la phase Pds et d'une phase convertie Pds.	178
A.3	Relation entre les temps d'arrivées des précurseurs et la profondeur de réflexion.	182
A.4	Relation entre les temps d'arrivées des ondes converties et la profondeur des interfaces de conversion.	183

B.1	<i>Résolution verticale.</i>	189
B.2	<i>Zone de Fresnel pour la phase convertie P660s à la discontinuité à 660-km de profondeur.</i>	190
B.3	<i>Zone de Fresnel pour la phase précurseur de SS réfléchi à la discontinuité à 660-km de profondeur.</i>	191
C.1	<i>Application de la procédure de déconvolution itérative.</i>	195
C.2	<i>Residu au sens des moindres carrés.</i>	195
D.1	<i>Icosaèdre.</i>	197
D.2	<i>Triangulation de Faletic (1997).</i>	199
D.3	<i>Maillage de la surface de la Terre pour les précurseurs de SS.</i>	200

- Adams, R. (1968). Early reflections of P'P' as an indication of upper mantle structure. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **58**, 1933–1947.
- Ai, Y. et Zheng, T. (2003). The upper mantle discontinuity structure beneath eastern China. *Geophys. Res. Lett.*, **30**.
- Akaogi, M. et Ito, E. (1993). Refinement of enthalpy measurement of MgSiO₃ perovskite and negative pressure-temperature slopes for perovskite-forming reactions. *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1839–1842.
- Akaogi, M., Ito, E. et Navrotsky, A. (1989). Olivine-modified spinel-spinel transitions in the system Mg₂SiO₄-Fe₂SiO₄ : Calorimetric measurements, thermochemical calculation, and geophysical application. *J. Geophys. Res.*, **94**.
- Akaogi, M., Ross, N., Mc Millan, P. et Navrotsky, A. (1984). The Mg₂SiO₄ polymorphs (olivine, modified spinel and spinel). Thermodynamic properties from oxide melt solution calorimetry, phase relations and models of lattice vibrations. *Am. Mineral.*, **69**, 499.
- Akaogi, M., Tanaka, A. et Ito, E. (2002). Garnet-ilmenite-perovskite transitions in the system Mg₄Si₄O₁₂-Mg₃Al₂Si₃O₁₂ at high pressures and high temperatures : phase equilibria, calorimetry and implications for mantle structure. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **132**, 303–324.
- Akaogi, M., Yusa, H., Shiraishi, K. et Suzuki, T. (1995). Thermodynamic properties of α -quartz, coesite, and stishovite and equilibrium phase relations at high pressures and high temperatures. *J. Geophys. Res.*, **100**, 22,337–22,347.
- Aki, K. et Richards, P. (1980). *Quantitative seismology*. W. H. Freeman.
- Ammon, C. (1991). The isolation of receiver effects from teleseismic P waveforms. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **81**, 2504–2510.
- Anderson, D. (1967). Phase changes in the Upper Mantle. *Science*, **157**, 1165–1173.
- Anderson, D. (2000). The thermal state of the upper mantle; no role for mantle plume. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3623–3626.
- Anderson, D. et Schramm, K. (2005). Global hotspot maps. In G. S. of America (Ed.), *Plates, plumes and paradigms*. D. Presnall, et D. Anderson.
- Anderson, D. et Toksoz, M. (1963). Surface waves on spherical Earth 1. Upper mantle structure from Love waves. *J. Geophys. Res.*, **68**, 3483–3500.
- Andrews, J. (2008). *A seismological study of deep earth interior*. Ph. D. thesis, Cambridge University.

- Andrews, J. et Deuss, A. (2008). Detailed Nature of the 660km Region of the Mantle From Global Receiver Function Data. *J. Geophys. Res.*, **113**.
- Aubaud, C., Hauri, E. et Hirschmann, M. (2004). Hydrogen partition coefficients between nominally anhydrous minerals and basaltic melts. *Geophys. Res. Lett.*, **31**.
- Bass, J. et Anderson, D. (1984). Composition of the upper mantle : geophysical tests of two petrological models. *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 237–240.
- Benoit, M., Nyblade, A., VanDecar, J. et Gurrrola, H. (2003). Upper mantle P wave velocity structure and transition zone thickness beneath the Arabian Shield. *Geophys. Res. Lett.*, **30**.
- Benz, H. et Vidale, J. (1993). Sharpness of upper-mantle discontinuities determined from high-frequency reflections. *Nature*, **365**, 147–150.
- Bercovici, D. et Karato, S. (2003). Whole mantle convection and transition-zone water filter. *Nature*, **425**, 39–44.
- Bina, C. et Helffrich, G. (1994). Phase transition Clapeyron slopes and transition zone seismic discontinuity topography. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15,853–15,860.
- Blum, J. et Shen, Y. (2004). Thermal, hydrous, and mechanical states of the mantle transition zone beneath southern Africa. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **217**, 367–378.
- Bock, G. (1994). Synthetic seismogram images of upper mantle structure : No evidence for a 520-km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15,843–15,851.
- Bolton, H. et Masters, G. (1996). Travel times of P and S from the global digital seismic networks : Implications for the relative variation of P and S velocity in the mantle. *J. Geophys. Res.*, **106**, 13,527–13,540.
- Bonath, E. (1990). Not so hot “hot spots”. *Science*, **250**, 107–111.
- Bostock, M. (1998). Mantle stratigraphy and evolution of the Slave province. *J. Geophys. Res.*, **103**, 21,183–21,200.
- Bostock, M. (1999). Seismic waves converted from velocity gradient anomalies in the Earth’s upper mantle. *Geophys. J. Int.*, **138**, 747–756.
- Budweg, M., Bock, G. et Weber, M. (2006). The Eifel Plume imaged with converted seismic waves. *Geophys. J. Int.*, **166**, 579–589.
- Bullen, K. (1940). The problem of the Earth’s density variation. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **30**, 235–250.
- Bullen, K. (1950). An Earth model based on a compressibility-pressure hypothesis. *Geophys. J. Int.*, **6**, 50–59.
- Byerly, P. (1926). The Montana Earthquake of June 28, 1925, G.M.C.T. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **16**, 209–265.
- Cammarano, F., Goes, S. et Giardini, D. (2005). One-dimensional physical reference models for the upper mantle and transition zone : Combining seismic and mineral physics constraints. *J. Geophys. Res.*, **110**.
- Castle, J. et Creager, K. (1998). Topography of the 660-km seismic discontinuity beneath Izu-Bonin : Implications for tectonic history and slab deformation. *J. Geophys. Res.*, **103**, 12,511–12,527.
- Cerveny, V. (2001). *Seismic Ray Theory*. Cambridge University Press.
- Chaljub, E. et Tarantola, A. (1997). Sensitivity of SS precursors to topography on the upper-mantle 660-km discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2613–2616.
- Chambers, K., Deuss, A. et Woodhouse, J. (2005). Reflectivity of the 410-km discontinuity from PP and SS precursors. *J. Geophys. Res.*, **110**.
- Chambers, K., Woodhouse, J. et Deuss, A. (2005). Topography of the 410-km discontinuity from PP and SS precursors. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **235**, 610–622.

