



**HAL**  
open science

# Anisotropie et atténuation sismique en domaine océanique: application aux panaches mantelliques de la Polynésie française et des Galápagos

Fabrice R. R. Fontaine

► **To cite this version:**

Fabrice R. R. Fontaine. Anisotropie et atténuation sismique en domaine océanique: application aux panaches mantelliques de la Polynésie française et des Galápagos. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc, 2005. Français. NNT: . tel-00438717

**HAL Id: tel-00438717**

**<https://theses.hal.science/tel-00438717>**

Submitted on 4 Dec 2009

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

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

**UNIVERSITE MONTPELLIER II  
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC  
INSTITUT DES SCIENCES DE LA TERRE, DE L'EAU, ET DE L'ESPACE**

**THESE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II**

**Discipline : Géophysique interne  
Formation Doctorale : Structure et Evolution de la Lithosphère  
Ecole Doctorale : Sciences de la Terre et de l'Eau**

présentée et soutenue publiquement

par

Fabrice R. FONTAINE

le 31 janvier 2005

**Titre :**

**Anisotropie et atténuation sismique en domaine océanique: application aux panaches  
mantelliques de la Polynésie française et des Galápagos**

**JURY**

M. David MAINPRICE	,Président
M. Guilhem BARRUOL	,Directeur de Thèse
M. Paul SILVER	,Rapporteur
M. Nickolai BAGDASSAROV	,Rapporteur
M. Goetz BOKELMANN	,Examineur
M. Benoît ILDEFONSE	,Codirecteur de Thèse

## Remerciements

Originaire de l'île de la Réunion, ancien auditeur de l'école normale supérieure de Lyon, cette thèse correspond à l'aboutissement d'un long projet qui, au départ paraissait audacieux. Une thèse est la réalisation d'un travail d'équipe. Je tiens donc, à remercier les personnes y ayant contribué.

Monsieur Guilhem BARRUOL a été très disponible. Je le remercie pour son aide et le plaisir avec lequel il m'a fait découvrir l'anisotropie sismique. Je réalise la chance d'avoir été supervisé par un directeur de thèse présent à tout moment malgré la distance entre Tahiti et Montpellier. Merci Guilhem pour tes nombreux conseils et ta présence.

Monsieur Benoît ILDEFONSE a su me donner l'envie de m'ouvrir à différents thèmes de recherche depuis notre rencontre en 1999, grâce au stage de maîtrise. Il m'a offert les moyens matériels et financiers nécessaires pour entreprendre mes expériences en laboratoire. Merci Benoît de ta confiance et de m'avoir introduit dans le monde de la sismologie.

Mes remerciements également à Monsieur David MAINPRICE pour son aide à des moments clés, concernant atténuation et anisotropie sismiques. Dave m'a fait le très grand honneur d'accepter d'être le président de mon jury.

Mes remerciements à Monsieur Nickolai BAGDASSAROV pour ses conseils avisés sur la viscoélasticité et les expériences en laboratoire. Nickolai m'a fait l'honneur d'accepter d'être membre de mon jury. Il m'a apporté son aide à chaque fois que j'étais face à un obstacle.

Mes remerciements à Monsieur Douglas TOOMEY pour son accueil à deux reprises au sein de son laboratoire en Oregon, et pour sa confiance. Il a su en 2001 lors de sa visite au laboratoire de Tectonophysique me contaminer par le virus de la sismologie. Doug a été mon premier instructeur sismologue, remarquable par sa patience et sa pédagogie. Il m'a encadré pour mon étude sur l'atténuation et l'anisotropie. Merci Doug de ta disponibilité.

Monsieur Paul SILVER m'a donné à Carnegie Institution des recommandations sur l'analyse du déphasage des ondes de cisaillement. Il m'a également fait l'honneur d'être membre de mon jury.

Monsieur Goetz BOKELMANN, pour son aide lors de l'analyse de la polarisation des ondes P et des ondes S. Je le remercie d'avoir accepté d'être membre de mon jury. Ses remarques toujours très judicieuses et son encadrement m'ont beaucoup aidé lors de la rédaction de ma thèse.

Monsieur Daniel NEUVILLE m'a permis d'effectuer à l'Institut de Physique du Globe de Paris des mesures de viscosité à basse et à haute température sur des silicates. Daniel m'a encouragé et laissé faire le lien entre la pétrophysique et la sismologie.

Monsieur Dominique REYMOND, de m'avoir communiqué sa passion du traitement du signal. Dominique, merci beaucoup, pour ta gentillesse et la clarté de tes réponses.

Madame Emilie HOOFT, pour l'attention avec laquelle elle a supervisé l'écriture du papier sur les Galápagos.

Monsieur Keitapu MAAMAATUAI AHUTAPU, pour son accueil au sein du laboratoire de géosciences de l'Université de Polynésie française.

Monsieur Keiiti AKI et Madame Valérie FERRAZZINI, pour leur accueil et leurs conseils lors de ma visite au sein de l'observatoire volcanologique du Piton de la Fournaise.

Cette thèse a été élaborée principalement au laboratoire de Tectonophysique de l'Université Montpellier II. Je tiens, ici, à remercier ses membres et anciens membres permanents: F. BOUDIER, A. VAUCHEZ, A. NICOLAS, A. TOMMASI, P. LAURENT, etc. Une pensée particulière à mes collègues B. GIBERT, M. HEINTZ, F. EINAUDI, G.

PLEINIER, P. GAILLOT, et notre secrétaire Bernadette, qui m'ont accompagné tous les jours. Je pense que Maggy se souvient encore de nos longues discussions.

Ma thèse a également été réalisée en Oregon (5 mois). C'est une très grande chance que j'ai eue de connaître un tel institut liant volcanologie et sismologie. Merci aux membres du département de géologie de l'Université d'Oregon: D. VILLAGOMEZ, P. RYAN, et E. HUMPHREYS. Merci Gene de m'avoir accueilli chez toi.

En outre, ce travail a été réalisé pendant 6 mois en Polynésie française. Je remercie le personnel du laboratoire de Géophysique du CEA Pamatai à Tahiti pour l'excellente collaboration lors de cette étude. Je pense particulièrement à D. REYMOND, O. HYVERNAUD, et à Jean-Marie.

Merci aux amis de la Réunion: Jean-Claude PAYET, Alain PAYET, Patrice HUET, aux amis polynésiens, à Topia et à toute la famille EZANNO: Jacques, Isabelle, Pierre, Céline et François pour leur présence, assistance et amitié.

L'aboutissement de cette thèse doit énormément au soutien de ma famille: Maurice, Marie-Claire, Nadège et Stéphanie. J'y associe également mes grands-parents: Maurice, Aïdée et Elisabeth, de même que ma famille de FOS/MER et mon amie Nadège VITRY.

Mes parents m'ont encouragé dans le domaine de la recherche. Ils ont su m'aiguiller lorsque j'en avais besoin.

*Je dédie cette thèse à Maurice, Marie-Claire, Nadège, Stéphanie FONTAINE et à mon amie Nadège VITRY.*

Vincendo, Ile de la Réunion  
Le 10 janvier 2005

Fabrice R. FONTAINE



# Table des matières

Introduction.....	7
<b>PARTIE I.....</b>	<b>11</b>
<b>CONTEXTE GÉODYNAMIQUE ET EXPÉRIENCE SISMOLOGIQUE.....</b>	<b>11</b>
Chapitre 1.....	13
La Polynésie française.....	13
1.1) Evolution tectonique.....	16
1.2) Points chauds, superbombement et rides volcaniques.....	17
1.2.1) Points chauds.....	17
1.2.2) Superbombement.....	17
1.2.3) Rides volcaniques.....	20
Chapitre 2.....	21
L'expérience PLUME et l'analyse du bruit en contexte océanique.....	21
2.1) Présentation des stations sismologiques.....	21
2.2) Quantification de la qualité des stations et du bruit océanique.....	23
2.3) Polarisation du bruit.....	32
<b>PARTIE II.....</b>	<b>37</b>
<b>ANISOTROPIE SISMIQUE EN DOMAINE OCÉANIQUE.....</b>	<b>37</b>
Chapitre 3.....	39
Généralités sur l'origine de l'anisotropie sismique et sa répartition dans la Terre.....	39
3.1) Définition de l'anisotropie sismique.....	39
3.1.1) Vitesses sismiques dans un milieu isotrope et dans un milieu anisotrope.....	40
3.1.2) Déphasage temporel et polarisations des ondes.....	43
3.2) Localisation de l'anisotropie dans la Terre.....	44
Chapitre 4.....	46
Etude du déphasage des ondes de cisaillement en Polynésie française.....	46
4.1) Introduction.....	46
4.2) Le traitement des données.....	48
4.2.1) Sélection des données et tri.....	48
4.2.2) Description des mesures avec la méthode mono-événement de Silver et Chan (1991).....	48
4.2.2a) Principe.....	48
4.2.2b) Les mesures.....	49
4.2.3) Méthode multi-événements de Wolfe et Silver (1998).....	55
4.3) Les résultats.....	57
4.4) Le problème direct pour trouver un modèle à 2 couches d'anisotropie.....	66
4.4.1) Présentation de la méthode de Silver et Savage (1994).....	66
4.4.2) Application à quelques stations.....	67
4.4.3) Résultats.....	69
4.5) Discussion.....	69
4.5.1) Comparaison avec les études antérieures.....	69
4.5.2) Interprétation.....	70
4.5.2a) Archipel des Marquises.....	70
4.5.2b) Plateau des Tuamotu.....	71
4.5.2c) Chaîne volcanique de la Société.....	72
4.5.2d) Chaîne volcanique des Australes.....	73
4.5.2e) Chaîne volcanique Pitcairn Gambier.....	73
4.5.2f) Ile de Pâques.....	74
4.5.2g) Rarotonga.....	74
4.6) Conclusion.....	74

Chapitre 5.....	75
Apport de l'étude de la polarisation des ondes P en Polynésie française.....	75
5.1) Introduction.....	75
5.2) Méthodes de mesures.....	77
5.2.1) Rappels sur la géométrie des rais et des paramètres qui l'influencent .....	77
5.2.1a) Influence des hétérogénéités de vitesse sur la déviation du rai .....	79
5.2.1b) Influence des anomalies de vitesse sur la polarisation.....	80
5.2.1c) Influence de l'anisotropie sismique sur la polarisation de l'onde P.....	81
5.2.1d) Effet d'une mauvaise orientation du capteur.....	82
5.2.1e) Effet du filtrage sur la déviation de la polarisation.....	82
5.2.2) Mesure de la déviation angulaire de polarisation horizontale.....	83
5.2.2a) Détermination qualitative de l'azimut de l'axe rapide .....	84
5.2.2b) Détermination quantitative de l'azimut de l'axe rapide .....	85
5.2.3) Influence du filtrage sur les mesures de déviation.....	86
5.2.4) Mesure de l'angle de polarisation verticale.....	87
5.3) Péetrophysique: déviation des ondes P dans le monocristal d'olivine et dans des roches mantelliques .....	88
5.3.1) Olivine.....	88
5.3.2) Harzburgite.....	92
5.3.3) Dunite.....	94
5.4) Résultats.....	95
5.4.1) Sélection des données .....	95
5.4.2) Résultats par stations sismiques .....	97
5.4.2a) RKTL – station installée à Rikitea .....	97
5.4.2b) PTCN, station installée à Pitcairn .....	101
5.4.2c) PPT et PPTL, stations à Tahiti.....	105
5.4.2d) RAR, station à Rarotonga.....	111
5.5) Discussion .....	116
5.5.1) Comparaison avec les propriétés des nodules de péridotites de Polynésie française .....	116
5.5.2) Interprétation .....	120
5.6) Conclusion .....	124
Chapitre 6.....	125
Etude de la biréfringence des ondes SKS au niveau des Galápagos.....	125
6.1) Contexte géologique des Galápagos.....	125
6.1.1) Reconstruction paléogéographique (formation de l'archipel).....	126
6.1.2) Modèle géodynamique.....	128
6.2) Analyse de la biréfringence des ondes de cisaillement au niveau de l'archipel des Galápagos.....	129
6.2.1) Introduction .....	130
6.2.2) Data analysis.....	132
6.2.3) Results.....	134
6.2.4) Discussion and Conclusion .....	135
PARTIE III .....	139
ATTÉNUATION SISMIQUE DANS LA CROÛTE OCÉANIQUE ET LE MANTEAU SUPÉRIEUR.....	139
Chapitre 7.....	141
Généralités sur l'atténuation sismique.....	141
7.1) Qu'est-ce-que l'atténuation sismique? .....	141
7.2) Les causes de l'atténuation sismique.....	142

Chapitre 8.....	145
Estimation de l'atténuation des ondes ScS multiples en Polynésie française.....	145
8.1) Introduction.....	145
8.2) Principe.....	145
8.3) Méthode.....	148
8.3.1) Mesure du résidu temporel.....	148
8.3.2) Mesure de $Q_{ScS}$ .....	151
8.4) Résultats.....	156
8.4.1) Rapport d'amplitudes spectrales.....	156
8.4.2) Stacking.....	158
8.5) Comparaisons avec les autres études sur Q.....	159
8.6) Conclusion.....	161
Perspectives.....	161
Chapitre 9.....	164
Atténuation sismique des roches océaniques partiellement fondues.....	164
9.1) Etude de la dépendance aux fréquences sismiques de l'atténuation des ondes de cisaillement par rapport à la température dans des gabbronorites partiellement fondues.....	164
9.1.1) <i>Introduction</i> .....	165
9.1.2) <i>Background</i> .....	166
9.1.3) <i>Data analysis</i> .....	167
9.1.4) <i>Experimental approach</i> .....	169
9.1.4a) Sample description.....	169
9.1.4b) Experimental procedure.....	170
9.1.5) <i>Results</i> .....	173
9.1.5a) Microstructures.....	173
9.1.5b) Melt Viscosity.....	176
9.1.5c) Attenuation.....	177
9.1.6) <i>Discussion</i> .....	181
9.1.6a) Comparison with previous studies.....	181
9.1.6b) Textures.....	187
9.1.6c) Melt effect.....	189
9.1.6d) Application to geological systems.....	190
9.1.7) <i>Summary and Conclusions</i> .....	192
Chapitre 10.....	193
Influence de la viscosité d'un fluide basaltique et andésitique sur l'atténuation sismique.....	193
10.1) Introduction.....	193
10.2) Mesures expérimentales des viscosités des liquides silicatés.....	193
10.2.1) Dispositif de fluage.....	194
10.2.2) Viscosimètre rotatif.....	195
10.3) Résultats.....	196
10.3.1) Viscosité et influence des changements de viscosité sur l'atténuation.....	196
10.3.2) Estimation de la capacité calorifique.....	204
10.4) Conclusion.....	206
Perspectives.....	206
Conclusion générale.....	207
Bibliographie.....	212
ANNEXES.....	229



## Introduction

Dans les systèmes partiellement fondus, ici les chambres magmatiques des dorsales océaniques ou les panaches mantelliques, la fraction de liquide, sa viscosité, l'anisotropie et l'atténuation des ondes sismiques liées à cette présence du liquide restent des paramètres mal contraints. Pourtant la présence de liquide joue un rôle déterminant dans nombre de propriétés physiques, comme les propriétés sismiques (e.g., Mainprice, 1997; Holtzman et al., 2003), les propriétés électriques (e.g., Sinha et al., 1999), ou encore la rhéologie (e.g., Bagdassarov et Dorfman, 1998), et donc dans notre compréhension du problème géodynamique. L'influence des changements de viscosité sur l'atténuation n'est pas quantifiable actuellement car on ne dispose pas de données d'atténuation dans les liquides silicatés dans le domaine de la transition vitreuse.

A travers ce travail de thèse, nous proposons d'étudier la structure et la dynamique du manteau supérieur dans des domaines où l'atténuation et la présence de liquide peuvent jouer des rôles prédominants, comme les panaches mantelliques et les rides médio-océaniques. Nous utiliserons des approches complémentaires telles que la sismologie, la pétrophysique et les mesures expérimentales en laboratoire. Les chantiers se situent essentiellement dans le Pacifique: la Polynésie française, les Galápagos et la ride Est-Pacifique.

La Polynésie française possède deux caractéristiques qui sont, d'une part la présence de plusieurs points chauds: Rarotonga, Société, MacDonald, Arago, Pitcairn, Marquises, (e.g., Clouard et Bonneville, 2001; Bonneville et al., 2002) à l'origine des alignements volcaniques et d'autre part une surélévation générale du plancher océanique par rapport aux modèles de subsidence en fonction de l'âge de la lithosphère. Cette anomalie topographique positive du plancher océanique (500 à 1000 m, Sichoix et al., 1998), dans une région marquée par de faibles vitesses sismiques des ondes de surface (Nishimura et Forsyth, 1985), a été appelée le super-bombement ("superswell" en anglais) du Pacifique sud (McNutt et Fischer, 1987). Ce super-bombement pourrait être induit principalement par la montée dynamique d'un panache dans un manteau en convection (McNutt, 1998). La source des points chauds pourrait être: i) l'interface noyau manteau (e.g., Clouard et Bonneville, 2003), ii) la zone de transition où un super panache pourrait être bloqué (e.g., Davaille, 1999; Romanowicz et Gung, 2002; Courtillot et al., 2003), iii) le manteau supérieur, du liquide traversant des fractures lithosphériques (e.g., McNutt et al., 1997; Clouard et al., 2003).

Le point chaud des Galápagos (Morgan, 1972) alimente d'une part la dorsale Galápagos (Shilling et al., 1976) et d'autre part le volcanisme de surface. Les modèles tomographiques imagent ce point chaud dans le manteau supérieur (Montelli et al., 2004) et la continuité du panache mantellique dans le manteau inférieur n'est pas évidente. L'archipel des Galápagos est constitué de 21 volcans, dont 7 sont entrés en éruption depuis 1800 (Fernandina, Cerro Azul, Sierra Negra, Alcedo, Darwin, Wolf, Roca Redonda). L'interférométrie radar a récemment mis en évidence des transferts de magma en profondeur (Amelung et al. 2000) qui confirment l'existence d'une activité magmatique actuelle.

La dorsale océanique Est-Pacifique possède une chambre magmatique imagée par tomographie sismique par atténuation des ondes P (e.g., Wilcock et al., 1995). Ce modèle met en évidence une zone où l'atténuation des ondes P est maximale comprise entre 0.02 et 0.05 et qui s'étend de 2.5 km de profondeur à la base de la croûte. Wilcock et al. (1995) suggèrent la présence d'une lentille de liquide, au-dessus d'une zone de bouillie de cristaux, confinée à une région de 1 km d'épaisseur. Dans ces trois exemples, la présence de liquide dans le manteau,

ou en base de croûte pour la dorsale, semble contrôler au premier ordre la propagation des ondes sismiques.

Deux approches complémentaires sont abordées dans ce travail afin de mieux contraindre l'influence du liquide sur l'anisotropie et l'atténuation sismiques dans des systèmes partiellement fondus: une étude sismologique et une étude pétrophysique.

L'étude sismologique consiste en des mesures de l'anisotropie sismique. Tout d'abord par l'étude du déphasage des ondes S (e.g., Silver et Chan, 1991) au niveau de la Polynésie française et des Galápagos. De par sa situation géographique, la Polynésie française n'est pas idéalement située pour mesurer le déphasage des ondes SKS, technique requérant des tremblements de terre situés à plus de 85° de distance épacentrale. Deux méthodes complémentaires d'analyse de l'anisotropie par la mesure de la polarisation des ondes P sont donc développées et présentées. Les observations des déphasages des ondes S et de la polarisation des ondes P sont comparées aux modèles de vitesses et de polarisations calculés pour des xénolithes de péridotites échantillonnées sur différents archipels de la Polynésie française. Ensuite, des estimations de l'atténuation des ondes sismiques multiples de l'onde ScS sont réalisées par une méthode présentée dans le cadre de cette étude. La Polynésie française est idéalement située pour ce type d'étude grâce à sa proximité avec la zone de subduction des Tonga Fidji et de par l'existence d'une sismicité profonde (19 séismes de profondeur supérieure à 400 km en 2002) au niveau de cette zone de subduction. Le but de cette méthode est d'obtenir une cartographie de l'atténuation du manteau et d'identifier les zones les plus atténuantes au niveau de la Polynésie française, pour ensuite corrélérer ces zones avec la localisation des points chauds et du super panache (e.g., Sleep, 1990; Bonneville et Sichoix, 1998; Steinberger, 2000).

Les données sismologiques de Polynésie française proviennent tout d'abord de 7 stations permanentes appartenant aux réseaux sismologiques IRIS, CEA, et GEOSCOPE. Par ailleurs, 10 stations sismologiques supplémentaires ont été déployées entre novembre 2001 et le printemps 2005 lors de cette étude. Le projet appelé PLUME (Polynesian Lithosphere and Upper Mantle Experiment, Barruol et al., 2002) a ainsi pour objectif d'avoir une meilleure couverture de la Polynésie et donc une meilleure résolution dans l'analyse de la structure du manteau supérieur. Une étude systématique du bruit océanique au niveau des stations PLUME et CEA permet d'estimer la qualité des données de celles-ci.

Au niveau des Galápagos on utilise les données de la station permanente située à Santa Cruz ainsi que celles du réseau sismologique temporairement IGUANA (Imaging Galápagos Upwelling and Neotectonics of the Archipelago) déployées entre septembre 1999 et mars 2003, composé de 10 stations larges bandes. L'avantage des stations du réseau IGUANA est d'avoir une distance entre les stations inférieure à 100 km, ce qui permet d'obtenir une meilleure résolution latérale et de cartographier plus précisément que dans le cas de la Polynésie des variations latérales de déformation ou de composition.

Afin de mieux contraindre l'atténuation mesurée par tomographie sismique au niveau des chambres magmatiques des dorsales rapides nous avons réalisé des mesures en laboratoire de l'atténuation. Les mesures se font à pression ambiante et aux fréquences sismiques (0.002-20 Hz) par un appareil de torsion harmonique (e.g., Berckhemer et al., 1982; Bagdassarov et Dingwell, 1993) dans des microgabbroites partiellement fondues dont la quantité de liquide silicaté est estimée en fin d'expérience par analyse microstructurale. La viscosité des liquides silicatés dans les systèmes partiellement fondus contrôle une grande partie de l'atténuation des ondes sismiques. Cependant, l'influence des changements de viscosité sur l'atténuation n'est pas aisément quantifiable car on ne dispose que de rares données d'atténuation dans les liquides silicatés dans le domaine de la transition vitreuse. La transition vitreuse est liée aux phénomènes de transport, et particulièrement à la viscosité (e.g., Adam et Gibbs, 1965), mais aussi à la compressibilité ou à l'atténuation (e.g., Rivers et Carmichael,

1987). Pour répondre à cette question, nous avons réalisé de nouvelles mesures expérimentales de la viscosité à l'état vitreux et liquide, de deux basaltes et d'une andésite issus de la fusion de gabbros de la croûte océanique. D'autre part, nous proposons de mesurer, dans le futur, la viscosité de silicates provenant de la fusion de péridotite du manteau (Takahashi, 1986; Baker et Stolper, 1994). La détermination de la viscosité se fait dans une large gamme de température (500-1750°C) grâce à une machine de fluage (Neuville, 1992) pour des viscosités comprises entre  $10^8$ - $10^{14}$  Pa.s et avec un viscosimètre de Couette lorsque les viscosités sont entre 0.1 et  $10^5$  Pa.s.

En aval de ces mesures expérimentales, nous souhaitons utiliser ces nouvelles données pour mieux contraindre et interpréter les modèles tomographiques, en particulier au regard des données d'atténuation et de variations de viscosité. Ceci peut être appliqué au niveau des chambres magmatiques des dorsales rapides mais également dans les mesures sismologiques de l'anisotropie et de l'atténuation du manteau supérieur au niveau des panaches étudiés dans le Pacifique. Ce couplage entre observations expérimentales et sismologiques devrait permettre d'obtenir une meilleure définition et une meilleure compréhension des points chauds, des chambres magmatiques et de leurs interactions avec le manteau supérieur. Les observations et calculs de l'atténuation, de la viscosité, des vitesses et polarisations dans des roches naturelles viendront conforter les mesures sismologiques à grande longueur d'onde. Ce transfert d'échelle devrait nous permettre de cerner les mécanismes mis en jeu au niveau de panaches mantelliques et de chambres magmatiques.

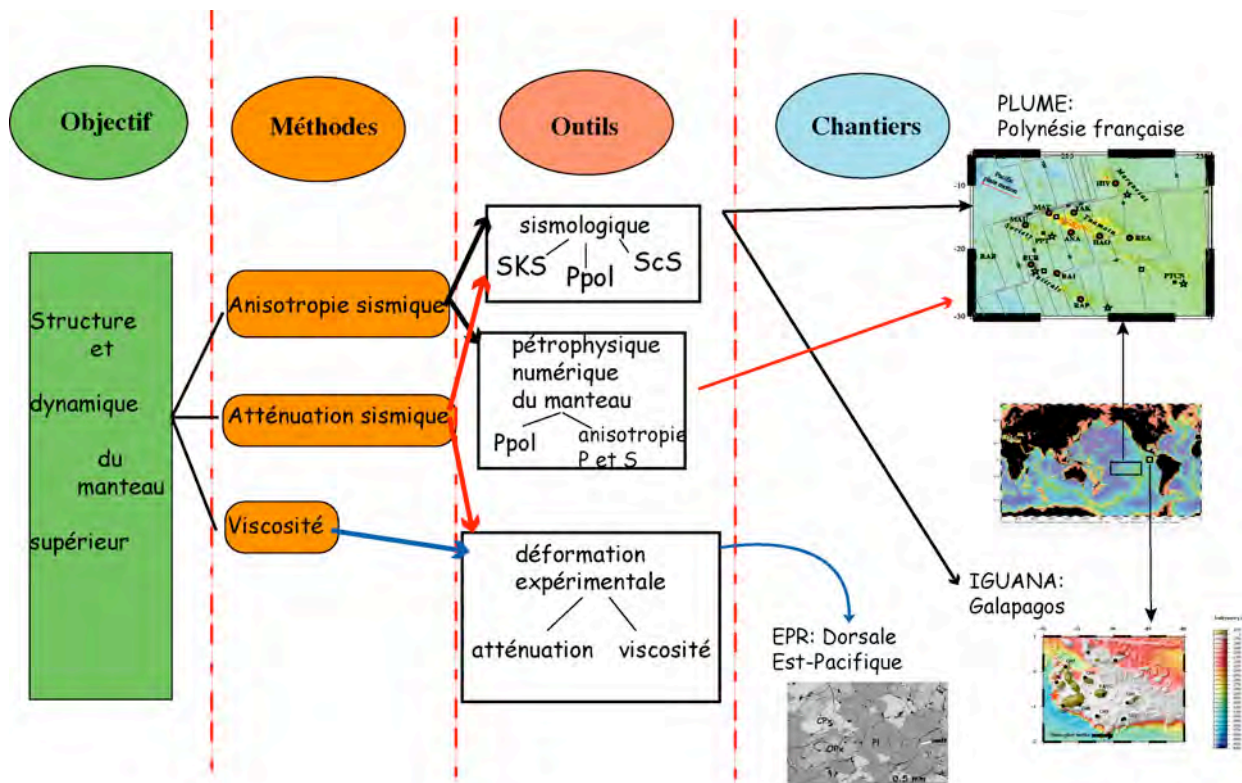


Fig. 1. Plan de l'étude. Ppol: étude de la polarisation des ondes P. ScS : mesure de l'atténuation des ondes ScS multiples, SKS: étude du déphasage des ondes de cisaillement.