- Chapman, C. (1978). A new method for computing synthetic seismograms. *Geophys. J.R. Astron. Soc.*, **54**, 481–518.
- Chen, L., Zheng, T. et Xu, W. (2006). Receiver function migration image of the deep structure in the Bohai Bay Basin, eastern China. *Geophys. Res. Lett.*, **33**.
- Chevrot, S., Vinnik, L. et Montagner, J. (1999). Global-scale analysis of the mantle Pds phases. *J. Geophys. Res.*, **101**, 20,203–20,219.
- Chopelas, A. (1991). Thermal properties of β -Mg₂SiO₄ at mantle pressures and pressures derived from vibrational spectroscopy : Implications for the mantle at 400 km depth. *J. Geophys. Res.*, **96**, 11817–11829.
- Chopelas, A., Boehler, R. et Ko, T. (1994). Thermodynamics of γ -Mg₂SiO₄ from Raman spectroscopy at high pressure : the Mg₂SiO₄ phase diagram. *Phys. Chemistry of Minerals*, **21**, 351–359.
- Christensen, U. (1997). Influence of the chemical buoyancy on the dynamics of slabs in the transition zone. *J. Geophys. Res.*, **102**, 22,435–22,443.
- Clouard, V. et Bonneville, A. (2001). How many Pacific hotspots are fed by deep mantle plumes? *Geology*, **29**, 695–698.
- Collier, J. et Helffrich, G. The thermal influence of the subducting slab beneath 's.
- Collier, J. et Helffrich, G. (1997). Topography of the “410” and “660” km Seismic Discontinuities in the Izu-Bonin Subduction Zone. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1535–1538.
- Collier, J., Helffrich, G. et Wood, B. (2001). Seismic discontinuities and subduction zones. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **127**, 35–49.
- Collins, J., Vernon, F., Orcutt, J. et Stephen, R. (2002). Upper mantle structure beneath the Hawaiian swell : Constraints from the ocean seismic network pilot experiment. *Geophys. Res. Lett.*, **29**.
- Courtier, A. et Revenaugh, J. (2006). A water-rich transition zone beneath the eastern United States and Gulf of Mexico from multiple ScS reverberations. In S. Jacobsen and S. van der Lee (Eds.), *Earth's deep water cycle*, Volume 168, pp. 181–193. AGU monograph.
- Courtier, A. et Revenaugh, J. (2007). Deep upper mantle melting beneath the Tasman and the Coral seas detected with multiple ScS reverberations. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **259**, 66–76.
- Courtillot, V., Davaille, A., Besse, J. et Stock, J. (2003). Three distinct types of hotspots in the Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **205**, 295–308.
- Cummins, P., Kennett, B., Bowman, J. et Bostock, M. (1992). The 520-km discontinuity? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **82**, 323–326.
- Dahlen, F. (2005). Finite-frequency sensitivity kernels for boundary topography perturbations. *Geophys. J. Int.*, **162**, 525–540.
- Davaille, A. (1999). Simultaneous generation of hotspots and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle. *Nature*, **402**, 756–760.
- Davaille, A., Stutzmann, E., Silveira, G., Besse, J. et Courtillot, V. (2005). Convective patterns under the Indo-Atlantic box. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **239**, 233–252.
- Debayle, E., Kennett, B. et Priestley, K. (2005). Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia. *Nature*, **433**, 509–512.
- Debayle, E., Lévêque, J. et Cara, M. (2001). Seismic evidence for a deeply rooted low-velocity anomaly in the upper mantle beneath the northeastern afro/arabian continent. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **193**, 423–436.
- Debayle, E. et Sambridge, M. (2004). Inversion of massive surface wave data sets : Model construction and resolution assessment. *J. Geophys. Res.*, **109**.

- Demouchy, S., Deloule, E., Frost, D. et Keppler, H. (2005). Pressure and temperature-dependence of water solubility in iron-free wadsleyite. *Am. Mineral.*, **90**, 1084–1091.
- Deschamps, F. et Trampert, J. (2003). Mantle tomography and its relation to temperature and composition. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **140**, 277–291.
- Deuss, A. (2007). Seismic observations of transition zone discontinuities beneath hotspot locations. In G. Foulger et D. Jurdy (Eds.), *Plates, Plumes, and Planetary Processes*. Geological Society of America.
- Deuss, A., Redfern, S., Chambers, K. et Woodhouse, J. (2006). The Nature of the 660-Kilometer Discontinuity in Earth's Mantle from Global Seismic Observations of PP Precursors. *Science*, **311**, 198–201.
- Deuss, A. et Woodhouse, J. (2001). Seismic observations of splitting in the mid-transition zone discontinuity in Earth's mantle. *Science*, **294**, 354–357.
- Deuss, A. et Woodhouse, J. (2002). A systematic search for mantle discontinuities using SS-precursors. *Geophys. Res. Lett.*, **29**.
- Deuss, A. et Woodhouse, J. (2004). The nature of the Lehmann discontinuity from its seismological Clapeyron slopes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **225**, 295–304.
- Dricker, I., Roecker, S., Kosarev, G. et Vinnik, L. (1996). Shear-Wave Velocity Structure of the Crust and Upper Mantle Beneath the Kola Peninsula. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3389–3392.
- Du, Z., Vinnik, L. et Foulger, G. (2006). Evidence from P-to-S mantle converted waves for a flat 660-km discontinuity beneath Iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **241**, 271–280.
- Dueker, K.G. et Sheehan, A. (1997). Mantle discontinuity structure from mid-point stacks of converted P to S waves across the Yellowstone Hotspot Track. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8313–8327.
- Dziewonski, A. (1984). Mapping the Lower Mantle : Determination of Lateral Heterogeneity in p Velocity up to Degree and Order 6. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **89**, 5929–5952.
- Dziewonski, A. et Anderson, D. (1981). Preliminary Reference Earth Model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**, 297–356.
- Dziewonski, A. et Gilbert, F. (1976). The effect of small, aspherical perturbations on travel times and a re-examination of the corrections for ellipticity. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **44**, 7–17.
- Efron, B. and Tibshirani, R. (1991). Statistical Data Analysis in the Computer Age. *Science*, **253**, 390–395.
- Engdahl, E. et Flinn, E. (1969). Seismic Waves Reflected from Discontinuities within Earth's Upper Mantle. *Science*, **163**, 177–179.
- Estabrook, C. et Kind, R. (1996). The nature of the 660-km upper-mantle seismic discontinuity from precursors to the PP phase. *Science*, **274**, 1179–1182.
- Faber, S. et Muller, G. (1980). Sp phases from the transition zone between the upper and lower mantle. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **70**, 487–508.
- Faletic, R. (1997). Seismic Tomography with a Self-adaptive Parameterisation. Master's thesis, Australian National University.
- Fee, D. et Dueker, K. (2004). Mantle transition zone topography and structure beneath the Yellowstone hotspot. *Geophys. Res. Lett.*, **31**.
- Fei, Y., Van Orman, J., Li, J., van Westrenen, W., Sanloup, C., Minarik, W., Hirose, K., Komabayashi, T., Walter, M. et Funakoshi, K. (2003). Experimentally determined postspinel transformation boundary in Mg_2SiO_4 using MgO as an internal pressure standard and its geophysical implications. *J. Geophys. Res.*, **109**.
- Flanagan, M. et Shearer, P. (1998a). Topography of the 410-km seismic velocity discontinuity near subduction zones from stacking sS, sP and pP precursors. *J. Geophys. Res.*, **103**, 21,165–21,182.