## ***PARTIE I***

# ***CONTEXTE GÉODYNAMIQUE ET EXPÉRIENCE SISMOLOGIQUE***

*"Toute vérité est une route tracée à travers la réalité."*

H. Bergson, *La Pensée et le Mouvant*, PUF.



# Chapitre 1

## La Polynésie française

---

La Polynésie française est un immense territoire situé au centre du Pacifique sud. Elle est constituée de 5 archipels: les Marquises, les Tuamotu, la Société, les Australes, les Gambier (Fig. 2). La Polynésie française est composée de plus de 118 îles volcaniques, la superficie de sa zone économique exclusive est de 4.75 millions de km<sup>2</sup>. L'ensemble des terres émergées ne représente que 3521 km<sup>2</sup>. Le territoire de la Polynésie française est établi sur la plaque océanique Pacifique. Cette plaque est générée au niveau des dorsales Est-Pacifique et Pacifique Antarctique et entre en subduction au niveau des plaques Indo-Australienne, Asiatique, et Nord-Américaine. La formation du plancher océanique de la Polynésie française s'est effectuée au niveau de l'ancienne dorsale Pacifique Farallon entre 25 et 115 Ma (Fig. 3). La croûte océanique la plus vieille est située à l'est de la fosse des Tonga. L'activité volcanique intraplaque a modifié grandement la plaque océanique depuis son élaboration.

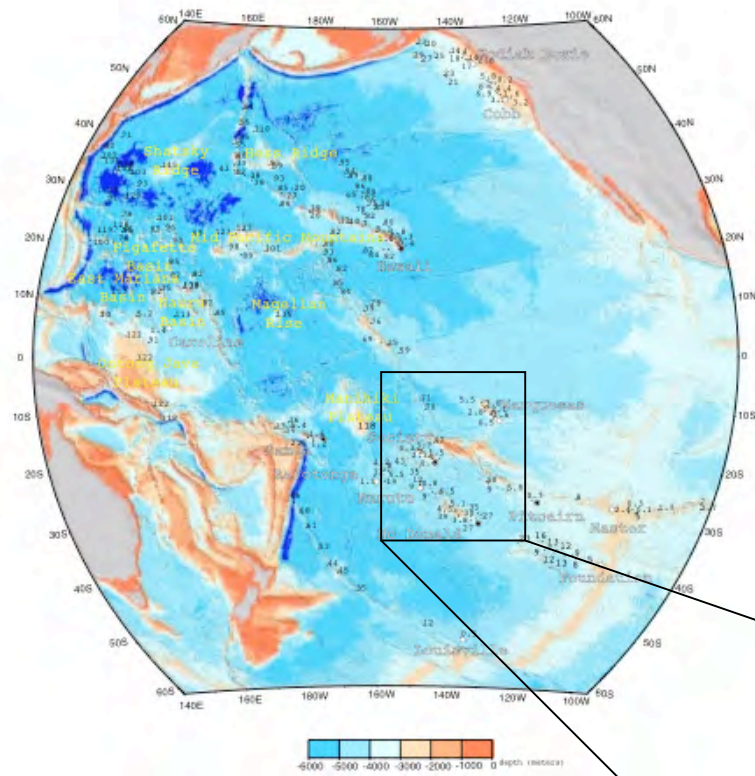
Les principales structures de la plaque Pacifique sont: les dorsales océaniques, les alignements volcaniques, les failles transformantes, les rides volcaniques et les plateaux océaniques. Le plateau océanique de Manihiki situé au nord-ouest de la Polynésie française culmine à 2500 m au-dessus du plancher océanique limitrophe.

L'archipel des Marquises est constitué d'îles formées par le probable point chaud des Marquises entre 1.3 et 5.8 Ma (Duncan et McDougall, 1974). L'alignement des îles de cet archipel possède une orientation N150°E, qui diffère avec le mouvement absolu de la plaque Pacifique (N115°E). Clouard et Bonneville (2001) proposent que la formation des îles volcaniques des Marquises soit contrôlée par des fractures obliques en échelon.

L'archipel des Tuamotu est formé de 78 îles, principalement des atolls. L'archipel couvre une superficie d'environ 1500 km de long sur approximativement 800 km de large. Les atolls sont situés sur une élévation bathymétrique, le plateau océanique des Tuamotu. Ce plateau océanique serait pour Ito et al., (1995) le résultat de l'interaction entre le point chaud de l'île de Pâques et une pseudo-faille d'un rift propagateur de la dorsale Pacifique Farallon. Il possède au nord comme limite avec l'archipel des Marquises, la faille transformante des Marquises. Au sud, la faille transformante des Australes le sépare des îles Gambier. La croûte océanique est âgée entre 30 et 65 Ma (Mayes et al., 1990). L'orientation générale des îles de l'archipel est N115°E, ce qui est cohérent avec une formation des îles par du volcanisme de type point chaud. 2 grands alignements orientés ONO-ESE sont discernables dans l'archipel. La formation des Tuamotu est mal contrainte et controversée (e.g., Clouard, 2000). 2 points chauds pourraient avoir initié les îles des Tuamotu (Okal et Cazenave, 1985; Ito et al., 1995).

Les îles volcaniques de la chaîne de la Société s'étendent depuis Meetia (anciennement Mehetia) jusqu'à l'île de Maupiti et l'atoll de Motu One. L'âge des îles varie de 0 à 0.3 Ma pour Meetia (White et Duncan, 1996) à 4.2 Ma pour Maupiti. Le point chaud de la Société est localisé entre Meetia, Mouaa Pihaa et Teahitia. La direction de l'alignement des îles de la Société est parallèle à celle du mouvement absolu de la plaque Pacifique.

A)



B)

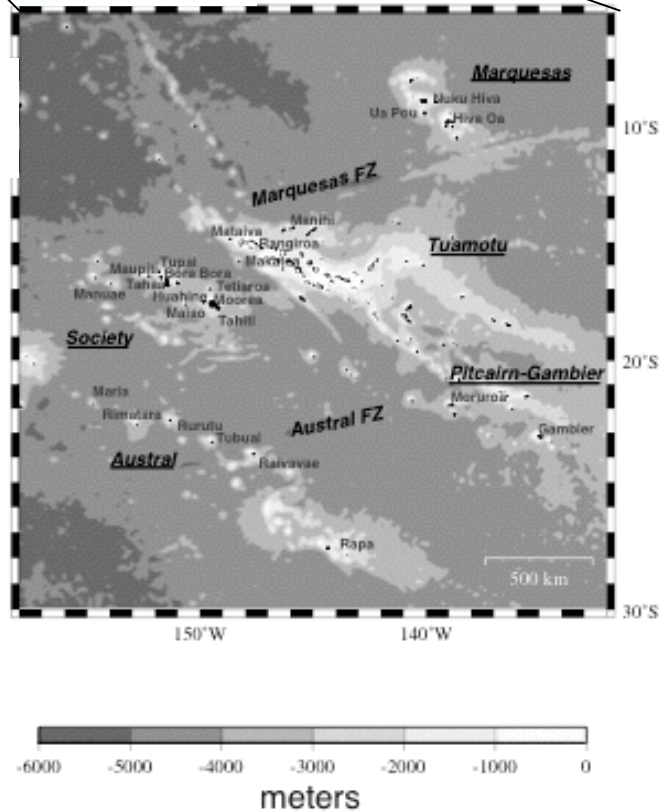


Fig. 2. A) Carte du Pacifique avec la localisation de la Polynésie française. Localisation et âge des îles volcaniques. D'après Clouard et Bonneville (2001). B) Carte bathymétrique de la Polynésie française. d'après Sichoix et Bonneville (1996). Localisation des failles transformantes et des alignements volcaniques de la Polynésie française.

Les îles de l'archipel des Australes sont comprises dans un alignement volcanique, l'alignement Australes Cook qui s'étend depuis le mont sous-marin actif MacDonald jusqu'à l'atoll d'Aitutaki, avec une orientation N115°E. L'âge de la croûte océanique est compris entre 35 et 80 Ma (Mayes et al., 1990). Deux points chauds sont invoqués pour la formation des îles: MacDonald et le mont sous-marin Arago (Bonneville et al., 2002). McNutt et al. (1997) proposent que l'édification des îles des Australes soit contrôlée par des contraintes dans la lithosphère. Bonneville et al. (2002) émettent l'hypothèse que la source du point chaud Arago est située dans le manteau supérieur et associée à des zones de faiblesses de la lithosphère.

Les îles Gambier forment une partie de l'alignement Gambier-Pitcairn. Cet alignement est constitué des îles comprises entre Pitcairn et Hereheretue. L'orientation de l'alignement est N115°E. Les âges mesurés vont de 0.45 Ma à Pitcairn (Duncan et al., 1974), 10.3 à 11.8 Ma à Moruroa (Gillot et al., 1992). L'origine des îles de la chaîne volcanique des Gambier pourrait être associée au point chaud Pitcairn.

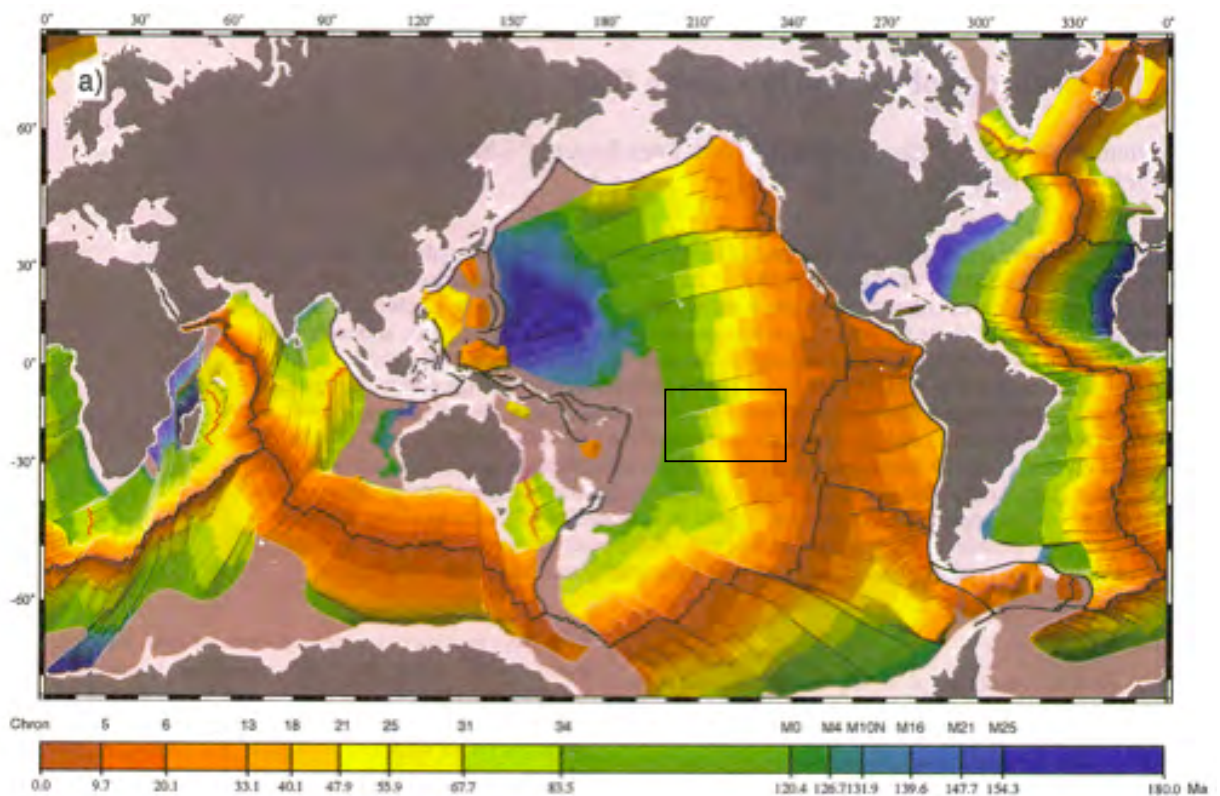


Fig. 3. Age du plancher océanique. Le rectangle représente l'emplacement de la Polynésie française. D'après Müller et al., (1997).