- Flanagan, M. et Shearer, P. (1999). A map of topography on the 410-km discontinuity from PP-precursors. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 549–552.
- Flanagan, M. P. et Shearer, P. M. (1998b). Global mapping of topography on transition zone velocity discontinuities by stacking SS precursors. *J. Geophys. Res.*, **103**, 2673–2692.
- Frost, D. (2003). The structure and sharpness of $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$ phase transformations in the transition zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **216**, 313–328.
- Frost, D. et Dolejš, D. (2007). Experimental determination of the effect of H_2O on the 410-km seismic discontinuity. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **256**, 182–195.
- Fuchs, K. et Muller, G. (1971). Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations. *Geophys. J.R. Astron. Soc.*, **23**, 417–433.
- Fukao, Y., Widiyantoro, S. et Obayashi, M. (2001). Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region. *Rev. Geoph.*, **39**, 291–323.
- Gaherty, J. et Jordan, T. (1995). Lehmann Discontinuity as the Base of an Anisotropic Layer Beneath Continents. *Science*, **268**, 1468–1471.
- Gaherty, J., Kato, M. et Jordan, T. (1999). Seismological structure of the upper mantle : A regional comparison of seismic layering. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **110**, 21–41.
- Gaherty, J., Wang, Y., Jordan, T. et Weidner, D. (1999). Testing plausible upper-mantle compositions using fine-scale models of the 410-km discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1641–1644.
- Gao, S., Silver, P., Liu, K. et the Kapvaal Seismic Group (2002). Mantle discontinuities beneath Southern Africa. *Geophys. Res. Lett.*, **29**.
- Gao, W., Matzel, E. et Grand, S. (2006). Upper mantle structure beneath eastern Mexico determined from P and S waveform inversion and its implications. *J. Geophys. Res.*, **111**.
- Gilbert, H. J., Sheehan, A. F., Dueker, K. G. et Molnar, P. (2003). Receiver functions in the western United States, with implications for upper mantle structure and dynamics. *J. Geophys. Res.*, **108**, 2229.
- Gilbert, H. J., Sheehan, A. F., Wiens, D. A., Dueker, K. G., Dorman, L. M., Hildebrand, J. et Webb, S. (2001). Upper mantle discontinuity structure in the region of the Tonga subduction zone. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1855–1858.
- Gossler, J. et Kind, R. (1996). Seismic evidence for very deep roots of continents. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **138**, 1–13.
- Grand, S., van der Hilst, R. et Widiyantoro, S. (1997). Global seismic tomography : A snapshot of convection in the Earth. *GSA Today*, **7**, 1–7.
- Gu, Y. et Dziewonski, A. (2001). Preferential detection of the Lehmann discontinuity beneath continents. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 4655–4658.
- Gu, Y. et Dziewonski, A. (2002). Global variability of transition zone thickness. *J. Geophys. Res.*, **107**.
- Gu, Y., Dziewonski, A. et Agee, C. (1998). Global de-correlation of the topography of transition zone discontinuities. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **157**, 57–67.
- Gu, Y., Dziewonski, A. et Ekstrom, G. (2003). Simultaneous inversion for mantle shear velocity and topography of transition zone discontinuities. *Geophys. J. Int.*, **154**, 559–583.
- Gu, Y., Lerner-Lamb, A., Dziewonski, A. et Ekstrom, G. (2005). Deep structure and seismic anisotropy beneath the East Pacific Rise. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **232**, 259–272.
- Gudmundsson, O. et Sambridge, M. (1998). A regionalized upper mantle (RUM) seismic model. *J. Geophys. Res.*, **103**.
- Gurrola, H., Baker, G. et Minster, J. (1995). Simultaneous time-domain deconvolution with application to the computation of receiver functions. *Geophys. J. Int.*, **120**, 537–543.

- Gutenberg, B. (1948). On the layer of relatively low wave velocity at a depth of about 80 kilometers. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **38**, 121–148.
- Haddon, R., Husebye, E. et King, D. (1977). Origins of precursors to P'P'. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **14**, 41–70.
- Hales, A. (1969). A seismic discontinuity in the lithosphere. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **7**, 44–46.
- Hales, A., Muirhead, K. et Rynn, J. (1980). A compressional velocity distribution for the upper mantle. *Tectonophysics*, **63**, 309–348.
- Helffrich, G. (2000). Topography of the transition zone seismic discontinuities. *Rev. Geoph.*, **38**, 141–158.
- Helffrich, G. (2006). Extended-time multitaper frequency domain cross-correlation receiver-function estimation. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **96**, 344–347.
- Helffrich, G. et Bina, C. (1994). Frequency dependence of the visibility and depths of the mantle discontinuities. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2613–2616.
- Helffrich, G. et Wood, B. (2001). The Earth's mantle. *Rev. Geoph.*, **412**, 501–507.
- Helffrich, G. et Wood, J. (1996). 410 km discontinuity sharpness and the form of the olivine α - β phase diagram : Resolution of apparent seismic contradictions. *Geophys. J. Int.*, **126**, F7–F12.
- Hirose, K. (2002). Phase transitions in pyrolytic mantle around 670-km depth : Implications for upwelling of plumes from the lower mantle. *J. Geophys. Res.*, **107**.
- Hirschmann, M. (2006). Water, melting, and the deep Earth H₂O cycle. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **34**, 629–653.
- Hirschmann, M., Aubaud, C. et Withers, A. (2005). Storage capacity of H₂O in nominally anhydrous minerals in the upper mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **236**, 167–181.
- Hofmann, A. (1997). Mantle geochemistry : The message from oceanic volcanism. *Nature*, **385**, 219–229.
- Houser, C., Masters, G., Flanagan, M. et Shearer, P. (2008). Determination and analysis of long-wavelength transition zone structure using SS precursors. *Geophys. J. Int.*, **174**, 178–194.
- Huang, X., Xu, Y. et Karato, S. (2005). Water content in the transition zone from electrical conductivity of wadsleyite and ringwoodite. *Nature*, **434**, 746–749.
- Ibrahim, A. et Nuttli, O. (1967). Travel-time curves and upper-mantle structure from long-period S waves. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **57**, 1063–1092.
- Irifune, T., Kubo, N., Isshiki, M. et Yamasaki, Y. (1998). Phase transformations in serpentine and transportation of water into the lower mantle. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 203–206.
- Ita, J. et Takahashi, E. (1992). Petrology, elasticity, and composition of the mantle transition zone. *J. Geophys. Res.*, **97**, 6849–6866.
- Ito, E., Akaogi, M., Topor, L. et Navrotsky, A. (1990). Negative pressure-temperature slopes for reactions formign MgSiO₃ perovskite from calorimetry. *Science*, **249**, 1275.
- Ito, E. et Takahashi, E. (1989). Postspinel transformations in the system Mg₂SiO₄-Fe₂SiO₄ and some geophysical implications. *J. Geophys. Res.*, **94**, 10,637–10,646.
- Ito, E. et Yamada, H. (1982). Stability relations of silicate spinels, ilmenite and perovskites. In S. Akimoto et M. Manghnanni (Eds.), *High-pressure research in mineral physics*, pp. 405–419. Tokyo : Center for Academic Publishing.
- Jasbinsek, J. et Dueker, K. (2007). Ubiquitous low-velocity layer atop the 410-km discontinuity in the northern Rocky Mountains. *Geochem. Geophys. Geosys.*, **8**.
- Jeffreys, H. (1939). The times of P, S and SKS and the velocities of P and S. *Mon. Not. R. Astr. Soc., Geophys. Suppl.*, **4**, 498–533.

- Johnson, L. (1967). Array measurements of P wave velocities in the upper mantle. *J. Geophys. Res.*, **72**, 6309–6325.
- Jordan, T. (1975). The continental tectosphere. *Reviews of Geophysics and Space physics*, **13**, 1–12.
- Julian, B. et Anderson, D. (1968). Travel times, apparent velocities and amplitudes of body-waves. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **58**, 339–366.
- Karato, S. (1992). On the Lehmann discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 2255–2258.
- Karato, S. (1993). Importance of anelasticity in the interpretation of seismic tomography. *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1623–1626.
- Karato, S. (1995). Effects of water on seismic wave velocities in the upper mantle. *Proc. Japan Acad.*, **71**, 61–66.
- Karato, S. (2006). Remote sensing of Hydrogen in Earth's Mantle. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, **62**, 343–375.
- Karato, S. et Karki, B. (2001). Origin of lateral variation of seismic wave velocities and density in the deep mantle. *J. Geophys. Res.*, **106**, 21,771–21,783.
- Katsura, T. et Ito, E. (1989). The system $\text{Mg}_2\text{SiO}_4\text{-Fe}_2\text{SiO}_4$ at high pressures and temperatures : precise determination of stabilities of olivine, modified spinel and spinel. *J. Geophys. Res.*, **94**, 15,663–15,670.
- Katsura, T., Yamada, H., Shinmei, T., Kubo, A., Ono, S., Kanzaki, M., Yoneda, A., Walter, M., Ito, E., Urakawa, S., Funakosji, K. et Utsumi, W. (2003). Post-spinel transition in Mg_2SiO_4 determined by high P-T in situ X-ray diffractometry. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **136**, 11–24.
- Katzman, R., Zhao, L. et Jordan, T. (1998). High-resolution, two-dimensional vertical tomography of the central Pacific mantle using ScS reverberations and frequency-dependent travel times. *J. Geophys. Res.*, **103**, 17,933–17,97.
- Kawamoto, T., Hervig, R. et Holloway, J. (1996). Experimental evidence for a hydrous transition zone in the early Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **142**, 587–592.
- Kennett, B. (1983). *Wave propagation in stratified media*. Cambridge University Press.
- Kennett, B. et Engdahl, E. (1991). Travel times for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. Int.*, **105**, 429–465.
- Kennett, B., Engdahl, E. et Buland, R. (1995). Constraints on seismic velocities in the Earth from travel times. *Geophys. J. Int.*, **122**, 108–124.
- Kennett, B., Widiyantoro, S. et van der Hilst, R. (1998). Joint seismic tomography for bulk sound and shear wave speed in the Earth's mantle. *J. Geophys. Res.*
- Kind, D., Yuan, X., Saul, J., Nelson, D., Sobolev, S., Mechie, J., Zhao, W., Kosarev, G., Ni, J., Achauer, U. et Jiang, M. (2002). Seismic Images of Crust and Upper Mantle Beneath Tibet : Evidence for Eurasian Plate Subduction. *Science*, **298**, 1219–1221.
- King, D. et Cleary, J. (1974). A note on the interpretation of precursors to PKPPKP. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **64**, 721–723.
- Kohlstedt, D., Keppler, H. et Rubie, D. (1996). Solubility of water in the α , β and γ phases of $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **123**, 345–357.
- Kovach, R. et Anderson, D. (1964). Higher mode surface waves and their bearing on the structure of the Earth's mantle. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, 161–182.
- Langston, C. (1979). Structure under mont Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves. *J. Geophys. Res.*, **84**.
- Lawrence, J. et Shearer, P. (2006a). Constraining seismic velocity and density for the mantle transition zone with reflected and transmitted waveforms. *Geochem. Geophys. Geosys.*, **7**.