## 1.1) Evolution tectonique

Avant 84 Ma, l'expansion océanique se produit le long des limites des plaques Pacifique et Farallon (Fig. 4) avec une orientation de la direction d'accrétion N75°E. Au sud de la plaque Pacifique, l'accrétion se fait entre les plaques Pacifique et Aluk et Pacifique Bellingshausen. A partir de 49 Ma, la plaque Farallon commence à se déplacer vers le nord par rapport à la plaque Antarctique (Mayes et al., 1990). La dorsale océanique Antarctique Farallon est peu à peu réorientée à partir de 25 Ma (Fig. 4b) selon une direction davantage proche du nord (Mayes et al., 1990).

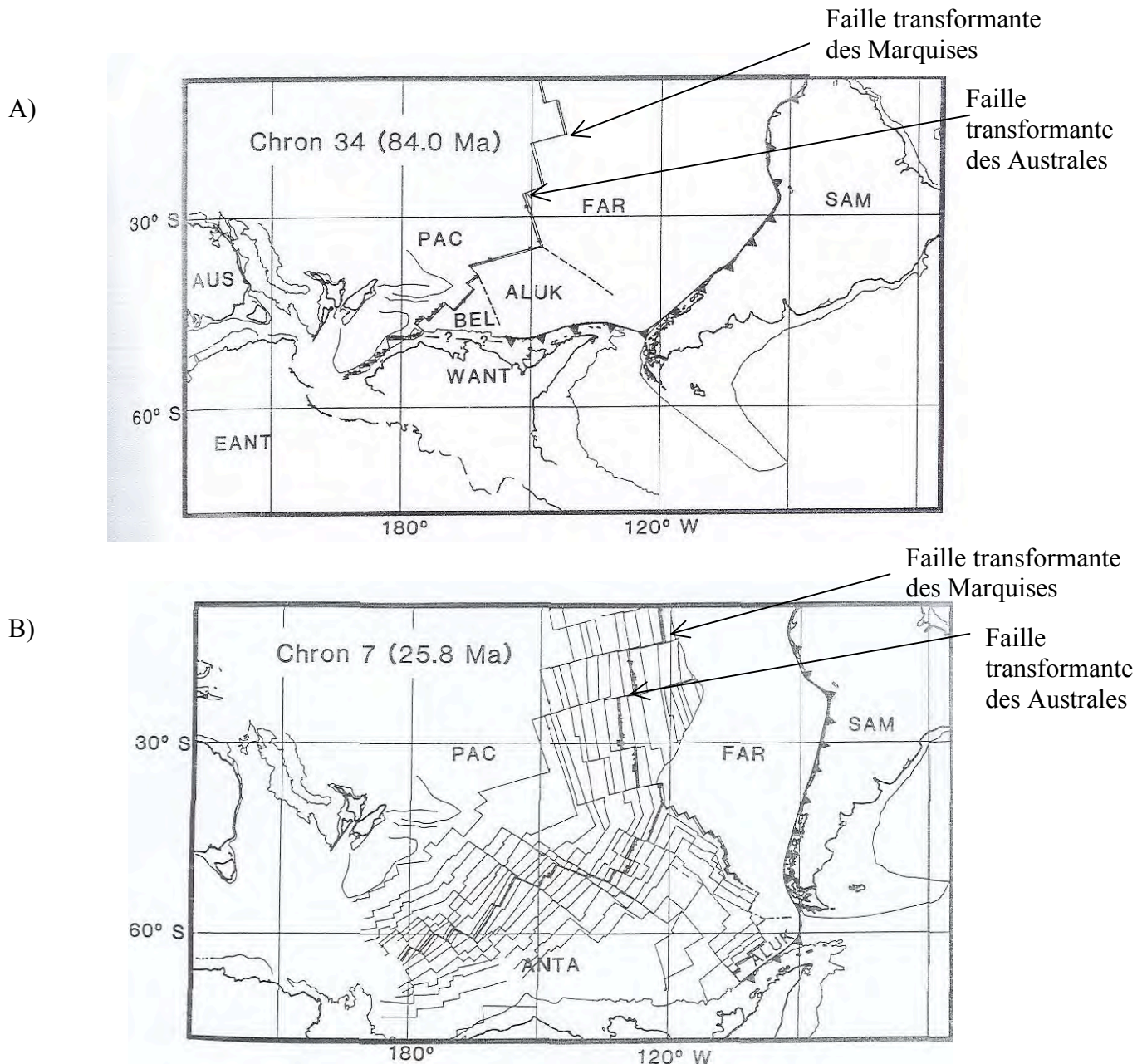


Fig. 4. Reconstruction paléogéographique. D'après Mayes et al. (1990). A) 84 Ma. B) 25.8 Ma. FAR=plaque Farallon. ANTA= plaque Antarctique, PAC=plaque Pacifique, AUS= plaque Australienne, SAM= plaque sud-américaine, BEL= plaque Bellingshausen.

## 1.2) Points chauds, superbombement et rides volcaniques

### 1.2.1) Points chauds

Le concept de point chaud est attribué à Wilson (1963). Il permet d'expliquer la formation à l'intérieur des plaques d'alignement d'îles volcaniques. L'origine des îles volcaniques est une source stationnaire, située dans le manteau, à partir de laquelle remonte du manteau anormalement chaud (Fig. 5). Les îles sont formées lors du passage de la plaque au-dessus de la source. Lorsque l'édifice volcanique, posé sur la plaque au-dessus de la source, s'éloigne de celle-ci, un nouveau volcan se crée alors en surface. Le déplacement linéaire de la plaque, sur une échelle de temps de l'ordre de quelques millions d'années, va être à l'origine d'un alignement volcanique. Les volcans de plus en plus vieux se retrouvent ainsi loin de la source.

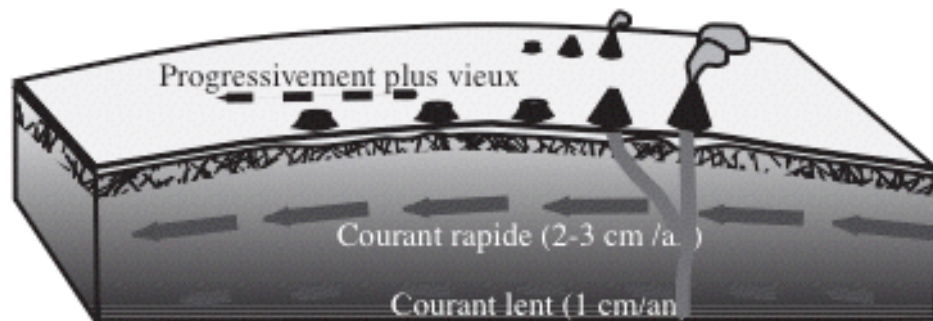


Fig. 5. Concept de point chaud. D'après Wilson (1963).

Les alignements volcaniques sont l'expression en surface du mouvement de la plaque (par exemple la chaîne d'îles de la Société), et de la dynamique du manteau. En outre, les laves issues du volcanisme de type point chaud sont alcalines, elles possèdent des caractéristiques géochimiques différentes des laves des dorsales. Les points chauds sont également appelés panaches mantelliques. La roche chaude et solide remonte de manière plastique par les points chauds, elle peut entrer en fusion à partir de 75 km de profondeur.

Courtillot et al. (2003) proposent l'existence de trois types différents de points chauds, selon que la source du volcanisme soit :

- i) à la base du manteau inférieur au niveau de la couche D'',
- ii) dans la zone de transition où un super panache pourrait être bloqué (Davaille, 1999),
- iii) liée à des phénomènes d'extension, des fractures dans la lithosphère (Turcotte, 1973).

### 1.2.2) Superbombement

McNutt et Fischer (1987) observent une région en Polynésie française où le plancher océanique est plus superficiel de 250 m à 750 m à la lithosphère océanique ordinaire du Pacifique du même âge (entre 40 et 100 Ma). Cette région est appelée superbombement du Pacifique sud.

Une cartographie récente d'Adam et Bonneville (en préparation) propose grâce à une couverture bathymétrique supérieure à celle disponible antérieurement et à une méthode de filtrage particulièrement adaptée une extension supérieure du superbombement (Fig. 6)

Le superbombement du Pacifique s'étend entre 10°N et 30°S de latitude et 130°W et 160°W de longitude, avec une amplitude maximale de 450 m pour la lithosphère océanique âgée entre 30 et 115 Ma (Adam, 2003; Adam et Bonneville, en préparation).

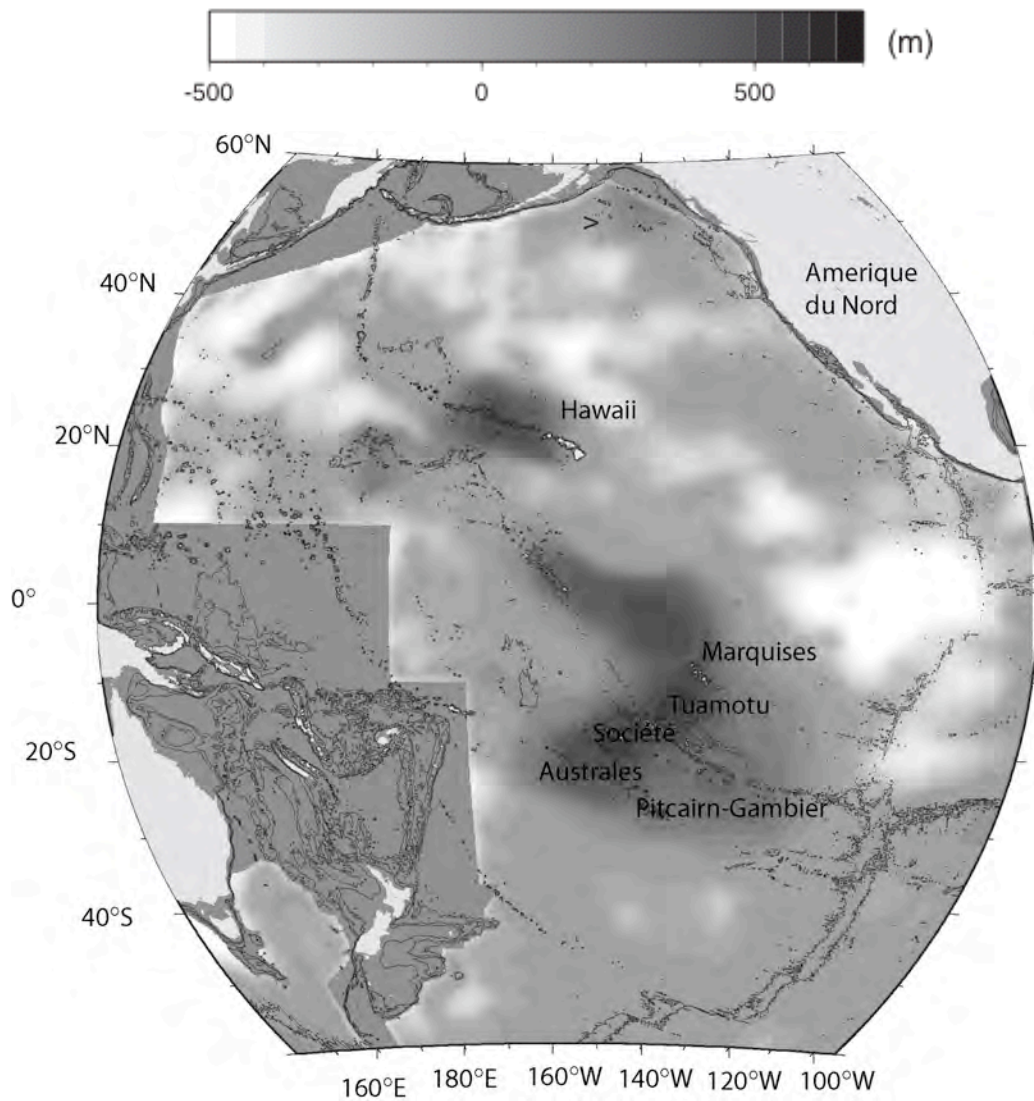


Fig. 6. Localisation du superbombement avec l'intensité de l'anomalie de profondeur du plancher océanique par rapport au modèle de subsidence GDH1. D'après Adam (2003) et Adam et Bonneville (en préparation). L'anomalie maximale est de l'ordre de 450 m.