- Lawrence, J. et Shearer, P. (2006b). A global study of transition zone thickness using receiver functions. *J. Geophys. Res.*, **111**.
- Lawrence, J. et Shearer, P. (2008). Imaging mantle transition zone thickness with SdS-SS finite-frequency sensitivity kernels. *Geophys. J. Int.*, **174**, 143–158.
- Lawrence, J. et Wysession, M. (2006). Seismic evidence for subduction-transported water in lower mantle. In S. Jacobsen et S. van der Lee (Eds.), *Earth's deep water cycle*, Volume 168, pp. 251–261. AGU monograph.
- Leahy, G. et Bercovici, D. (2007). On the dynamics of hydrous melt layer above the transition zone. *J. Geophys. Res.*, **112**.
- Leahy, G. et Park, J. (2005). Hunting for oceanic island moho. *Geophys. J. Int.*, **160**, 1020–1026.
- Lebedev, S., Chevrot, S. et van der Hilst, R. (2002). Seismic evidence for olivine phase changes at the 410- and the 660-kilometers discontinuities. *Science*, **296**, 1300–1302.
- Lebedev, S., Chevrot, S. et van der Hilst, R. (2003). Correlation between the shear-speed structure and the thickness of the mantle transition zone. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **135**, 25–40.
- Lee, C. et Chen, W. (2007). Possible density segregation of subducted oceanic lithosphere along a weak serpentinite layer and implications for compositional stratification of Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **255**, 357–366.
- Lehmann, I. (1959). Velocities of longitudinal waves in the upper part of the Earth's mantle. *Ann. Geophys.*, **15**, 93–113.
- Levin, V. et Park, J. (2000). Shear zones in the Proterozoic lithosphere of the Arabian shield and the nature of the Hales discontinuity. *Tectonophysics*, **323**, 131–148.
- Li, X., Kind, R., Yuan, X., Sobolev, S., Hanka, W., Ramesh, D., Gu, Y. et Dziewonski, A. (2003). Seismic observation of narrow plumes in the oceanic upper mantle. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1334.
- Li, X., Sobolev, S., Kind, R., Yuan, X. et Estabrook, C. (2000). A detailed receiver function image of the upper mantle discontinuities in the Japan subduction zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **183**, 527–541.
- Li, X. et Yuan, X. (2003a). Receiver functions in northeast China - implications for slab penetration into the lower mantle in northwest Pacific subduction zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **216**, 679–691.
- Li, X. et Yuan, X. (2003b). Seismic study of upper mantle and transition zone beneath hotspots. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **136**, 79–92.
- Ligorria, J. et Ammon, C. (1999). Iterative deconvolution and receiver-function estimation. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **85**, 1395–1400.
- Litasov, K., Ohtani, E., Kagi, H., Jacobsen, S. et Ghosh, S. (2007). Temperature dependence and mechanism of hydrogen incorporation in olivine at 12.5–14.0 GPa. *Geophys. Res. Lett.*, **34**.
- Litasov, K., Ohtani, E., Sano, A., Suzuki, A. et Funakoshi, A. (2005). In situ x-ray diffraction study of post-spinel transformation in a peridotite mantle : Implication for the 660-km discontinuity. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **238**, 311–328.
- Liu, K. (2003). Effects of inelasticity on the apparent depth and detectability of seismic discontinuities in the mantle. *Geophys. Res. Lett.*, **30**.
- Liu, K., Gao, S., Silver, P. et Zhang, Y. (2003). Mantle layering across central South America. *J. Geophys. Res.*, **108**.
- Mainprice, D., Tommasi, A., Couvy, H., Cordier, P. et Frost, D. (2005). Pressure sensitivity of olivine slip systems and seismic anisotropy of Earth's upper mantle. *Nature*, **433**, 731–733.

- Maruyama, S. et Okamoto, K. (2007). Water transportation from the subducting slab into the mantle transition zone. *Gondwana Research*, **11**, 148–165.
- Masters, G., Laske, G., Bolton, H. et Dziewonski, A. (2000). The relative behavior of shear velocity, bulk sound speed, and compressional velocity in the mantle : Implications for chemical and thermal structure. In *Earth's Deep Interior : Mineral Physics and Tomography From the Atomic to the Global Scale*, *Geophys. Monogr. Ser.*, Volume 117, pp. 63–87. Washington, D.C. : AGU.
- Matsukage, K., Jing, Z. et Karato, S. (2005). Density of hydrous silicate melt at the condition of Earth's deep upper mantle. *Nature*, **438**, 488–491.
- Meier, U. (2008). *Bayesian inversion of surface wave data for discontinuities and velocity structure in the upper mantle using neural networks*. Ph. D. thesis, Universiteit Utrecht.
- Mierdel, K., Keppler, H., Smyth, J. et Langenhorst, F. (2007). Water solubility in aluminous orthopyroxene and the origin of Earth's asthenosphere. *Science*, **315**, 364–368.
- Montelli, R., Nolet, G., Dahlen, F. et Masters, G. (2006). A catalogue of deep mantle plumes : New results from finite-frequency tomography. *Geochem. Geophys. Geosys.*, **7**.
- Montelli, R., Nolet, G., Dahlen, F., Masters, G., Engdahl, E. et Hung, S. (2004). Finite-Frequency Tomography Reveals a Variety of Plumes in the Mantle. *Science*, **303**, 338–343.
- Morgan, W. (1971). Convection Plumes in the Lower Mantle. *Nature*, **230**, 203–213.
- Morgan, W. (1972). Deep mantle convection plumes and plate motions. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **56**, 203–213.
- Nataf, H. et Ricard, Y. (1996). 3SMAC : An a priori tomographic model of the upper mantle based on geophysical modeling. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **95**, 101–122.
- Neele, F. et de Regt, H. (1999). Imaging upper-mantle discontinuity topography using underside reflection data. *Geophys. J. Int.*, **137**, 91–106.
- Neele, F., de Regt, H. et VanDecar, J. (1997). Gross errors in upper-mantle discontinuity topography from underside reflection data. *Geophys. J. Int.*, **129**, 194–204.
- Niazi, M. et Anderson, D. (1965). Upper mantle structure of western North America from apparent velocities of P waves. *J. Geophys. Res.*, **70**, 4633–4640.
- Nichols, A., Carroll, M. et Hoskuldsson, A. (2002). Is the Iceland hot spot also wet ? Evidence from the water contents of undegassed submarine and subglacial pillow basalts. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **202**, 77–87.
- Niu, F. et Kawakatsu, H. (1996). Complex structure of mantle discontinuities at the tip of the subducting slab beneath north-east China. *J. Phys. Earth*, **44**, 701–711.
- Niu, F. et Kawakatsu, H. (1998). Determination of the absolute depths of the mantle transition zone discontinuities beneath China : Effect of stagnant slabs on transition zone discontinuities. *Earth Planets Space*, **50**, 965–975.
- Niu, F., Levander, A., Ham, S. et Obayashi, M. (2005). Mapping the subducting Pacific slab beneath southwest Japan with Hi-net receiver functions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **239**, 9–17.
- Niu, F., Solomon, S., Silver, P., Suetsugu, D. et Inoue, H. (2002). Mantle transition-zone structure beneath the South Pacific Superswell and evidence for a mantle plume underlying the Society hotspot. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **198**, 371–380.
- Nolet, G. et Zielhuis, A. (1994). Low S velocities under the Tornquist-Teisseyre zone : Evidence for water injection into the transition zone by subduction. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15,813–15,820.
- Obayashi, M., Sugioka, H., Yoshimitsu, J. et Fukao, Y. (2006). High temperature anomalies oceanward of subducting slabs at the 410-km discontinuity. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **243**, 149–158.
- Owens, T., Nyblade, A., Gurrola, H. et Langston, C. (2000). Mantle transition zone structure beneath Tanzania, East Africa. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 827–830.

- Park, J. et Levin, V. (2000). Receiver functions from multiple-taper spectral correlation estimates. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **90**, 1507–1520.
- Pollack, H. (1986). Cratonization and thermal evolution of the mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **80**, 175–182.
- Press, W., Flannery, B., Teukolsky, S. et Vetterling, W. (1992). *Numerical Recipes in FORTRAN 77 : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press.
- Ramesh, D., Kind, R. et Yuan, X. (2002). Receiver function analysis of the North American crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.*, **150**, 91–108.
- Ren, Y., Stutzmann, E., van der Hilst, R. et Besse, J. (2007). Understanding seismic heterogeneities in the lower mantle beneath the Americas from seismic tomography and plate tectonic history. *J. Geophys. Res.*, **112**.
- Revenaugh, J. et Jordan, T. (1987). Observations of first-order mantle reverberations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **77**, 1704–1717.
- Revenaugh, J. et Jordan, T. (1991a). Mantle layering from ScS reverberations 1. Waveform inversion of zeroth-order reverberations. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19749–1976.
- Revenaugh, J. et Jordan, T. (1991b). Mantle layering from ScS reverberations : 2. The transition zone. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19,763–19,780.
- Revenaugh, J. et Jordan, T. (1991c). Mantle layering from ScS reverberations : 3. The upper mantle. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19,781–19,810.
- Revenaugh, J. et Sipkin, S. (1994). Seismic evidence for silicate melt atop the 410-km mantle discontinuity. *Nature*, **369**, 474–476.
- Ricard, Y., Mattern, E. et Matas, J. (2005). Synthetic Tomographic Images of Slabs from Mineral Physics. In B. J. M. J. van der Hilst, R.D. et J. Trampert (Eds.), *Earth's Deep Interior : Structure, Composition, and Evolution*, Volume 160, pp. 283–300. Washington, D.C. : American Geophysical Union.
- Richard, G. (2003). *Le cycle de l'eau dans le manteau terrestre : apport de la modélisation numérique*. Ph. D. thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier.
- Richard, G. et Bercovici, D. (2008). Water-induced convection in the Earth's mantle transition zone. *J. Geophys. Res. (sous presse)*.
- Richards, M. et Wicks, C. (1990). S-P conversion from the transition zone beneath Tonga et the nature of the 670 km discontinuity. *Geophys. J. Int.*, **35**, 1–101.
- Ringwood, A. (1962). A model of the upper mantle. *J. Geophys. Res.*, **67**, 857–866.
- Ritsema, J. et Allen, R. (2003). The elusive mantle plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **207**, 1–12.
- Ritsema, J. et van Heijst, H. (2002). Constraints on the correlation of P- and S-wave velocity heterogeneity in the mantle from P, PP, PPP and PKPab traveltimes. *Geophys. J. Int.*, **149**, 482–489.
- Ritsema, J., van Heijst, H. et Woodhouse, J. (1999). Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland. *Science*, **286**, 1925–1928.
- Romanowicz, A. et Cara, M. (1980). Reconsideration of the relation between S and P station anomalies in North America. *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 417–420.
- Rost, S. et Thomas, C. (2002). Array seismology : Methods and applications. *Rev. Geoph.*, **40**.
- Sakamaki, T., Suzuki, A. et Ohtani, E. (2006). Stability of dense hydrous melt at the base of the Earth's upper mantle. *Nature*, **439**, 192–194.
- Saltzer, R., van der Hilst, R. et Karason, H. (2001). Comparing P and S wave Heterogeneity in the Mantle. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1335–1338.

- Saul, J., Kumar, M. et Sarkar, D. (2000). Lithospheric and upper mantle structure of the Indian Shield, from teleseismic receiver functions. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2357–2360.
- Schilling, J., Bergeron, M. et Evans, R. (1980). Halogens in the mantle beneath the North Atlantic. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **297**, 147–178.
- Schmerr, N. et Garnero, E. (2006). Investigation of upper mantle discontinuity structure beneath the central Pacific using SS precursors. *J. Geophys. Res.*, **111**.
- Schmerr, N. et Garnero, E. (2007). Upper Mantle Discontinuity Topography from Thermal and Chemical Heterogeneity. *Science*, **318**, 623–626.
- Schmidt, M. et Poli, S. (1998). Experimentally based water budgets for dehydrating slabs and consequences for arc magma generation. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **163**, 361–379.
- Shearer, P. (1990). Seismic imaging of upper-mantle structure with new evidence for a 520-km discontinuity. *Nature*, **344**, 121–126.
- Shearer, P. (1991). Constraints on Upper Mantle Discontinuities From Observations of Long-Period Reflected and Converted Phases. *J. Geophys. Res.*, **96**, 18,147–18,182.
- Shearer, P. (1993). Global mapping of upper mantle reflectors from long-period SS precursors. *Geophys. J. Int.*, **115**, 878–904.
- Shearer, P. (1996). Transition zone velocity gradients and the 520-km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **101**, 3053–3066.
- Shearer, P. (2000). Upper mantle seismic discontinuities. In S. K. et al. (Ed.), *Earth's Deep Interior : Mineral Physics and Tomography From the Atomic to the Global Scale*, *Geophys. Monogr. Ser.*, Volume 117, pp. 115–131. Washington, D.C. : AGU.
- Shearer, P., Flanagan, M. et Hedlin, M. (1999). Experiments in migration processing of SS precursor data to image upper mantle discontinuity structure. *J. Geophys. Res.*, **104**, 7229–7242.
- Shen, Y., Solomon, S., Bjarnason, I. et Purdy, G. (1996). Hot mantle transition zone beneath Iceland and the adjacent Mid-Atlantic Ridge inferred from P-to-S conversions at the 410- and 660-km discontinuities. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3527–3530.
- Shen, Y., Solomon, S., Bjarnason, I. et Wolfe, C. (1998). Seismic evidence for a lower-mantle origin of the Iceland plume. *Nature*, **395**, 62–65.
- Shibutani, T., Ueno, T. et Hirahara, K. (2008). Improvement in the extended-time multitaper receiver function estimation technique. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **98**, 812–816.
- Shito, A., Karato, S., Matsukage, K. et Nishihara, Y. (2006). Towards mapping the three-dimensional distribution of water in the upper mantle from velocity and attenuation tomography. In S. Jacobsen et S. van der Lee (Eds.), *Earth's deep water cycle*, Volume 168, pp. 225–236. AGU monograph.
- Shuberth, B., Piazzoni, A., Bunge, H., Igel, H., Steinle-Neumann, G., Moder, C. et Oeser, J. (2007). Self-consistent Synthetic Mantle Discontinuities From Joint Modeling of Geodynamics and Mineral Physics and Their Effects on the 3D Global Wave Field. In *Eos Trans. AGU*, **86** (52), *Fall Meet. Suppl., Abstract DI51B-09*.
- Sieminski, A., Debayle, E. et Lévêque, J. (2003). Seismic evidence for deep low-velocity anomalies in the transition zone beneath West Antarctica. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **216**, 645–661.
- Simmons, N. A. et Gurrola, H. (2000). Multiple seismic discontinuities near the base of the transition zone in the Earth's mantle. *Nature*, **405**, 559–562.
- Sleep, N. (1990). Hotspots and mantle plumes : Some phenomenology. *J. Geophys. Res.*, **95**, 6715–6736.
- Song, T., Helmberger, D. et Grand, S. (2004). Low-velocity zone atop the 410-km seismic discontinuity in the northwestern United States. *Nature*, **427**, 530–533.