La présence d'une anomalie de vitesse lente des ondes S, de grande longueur d'onde, est observable dans le manteau inférieur (Fig. 7b), sous la Polynésie française, dans le modèle tomographique de Ritsema et al. (1999). Cette anomalie de vitesse lente est généralement interprétée comme l'existence d'une zone où la température est anormalement élevée comparativement au manteau normal. Au niveau de la base du manteau supérieur, à 500 km de profondeur (Fig. 7a), l'extension de l'anomalie de vitesse lente est beaucoup diminuée. L'amplitude de l'anomalie de vitesse lente, sous le probable point chaud des Marquises, est faible et quasiment pas marquée dans la zone de transition. Une anomalie de vitesse lente est présente sous les points chauds de la Société et MacDonal, et de manière moins marquée sous Pitcairn. Les points chauds de la Société, de MacDonal et de Pitcairn pourraient être formés à la base de la zone de transition par un superpanache (e.g., Courtillot et al., 2003)



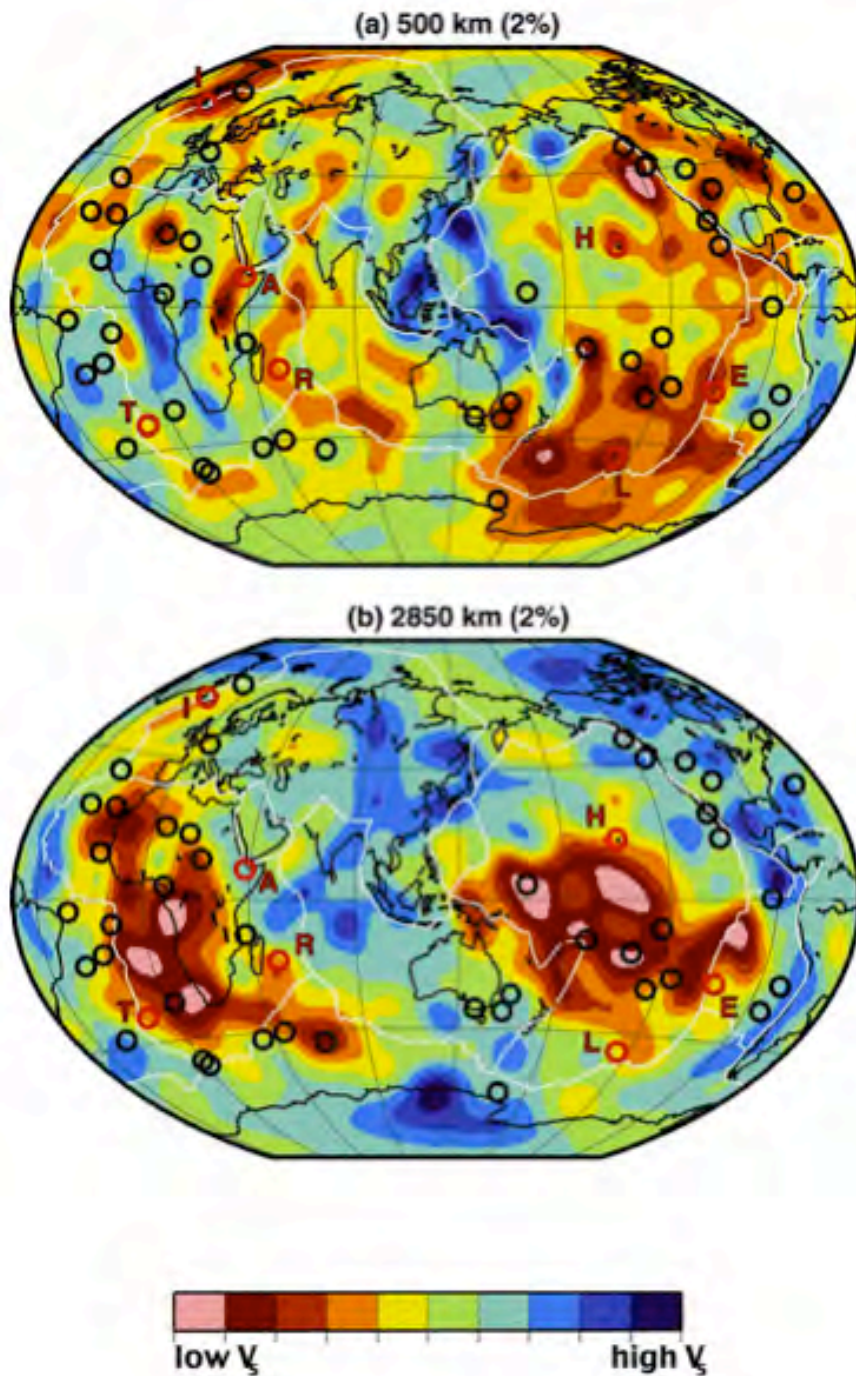


Fig. 7. Superposition de l'emplacement de 49 points chauds sur des cartes du modèle tomographique des vitesses des ondes S à 500 km et 2850 km de profondeur (Ritsema et al., 1999). D'après Courtillot et al. (2003) à partir de la localisation des points chauds de Sleep (1990), Davies (1988) et Steinberger (2000). Les lettres à proximité de cercles rouges représentent les points chauds dont la source est très profonde: Réunion (R), Hawaii (H), île de Pâques (E), Louisville (L), Islande (I), Afar (A), Tristan (T).

### **1.2.3) Rides volcaniques**

L'origine des rides volcaniques peut être variée : i) de la convection à petite échelle, sous la forme de rouleaux entre région chaude et région froide du manteau (Haxby et Weissel, 1986), ii) de l'extension de manière lente et diffuse créant un boudinage de la lithosphère (Ricard et Froidevaux, 1986), iii) la fracturation de la lithosphère à intervalle régulier produisant la flexure thermoélastique de la lithosphère (Gans et al., 2003).

Les rides volcaniques de Puka Puka à l'est de l'archipel des Tuamotu sont d'une longueur proche de 2600 km et d'une largeur de 50 à 75 km. Les âges radiométriques mesurés montrent l'existence d'éruptions approximativement simultanées de volcans sur une distance de 2000 km (Sandwell et al., 1995).

Au sud de Tahiti, les rides Va'a Tau Piti sont situées entre le sud-est de Tahiti et Meetia et à l'est de la région des Tarava. L'orientation des rides est N90°E. Elles se sont formées en même temps que la lithosphère (Clouard, 2000).

## Chapitre 2

### L'expérience PLUME et l'analyse du bruit en contexte océanique

Une partie de ce chapitre a fait l'objet d'un article: Barruol, G., Reymond, D., Fontaine, F. R., Hyvernaud, O., Maurer, V., and Maamaatuaiahutapu, K., Characterizing swells in the southern Pacific from seismic and infrasonic noise analyses, soumis au *Geophysical Journal International*.

#### 2.1) Présentation des stations sismologiques

Le réseau PLUME (Polynesian Lithosphere and Upper Mantle Experiment) est constitué de 10 stations sismiques installées temporairement en Polynésie française entre novembre 2001 et mars 2002. Le réseau sera désinstallé courant 2005. Le réseau enregistre la sismicité régionale lorsque la magnitude  $M_b > 2$  mais également la sismicité globale pour les tremblements de terre ayant une magnitude  $M_b > 5.5$ . Le but principal de l'expérience PLUME est de caractériser la structure du manteau supérieur et la dynamique dans cette région (Barruol et al., 2002), de contraindre les interactions du manteau supérieur avec les points chauds. Le projet PLUME doit permettre, entre autre, d'améliorer les images tomographiques en ondes de volumes et en ondes de surface du manteau supérieur sous la Polynésie française. Les stations sismiques du réseau PLUME permettent d'autre part de localiser et détecter la sismicité régionale plus précisément. La distribution géographique des stations PLUME a été choisie en tenant compte des réseaux sismiques permanents, de manière à compléter la couverture des réseaux permanents (Fig. 8).

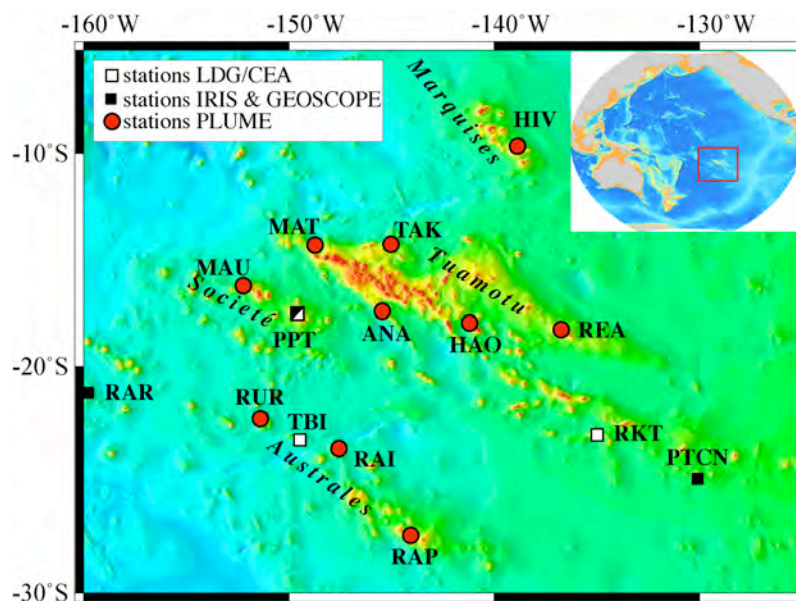


Fig. 8. Distribution des stations sismiques qui sont installées en Polynésie française. Les cercles rouges représentent des stations PLUME. Les carrés blancs sont les stations LDG/CEA et les carrés noirs sont les stations IRIS et GEOSCOPE.

Les réseaux permanents sont tous équipés de sismomètres à trois composantes. On distingue trois réseaux permanents:

- a) le LDG/CEA: Laboratoire de géophysique du Commissariat à l'Énergie Atomique, il possède 4 stations: RKTL, TBIL, TPTL, PPTL. Le LDG/CEA n'utilise pas de capteurs STS1 ou STS2 mais des sismomètres longues périodes qui sont spécifiques au LDG/CEA (LP12 ou ZM500).
- b) IRIS (Incorporated Research Institution for Seismology), avec 2 stations: RAR et PTCN équipée chacune d'un sismomètre large bande.
- c) GEOSCOPE: réseau de sismologie globale avec 1 station PPT (STS1) équipée d'un sismomètre large bande.

Les stations du réseau PLUME sont équipées de capteurs larges bandes Streckeisen STS-2, qui sont caractérisés par une réponse plate entre 0.01 et 5 Hz. Les capteurs sont raccordés à des systèmes d'enregistrement de type TITAN-Agecodagis. Les capteurs sont généralement disposés sur une dalle de béton de 20 cm d'épaisseur, dans un trou d'un mètre de profondeur. Les composantes des capteurs sont orientées dans le référentiel géographique en tenant compte de la déclinaison magnétique qui est de l'ordre de 11 à 15° en Polynésie française selon les sites. La Fig. 9 montre le dispositif d'une station PLUME typique.

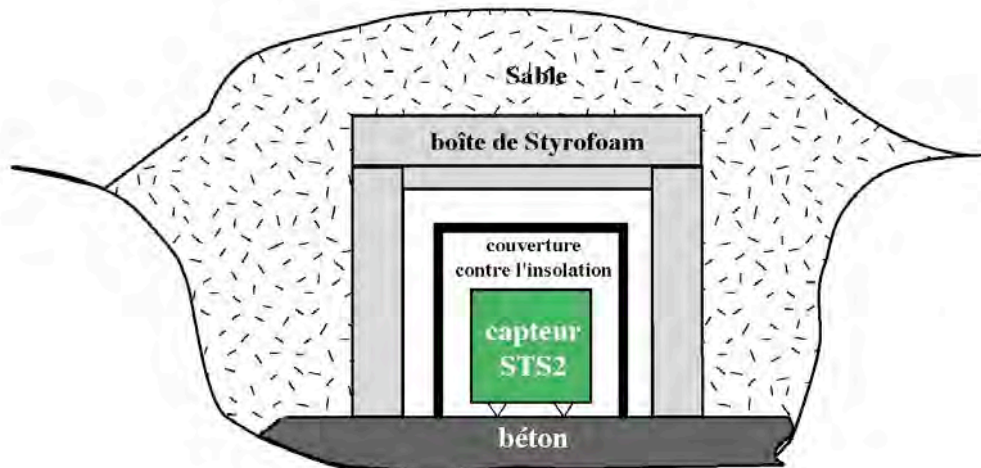


Fig. 9. Dispositif utilisé lors de l'installation d'une station PLUME typique.

Afin d'isoler le capteur sismique des variations thermiques diurnes, on recouvre le capteur par un premier isolant de type "couverture survie", puis par une boîte de polystyrène expansé de 10 cm d'épaisseur. La boîte est ensuite recouverte par une couche de sable de 30 à 50 cm. Il y a cependant des exceptions à ce type d'installation: la station HAO est installée dans un local abandonné de l'aéroport de l'île d'HAO. La station RAP, installée sur l'île de RAPA, est placée dans un petit local de Météo France. Dans les deux cas, le capteur est posé directement sur le plancher en béton. Les capteurs y sont également recouverts par les 2 isolants.

Les stations PLUME enregistrent le déplacement du sol en continu, sur deux canaux, avec un échantillonnage à 40 Hz et à 1.25 s. Le premier canal est dédié à l'analyse des ondes de volume, tandis que le second sert à l'analyse des ondes de surface.