- Souriau, A. et Woodhouse, J. (1985). A worldwide comparison of predicted S-wave delays from a three-dimensional upper mantle model with P-wave station corrections. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **39**, 75–88.
- Stammler, K. et Kind, R. (1992). Comment on “Mantle Layering from ScS Reverberations, 2, the Mantle Transition Zone” by Justin Revenaugh and Thomas H. Jordan. *J. Geophys. Res.*, **97**, 17,547–17,548.
- Stammler, K., Kind, R., Petersen, N., Kosarev, G., Vinnik, L. et Qiyuan, L. (1992). The upper mantle discontinuities : Correlated or anticorrelated? *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1563–1566.
- Stixrude, L. (1997). Structure and sharpness of phase transitions and mantle discontinuities. *J. Geophys. Res.*, **102**, 14,835–14,852.
- Stixrude, L. et Lithgow-Bertelloni, C. (2005). Mineralogy and elasticity of the oceanic upper mantle : Origin of the low-velocity zone. *J. Geophys. Res.*, **110**.
- Suetsugu, D., Inoue, T., Yamada, A., Zhao, D. et Obayashi, M. (2006). Towards mapping the three-dimensional distribution of water in the transition zone from P-velocity tomography and 660-km discontinuity depth. In S. Jacobsen et S. van der Lee (Eds.), *Earth's deep water cycle*, Volume 167, pp. 237–249. AGU monograph.
- Suetsugu, D., Saitab, T., Takenaka, H. et Niu, F. (2004). Thickness of the mantle transition zone beneath the South Pacific as inferred from analyses of ScS reverberated and Ps converted waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **146**, 35–46.
- Suetsugu, D., Shiobara, H., Sugokia, H., Fukao, Y. et Kanazawa, T. (2007). Topography of the mantle discontinuities beneath the South Pacific superswell as inferred from broadband waveforms on seafloor. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **160**, 310–318.
- Suito, K. (1977). *High Pressure Research*. Academic. N. Manghani et S. Akimoto.
- Suzuki, A. et Ohtani, E. (2003). Density of peridotite melts at high pressure. *Phys. Chem. Minerals*, **30**, 449–456.
- Tackley, P. (2000). Mantle Convection and Plate Tectonics : Toward an Integrated Physical and Chemical Theory. *Science*, **288**, 2002–2007.
- Tauzin, B., Debayle, E. et Wittlinger, G. (2008). The mantle transition zone as seen by global pds phases : no clear evidence for a thin transition zone beneath hotspots. *J. Geophys. Res.*, **113**.
- Thirot, J. Montagner, J. et Vinnik, L. (1998). Upper-mantle seismic discontinuities in a subduction zone (Japan) investigated from P to S converted waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **108**, 61–80.
- Thorne, M., Garnero, E. et Grand, S. (2004). Geographic correlation between hot spots and deep mantle lateral shear-wave velocity gradients. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **146**, 47–63.
- Thybo, H. (2006). The heterogeneous upper mantle low velocity zone. *Tectonophysics*, **416**, 53–79.
- Thybo, H. et Perchuc (1997). The seismic 8° discontinuity and partial melting in continental mantle. *Science*, **275**, 1626–1629.
- Tibi, R. et Wiens, D. (2005). Detailed structure and sharpness of upper mantle discontinuities in the Tonga subduction zone from regional broadband arrays. *J. Geophys. Res.*, **110**.
- Tibi, R., Wiens, D.A. Shiobara, H., Sugioka, H. et Shore, P. (2006). Depth of the 660-km discontinuity near the Mariana slab from an array of ocean bottom seismographs. *Geophys. Res. Lett.*, **33**.
- Tkalčić, H., Flanagan, M. et Cormier, V. (2006). Observations of near-podal P'P' precursors : Evidence for back scattering from the 150-220 km in the Earth's upper mantle. *Geophys. Res. Lett.*, **33**.
- Tonegawa, T., Hirahara, K. et Shibutani, T. (2005). Detailed structure of the upper mantle discontinuities around the Japan subduction zone imaged by receiver function analyses. *Earth Planets Space*, **57**, 5–14.