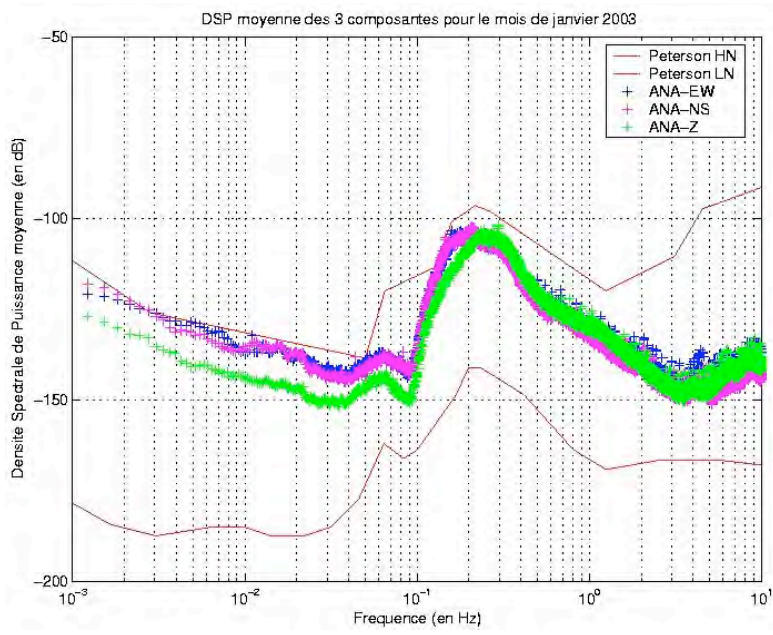
## 2.2) Quantification de la qualité des stations et du bruit océanique.

L'analyse des densités spectrales de puissance (DSP) en chaque station donne la possibilité de quantifier l'intensité du bruit océanique dans différentes gammes de fréquences et de discuter l'origine de ce bruit. Afin d'obtenir des résultats représentatifs du niveau moyen du bruit à chaque station, on calcule la densité spectrale de puissance en considérant 30 minutes de données, avec un taux d'échantillonnage de 10 Hz pour les stations PLUME et 4 Hz pour les stations LDG/CEA, tous les jours, et l'on estime ensuite la moyenne pour le mois. Cette opération a été effectuée pour les mois de janvier 2003 et d'août-septembre 2002. Les données pouvant être perturbées par des tremblements de terre sont écartées, on rejette ainsi systématiquement les événements sismiques de magnitude supérieure à 5 déterminés par le NEIC (National Earthquake Information Center). Les densités spectrales de puissance sont calculées sur des séries de 30 minutes. On utilise une fenêtre de Hanning pour diminuer les effets de bords, puis on déconvolue la réponse instrumentale avec le signal. On procède également à l'introduction de bruit blanc et l'on calcule la transformée de Fourier rapide (FFT) de chaque série temporelle de données (e.g., Stutzmann et al., 2000). Les DSPs sont obtenues en calculant le carré de l'amplitude spectrale divisé par la durée de la fenêtre de mesure (e.g., Aki et Richards, 1980) et sont converties en décibels (dB) par rapport à l'accélération  $(m/s^2)^2/Hz$ . Puis un lissage des spectres (on estime la médiane sur 3 points) est effectué. Les DSPs sont finalement moyennées sur le mois, pour chaque composante, et représentées avec les modèles de niveau de bruit haut (HNM) et niveau de bruit bas (LNM) déterminés par Peterson (1993) lors de son analyse systématique du bruit au niveau des stations permanentes IRIS. Le but de cette opération étant de présenter la qualité des stations temporaires dans le référentiel des stations permanentes. La Fig. 10 représente les DSPs obtenues aux stations PLUME et aux stations permanentes en janvier 2003.

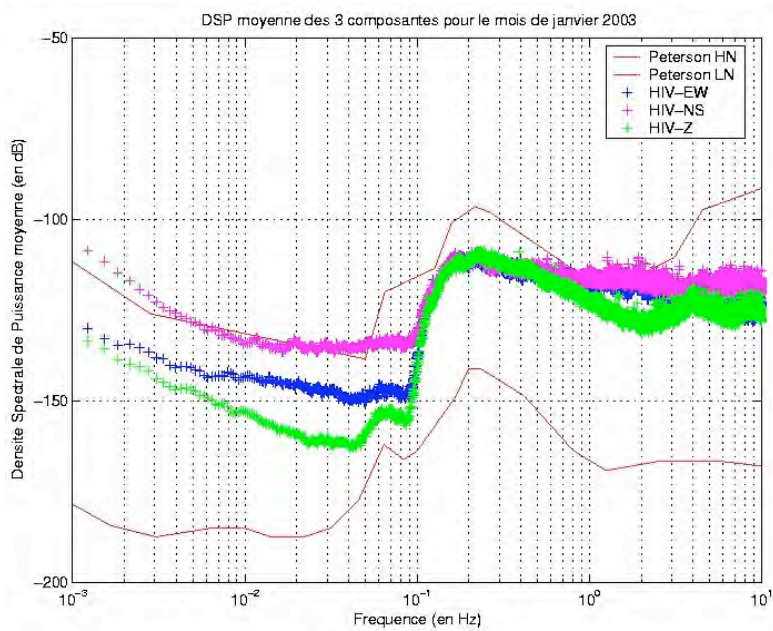
Dans les paragraphes suivants, on détaille les caractéristiques générales des spectres, indépendamment de la station et de la période de l'année. De 2 à 10 Hz, dans la gamme des hautes fréquences, le bruit augmente progressivement. L'origine de ce bruit est généralement attribuée aux vents, aux arbres, et à l'activité humaine. Au-dessous de 1 Hz, le bruit augmente jusqu'à un pic de microséismes autour de 0.2 Hz. Ce pic appelé "pic double fréquence" ou pic secondaire est observé pour une fréquence correspondant au double de la fréquence des ondes océaniques. Les microséismes du pic secondaire sont créés par la superposition d'ondes d'égales périodes mais de sens de propagation opposés, créant des ondes stationnaires (Longuet-Higgins, 1950).



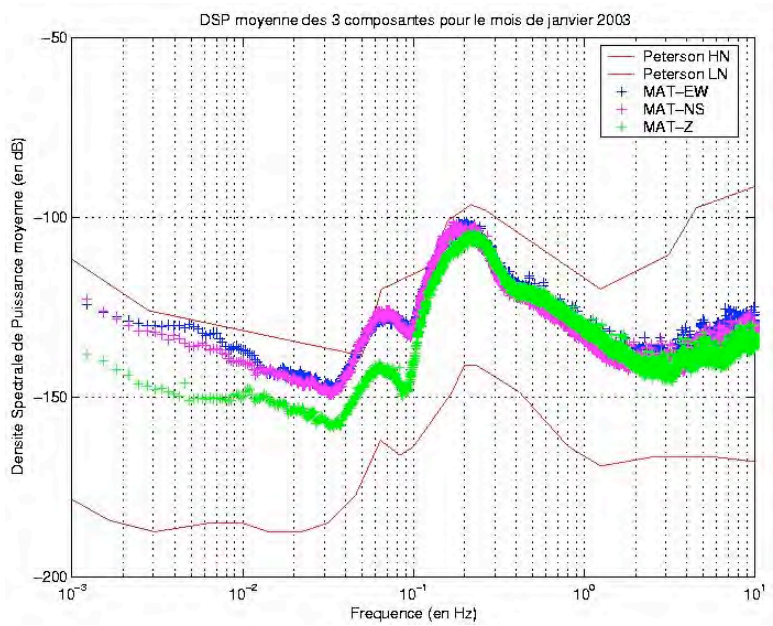
A)



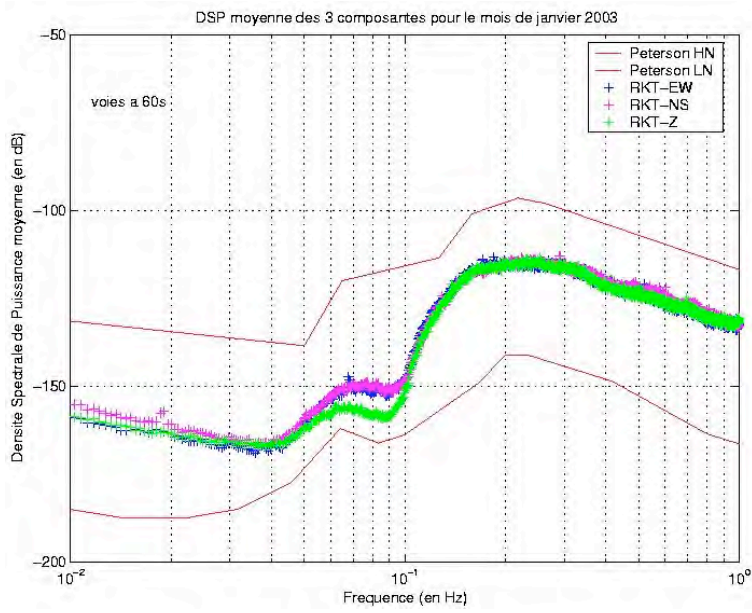
B)



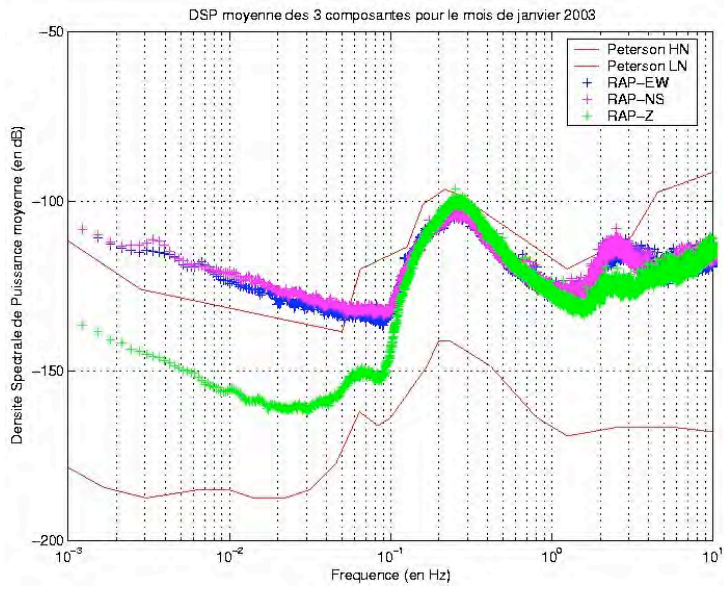
C)



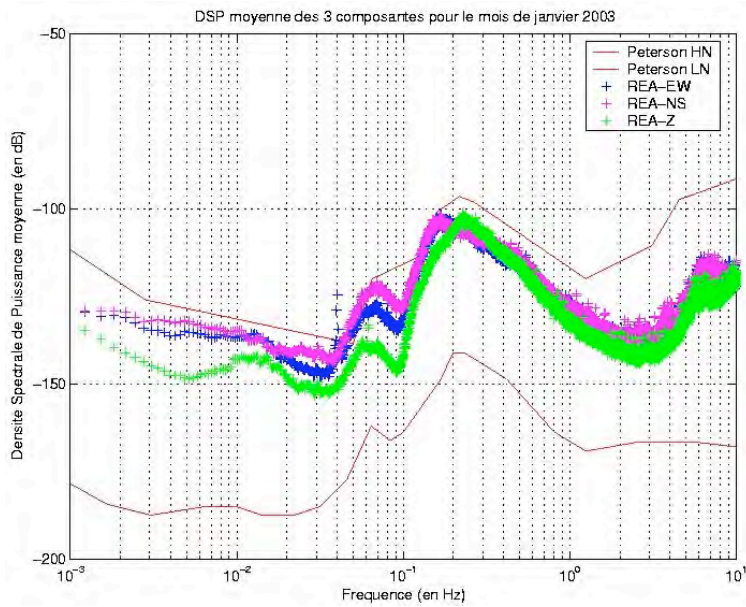
D)



E)

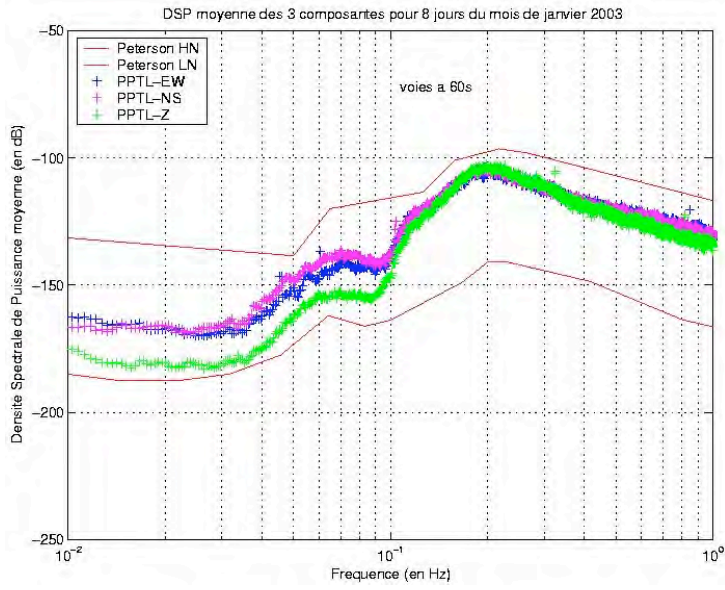


F)