- Trampert, J., Deschamps, F., Resovsky, J. et Yuen, D. (2004). Probabilistic tomography maps chemical heterogeneities throughout the lower mantle. *Science*, **306**, 853–856.
- Vacher, P. (1995). *Apport des modèles de convection à l'interprétation des données sismiques*. Ph. D. thesis, Université de Paris-Sud.
- Vacher, P., Mocquet, A. et Sotin, C. (1998). Computation of seismic profiles from mineral physics : The importance of the non-olivine components for explaining the 660 km depth discontinuity. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **106**, 275–298.
- van der Hilst, R., Widiyantoro, S. et Engdahl, E. (1997). Evidence for deep mantle circulation from global tomography. *Nature*, **386**, 578–584.
- van der Lee, S. et Nolet, G. (1997). Seismic image of the subducted trailing segments of the Farallon plate. *Nature*, **386**, 266–269.
- van der Meijde, M., Marone, F., Giardini, D. et van der Lee, S. (2003). Seismic Evidence for Water Deep in Earth's Upper Mantle. *Science*, **300**, 1556–1558.
- van der Meijde, M., van der Lee, S. et Giardini, D. (2005). Seismic discontinuities in the Mediterranean mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **148**, 233–250.
- Vergne, J. (2002). *Imagerie des structures et dynamique de la lithosphère de la marge nord-est du Tibet*. Ph. D. thesis, Université Louis Pasteur.
- Vinnik, L. (1977). Detection of waves converted from P to SV in the mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **15**, 39–45.
- Vinnik, L., Chevrot, S. et Montagner, J. (1997). Evidence for a stagnant plume in the transition zone? *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1007–1010.
- Vinnik, L. et Farra, V. (2002). Subcratonic low-velocity layer and flood basalts. *Geophys. Res. Lett.*, **29**.
- Vinnik, L. et Farra, V. (2006). S velocity reversal in the mantle transition zone. *Geophys. Res. Lett.*, **33**.
- Vinnik, L. et Farra, V. (2007). Low velocity atop the 410-km discontinuity and mantle plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **262**, 398–412.
- Vinnik, L., Farra, V. et Kind, R. (2004). Deep structure of the Afro-Arabian hotspot by S receiver functions. *Geophys. Res. Lett.*, **31**.
- Vinnik, L., Foulger, G. et Du, Z. (2005). Seismic boundaries in the mantle beneath Iceland : A new constraint on temperature. *Geophys. J. Int.*, **160**, 533–538.
- Vinnik, L., Kosarev, G. et Petersen, N. (1996). Mantle transition zone beneath Eurasia. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1485–1488.
- Vinnik, L., Kumar, M., Kind, R. et Farra, V. (2003). Super-deep low velocity layer beneath the Arabian plate. *Geophys. Res. Lett.*, **30**.
- Vitos, L., Magyari-Kope, B., Ahuja, R., Kollár, J., Grimvall, G. et Johansson, B. (2006). Phase transformations between garnet and perovskite phases in the Earth's mantle : A theoretical study. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **156**, 108–116.
- Wallace, P. (1998). Water et partial melting in mantle plumes : Inferences from the dissolved H₂O concentrations of Hawaiian basaltic magmas. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3639–3642.
- Wang, Z. et Dahlen, F. (1995). Spherical-spline parameterization of three-dimensional Earth models. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3099–3102.
- Weidner, D. et Wang, Y. (1998). Chemical- and Clapeyron-induced buoyancy at the 660 km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **103**, 7431–7441.
- Weidner, D. et Wang, Y. (2000). Phase transformations : Implications for mantle structure. In S. K. et al. (Ed.), *Earth's Deep Interior : Mineral Physics and Tomography From the Atomic to the Global Scale*, *Geophys. Monogr. Ser.*, pp. 215–235. Washington, D.C. : AGU.

- Wen, D. et Anderson, D. (1997). Slabs, hotspots, cratons and mantle convection revealed from residual seismic tomography in the upper mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **99**, 131–143.
- Whitcomb, J. (1973). Asymmetric P'P' : An alternative to P'dP' reflections in the uppermost mantle (0 to 110 km). *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **63**, 133–143.
- Whitcomb, J. et Anderson, D. (1970). Reflection of P'P' seismic waves from discontinuities in the mantle. *J. Geophys. Res.*, **75**, 5713–5728.
- Wicks, C. et Richards, M. (1993). A Detailed Map of the 660-Kilometer Discontinuity Beneath the Izu-Bonin Subduction Zone. *Science*, **261**, 1424–1427.
- Wilson, D., Angus, D., James, F. et Grand, S. (2006). Constraints on the interpretation of S-to-P receiver functions. *Geophys. J. Int.*, **165**, 969–980.
- Wittlinger, G. et Farra, V. (2007). Converted waves reveal a thick and layered tectosphere beneath the Kalahari super-craton. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **254**, 404–415.
- Wittlinger, G., Vergne, J., Tapponnier, P., Farra, V., Poupinet, G., Jiang, M., Su, H., Herquel, G. et Paul, A. (2004). Teleseismic imaging of subducting lithosphere and moho offsets beneath western Tibet. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **221**, 117–130.
- Wolbern, I., Jacob, A., Blake, T., Kind, R., Li, X., Yuan, X., Duennebier, F. et Weber, M. (2006). Deep origin of the Hawaiian tilted plume conduit derived from receiver functions. *Geophys. J. Int.*, **166**, 767–781.
- Wood, B. (1995). The effect of H₂O on the 410-kilometer seismic discontinuity. *Science*, **268**, 74–76.
- Wood, B. (2000). Phase transformations and partitioning relations in peridotite under lower mantle conditions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **174**, 341–354.
- Woodhouse, J. et Dziewonski, A. (1984). Mapping the upper mantle : Three dimensional modelling of Earth structure by inversion of seismic waveform. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5953–5986.
- Xu, F., Vidale, J. et Earle, P. (2003). Survey of precursors to P'P' : Fine structure of mantle discontinuities. *J. Geophys. Res.*, **108**.
- Xu, F., Vidale, J., Earle, P. et Benz, H. (1998). Mantle discontinuities under southern Africa from precursors to P'P'df. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 571–574.
- Yuan, X., Ni, J., Kind, R., Mechie, J. et Sandvol, E. (1997). Lithospheric and upper mantle structure of southern Tibet from a seismological passive source experiment. *J. Geophys. Res.*, **102**, 27,491–27,500.
- Zang, S., Zhou, Y., Ning, J. et Wei, R. (2006). Multiple discontinuities near 660 km beneath Tonga area. *Geophys. Res. Lett.*, **33**.
- Zhang, J. et Herzberg, C. (1994). Melting experiments on anhydrous peridotite KLB-1 from 5.0 to 22.5 GPa. *J. Geophys. Res.*, **99**, 17,729–17,742.
- Zhao, L. (2001). Seismic structure and origin of hotspots and mantle plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **192**, 251–265.
- Zhao, L. (2007). Seismic images under 60 hotspots : Search for mantle plumes. *Gondwana Research*.
- Zhao, L. et Chevrot, S. (2003). SS-wave sensitivity to upper mantle structure : Implications for the mapping of transition zone discontinuity topographies. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1590.