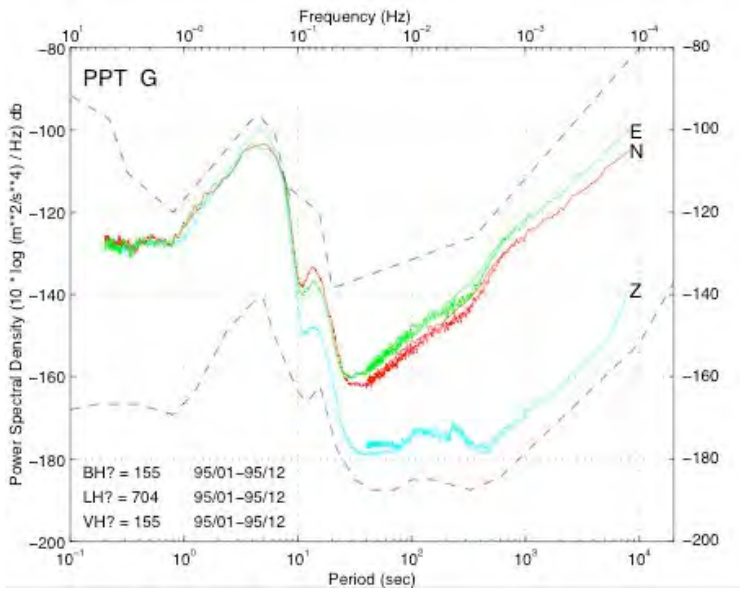




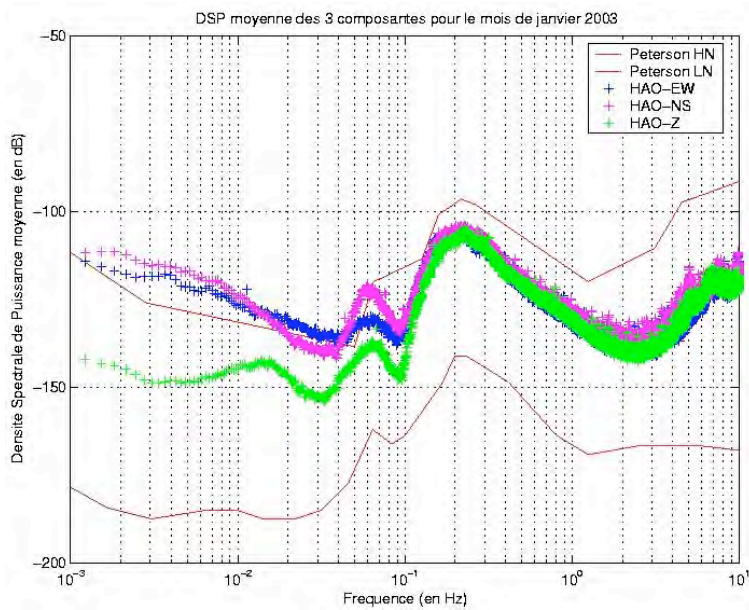
G)



H)

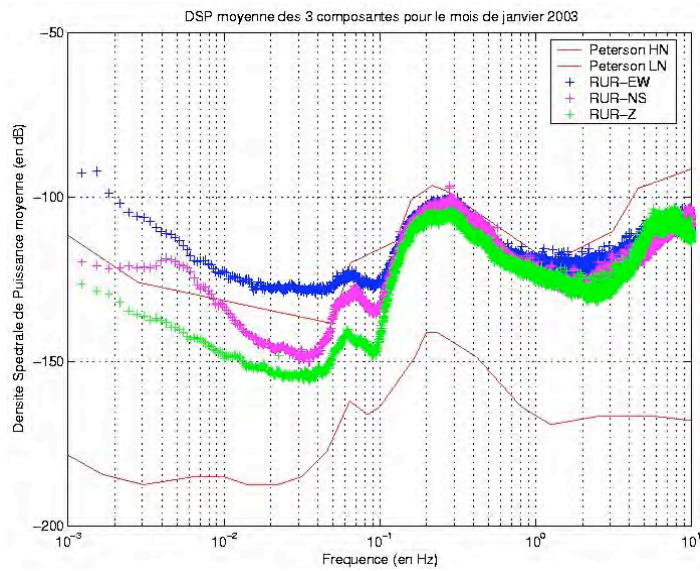


I)

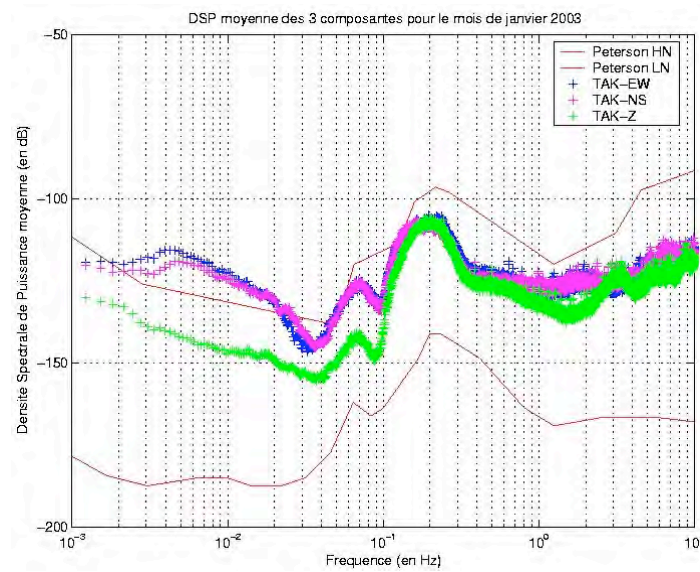




J)



K)



L)

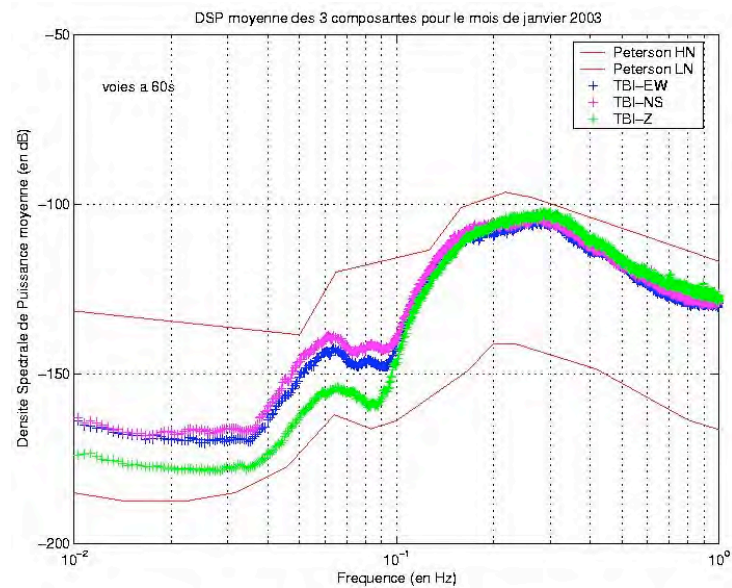


Fig. 10. Moyenne des densités spectrales de puissance (DSP) pour les stations PLUME (A, B, C, E, F, I, J, K) et LDG/CEA (D, G, L) fonctionnant en janvier 2003. La DSP de la station PPT (H) appartenant au réseau GEOSCOPE est aussi représentée pour comparaison, cette DSP a été obtenue à partir du site web de GEOSCOPE (<http://geoscope.ipgp.jussieu.fr>).

La forte diminution du pic secondaire vers les basses fréquences est associée à la rareté des ondes de périodes supérieures à 20 s (Webb, 1998).

A plus basse fréquence un pic de moindre amplitude est observé à toutes les stations autour de 0.06 Hz. Ce pic appelé pic "simple fréquence" ou pic primaire a été décrit par Hasselmann (1963) comme la conversion d'énergie de la houle en ondes élastiques au niveau du plancher océanique (e.g., Hedlin et Orcutt, 1989). Le pic primaire est de moindre amplitude. Les microséismes formant le pic primaire sont générés dans les eaux superficielles, dans les régions côtières. L'énergie globale de la vague est convertie en énergie sismique soit par des variations de pression verticale, soit par le déferlement sur le rivage. Au niveau des processus, le pic primaire n'est pas généré par le déferlement de la vague sur le rivage qui produit des paquets d'ondes hautes fréquences qui sont rapidement atténuées lors du trajet à l'intérieur de l'île. Le pic primaire est généré par l'interaction de la houle avec le fond de l'océan en région côtière (Hasselmann, 1963). Le pic primaire n'est cependant pas restreint aux îles ou aux stations installées sur des zones côtières puisqu'il a été observé au niveau de nombreuses stations continentales (Peterson, 1993; Stutzmann et al., 2000).

Lorsque la fréquence diminue, après un minimum des DSPs dans la gamme 0.03-0.05 Hz, appelé "noise notch" ("entaille" dans le bruit) en anglais par Webb (1998) et décrit comme une caractéristique générale globale, le bruit augmente vers les très basses fréquences. La Fig. 10 montre que les trois composantes des stations se comportent différemment selon la fréquence: aux fréquences supérieures à 0.1 Hz, l'amplitude des DSPs est similaire pour les trois composantes; aux fréquences inférieures à 0.1 Hz, les valeurs des DSPs des composantes verticales sont inférieures aux valeurs des DSPs pour les composantes horizontales. La différence systématique des DSPs des composantes verticales par rapport aux DSPs des composantes horizontales aux fréquences comprises entre 0.01 et 0.05 Hz est liée aux variations de pression atmosphérique (Sorrels, 1971; Sorrels et al., 1971).

Aux plus basses fréquences, Müller et Zürn (1983) ont montré que le bruit sismique pouvait être associé à des changements d'attraction de la gravitation de la masse du capteur par l'atmosphère et de l'accélération des mouvements du sol. Ces changements de gravité peuvent être provoqués par des variations de la pression de l'air lors du passage d'un front froid.

Au niveau du pic simple fréquence, entre 0.05 et 0.1 Hz, les DSPs montrent que le niveau du bruit sur les composantes horizontales est supérieur à celui des composantes verticales. Par conséquent les vibrations engendrées par l'action de la houle sur la côte sont davantage contenues dans le plan horizontal.

La comparaison des DSPs obtenues pour les stations permanentes du LDG avec celles des stations temporaires PLUME confirme la meilleure qualité des stations permanentes. Les spectres des stations insulaires, en particulier les spectres des stations PLUME à haute fréquence (au-dessus de 0.1 Hz) sont similaires et parfois au-dessus du niveau du bruit élevé défini par Peterson (1993). La présence d'un niveau de bruit élevé au niveau des stations insulaires a déjà été observée par Stutzmann et al. (2000) au niveau des stations sismiques du réseau GEOSCOPE. Au niveau de TBI et RKTL, le niveau du bruit est intermédiaire entre le LNM et le HNM. PPTL et PPT sont des stations bruitées à haute fréquence à cause de l'activité humaine au voisinage de ces stations installées sur l'île de Tahiti. A basse fréquence (au-dessous de 0.1 Hz), les stations PLUME sont au-dessous de HNM, à l'exception de stations très bruitées (particulièrement RAP et RUR dans les Australes) et les stations du LDG sont généralement de meilleure qualité, avec des valeurs de DSPs inférieures aux DSPs des stations PLUME de 20 à 40 dB. La comparaison du niveau du bruit des stations PLUME avec celui calculé à la station permanente GEOSCOPE (Stutzmann et al., 2000) suggère que certaines des stations temporaires fournissent des données de composantes horizontales qui

sont de qualité similaire à celles de stations permanentes installées dans des environnements insulaires ou côtiers.

Le niveau du bruit des composantes verticales au niveau des stations GEOSCOPE est inférieur au bruit océanique enregistré par les stations PLUME grâce à de meilleures installations des stations permanentes. Nous pouvons également comparer nos spectres à ceux des stations IRIS du Pacifique sud (Peterson, 1993): pour la station RAR, qui est une station installée sur l'île de Cook, le spectre est comparable à celui de PPTL. Pour la station RPN, installée sur l'île de Pâques, le spectre est plus bruité à basse fréquence et montre un spectre similaire aux spectres des stations temporaires PLUME. Cependant, les spectres de RPN semblent dépourvus de pic simple fréquence (Hedlin et Orcutt, 1989). Ces deux stations IRIS semblent plus bruitées que les stations PLUME à des fréquences inférieures à 0.1 Hz.

Deux déploiements de 8 OBS large bande (Ocean Bottom Seismographs) puis de 3 OBS ont été réalisés en Polynésie française respectivement en 2003 et 2004 par une équipe de chercheurs japonais dirigée par le Dr. D. Suetsugu. Ces déploiements fourniront des données qu'il sera évidemment intéressant à qualifier et à comparer avec les stations terrestres. Notons ici que le bruit observé avec des OBS est en général plus grand de 10 à 30 dB et augmente avec la fréquence par rapport au bruit observé sur une île. Le bruit observé pour les microséismes du pic secondaire est supérieur dans le Pacifique à celui de l'Atlantique à cause de la taille supérieure de cet océan et des conditions climatiques.

Le tableau 1 compare les caractéristiques des densités spectrales de chaque station PLUME à celle des stations permanentes du LDG, aux fréquences correspondant au pic primaire et au pic secondaire. La Fig. 11 et la Fig. 12 représentent une comparaison des DSPs des trois composantes au niveau du pic primaire et du pic secondaire (respectivement) en fonction des stations PLUME et LDG. La station la moins bruitée, au mois de janvier 2003, est RKTL pour les fréquences correspondant aussi bien au pic primaire que secondaire.

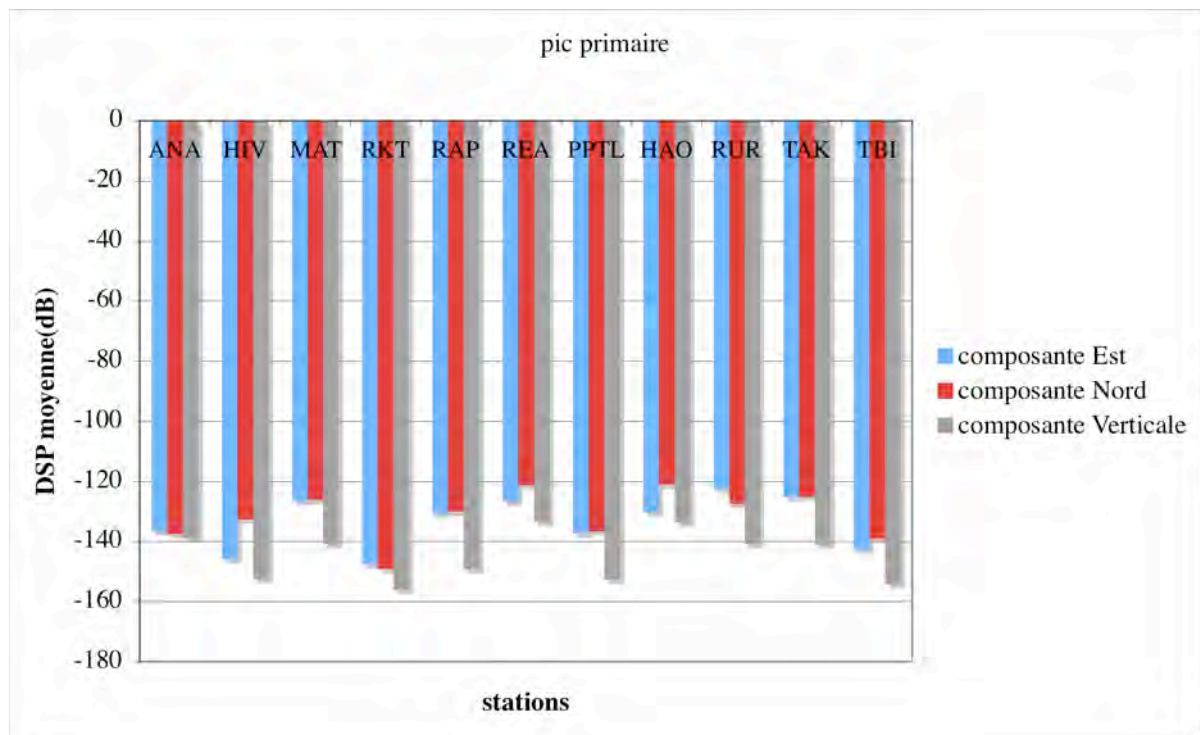


Fig. 11. Comparaison des DSPs maximales aux fréquences du pic primaire pour les stations PLUME et LDG au mois de janvier 2003.

	Stations	TBI	TAK	RUR	HAO	PPTL	REA	RAP	RKT	MAT	HIV	ANA
<b>Composante</b>	<b>DSP max pic I<sup>aire</sup> (dB)</b>	-142.5	-125.0	-122.4	-130.0	-137.0	-126.7	-130.6	-147.4	-126.3	-145.6	-136.4
	<b>DSPmax pic II<sup>aire</sup> (dB)</b>	-103.3	-105.2	-100.1	-104.7	-104.0	-101.5	-101.2	-113.2	-101.3	-109.2	-103.5
<b>Est</b>	<b>fmax pic I<sup>aire</sup> (Hz)</b>	0.064	0.070	0.063	0.063	0.061	0.070	0.082	0.068	0.071	0.061	0.076
	<b>fmax pic II<sup>aire</sup> (Hz)</b>	0.291	0.196	0.288	0.189	0.205	0.168	0.268	0.184	0.184	0.166	0.194
<b>Composante</b>	<b>DSP max pic I<sup>aire</sup> (dB)</b>	-138.8	-124.9	-127.2	-120.8	-136.3	-120.9	-129.8	-149.0	-125.8	-132.4	-137.2
	<b>DSPmax pic II<sup>aire</sup> (dB)</b>	-103.0	-106.4	-96.8	-104.0	-103.6	-102.1	-98.6	-112.9	-101.2	-108.9	-102.3
<b>Nord</b>	<b>fmax pic I<sup>aire</sup> (Hz)</b>	0.064	0.070	0.068	0.060	0.070	0.070	0.050	0.077	0.071	0.079	0.068
	<b>fmax pic II<sup>aire</sup> (Hz)</b>	0.267	0.165	0.282	0.218	0.209	0.168	0.282	0.291	0.171	0.228	0.206
<b>Composante</b>	<b>DSP max pic I<sup>aire</sup> (dB)</b>	-153.9	-140.8	-140.4	-133.4	-152.5	-133.3	-149.0	-155.7	-140.6	-152.2	-138.8
	<b>DSPmax pic II<sup>aire</sup> (dB)</b>	-102.2	-106.0	-103.9	-104.8	-102.6	-101.3	-96.4	-113.6	-104.0	-108.6	-102.9
<b>verticale</b>	<b>fmax pic I<sup>aire</sup> (Hz)</b>	0.065	0.070	0.062	0.067	0.070	0.061	0.066	0.063	0.063	0.070	0.064
	<b>fmax pic II<sup>aire</sup> (Hz)</b>	0.279	0.201	0.280	0.227	0.198	0.228	0.252	0.254	0.211	0.234	0.221

Tableau 1. Comparaison des caractéristiques du pic primaire entre 0.05 et 0.09 Hz et du pic secondaire entre 0.15 et 0.3 Hz pour les stations PLUME et LDG.

Le tableau 2 donne des valeurs statistiques descriptives obtenues à partir des données du tableau 1.

			Composante Est	Composante Nord	Composante Verticale
<b>moyenne <math>f_{\max}</math></b>	<b>pic primaire</b>	<b>(Hz)</b>	0.068	0.068	0.066
<b>min <math>f_{\max}</math></b>	<b>pic primaire</b>	<b>(Hz)</b>	0.061	0.050	0.061
<b>max <math>f_{\max}</math></b>	<b>pic primaire</b>	<b>(Hz)</b>	0.082	0.079	0.070
<b>moyenne <math>f_{\max}</math></b>	<b>pic secondaire</b>	<b>(Hz)</b>	0.212	0.226	0.235
<b>min <math>f_{\max}</math></b>	<b>pic secondaire</b>	<b>(Hz)</b>	0.166	0.165	0.198
<b>max <math>f_{\max}</math></b>	<b>pic secondaire</b>	<b>(Hz)</b>	0.291	0.291	0.280
<b>DSPmin</b>	<b>pic primaire</b>	<b>(dB)</b>	-147.4	-149.0	-155.7
<b>DSP max</b>	<b>pic primaire</b>	<b>(dB)</b>	-122.4	-120.8	-133.3
<b>DSP</b>					
<b>moyenne</b>	<b>pic primaire</b>	<b>(dB)</b>	-133.6	-131.2	-144.6
<b>DSP min</b>	<b>pic secondaire</b>	<b>(dB)</b>	-113.2	-112.9	-113.6
<b>DSP max</b>	<b>pic secondaire</b>	<b>(dB)</b>	-100.1	-96.8	-96.4
<b>DSP</b>					
<b>moyenne</b>	<b>pic secondaire</b>	<b>(dB)</b>	-104.4	-103.6	-104.2

Tableau 2. Caractéristiques statistiques du pic primaire et du pic secondaire pour les stations PLUME et LDG.

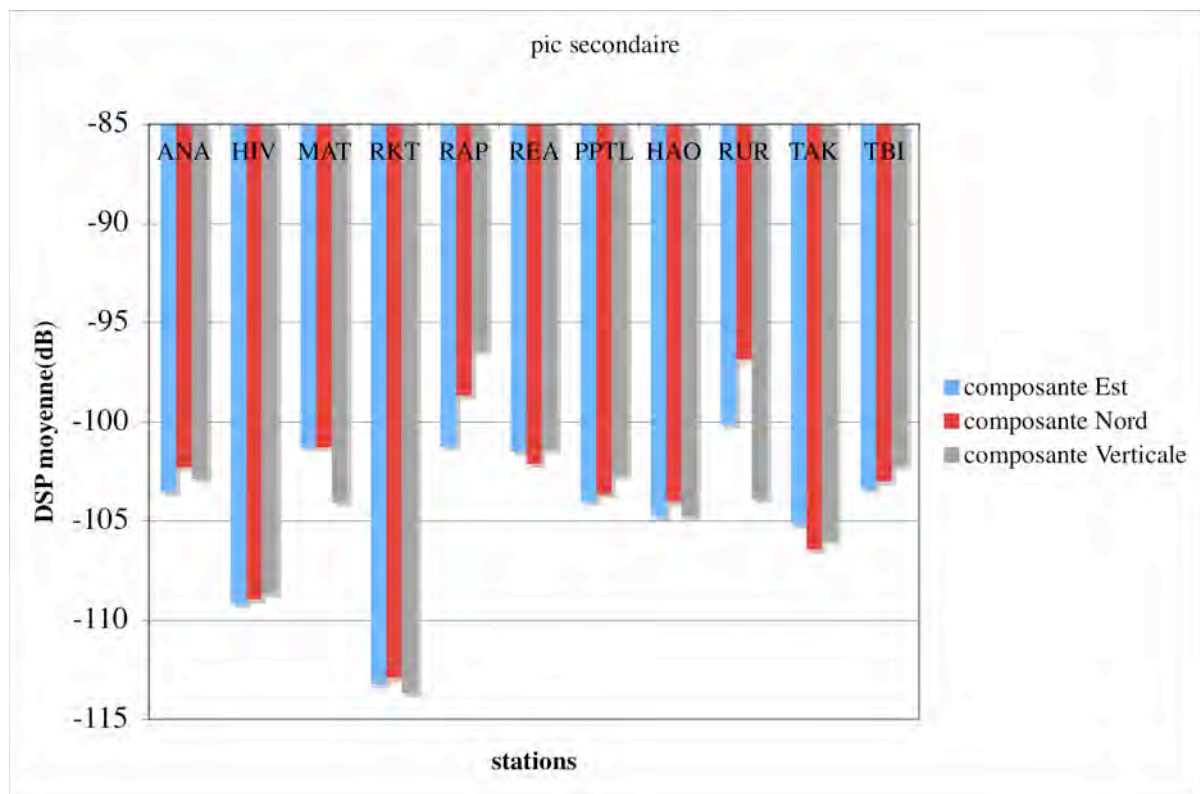


Fig. 12. Comparaisons des DSPs maximales du pic secondaire pour les stations PLUME et LDG au mois de janvier 2003.

### 2.3) Polarisation du bruit

Des outils sismologiques d'analyse de la polarisation ont été développés lors de cette thèse (voir chapitre sur l'étude de la polarisation des ondes P), ces outils utilisés par Barruol et al. (2004) permettent de déterminer les caractéristiques du bruit sismique pour les fréquences correspondant aux pics simple fréquence et double fréquence. Nous avons étudié les caractéristiques du bruit sismique enregistré à MAT, TAK, et PPTL, pour les fréquences du pic primaire (0.045-0.075 Hz) et celles correspondant au pic secondaire (0.1-0.4 Hz) pour le mois de janvier 2003. Cette étude montre que pour caractériser la houle, il est préférable de travailler aux fréquences du pic primaire qu'aux fréquences du pic secondaire pour plusieurs raisons:

- i) Au niveau du pic simple fréquence, le bruit sismique montre 2 pics élevés pour le 14 et le 24 janvier, cette observation est en accord avec les houles prédites par altimétrie satellite.
- ii) L'amplitude du bruit sismique est systématiquement plus faible pour le pic primaire que pour le pic secondaire, ce qui est cohérent avec les résultats des densités spectrales de puissance,
- iii) Il n'y a pas de corrélation entre les signaux observés entre 0.045-0.075 Hz et ceux mesurés entre 0.1 et 0.4 Hz, ce qui suggère une source différente pour chacun d'eux. Par exemple, la houle qui arrive le 14 janvier génère un pic de bruit élevé aux 3 stations, dans la gamme de fréquence du pic primaire, alors qu'elle correspond à un bas niveau de bruit aux fréquences du pic secondaire.
- iv) L'analyse du mouvement de particules aux fréquences comprises entre 0.045 et 0.075 Hz montre un mouvement polarisé de manière linéaire, et dans le plan horizontal. Par contre, le mouvement de particules mesuré entre 0.1 et 0.4 Hz suggère un mouvement de particules aléatoire. On ne peut donc pas déduire d'informations sur la direction de la houle dans la gamme de fréquences du pic secondaire.

Afin de caractériser la direction de la houle et son amplitude, nous avons étudié ces deux paramètres, au niveau des stations PLUME et LDG/CEA, sur 30 minutes de données, toutes les heures, pendant les mois d'août-septembre 2002 et le mois de janvier 2003. On filtre les données entre 0.05 et 0.07 Hz avec un filtre de type Butterworth d'ordre 6 pour éviter la contamination du signal avec le pic double fréquence. Nous avons utilisé 2 méthodes pour déterminer l'amplitude maximale et la polarisation de la houle à partir du mouvement de particules. La première méthode dite "géométrique" consiste à faire des rotations successives des deux composantes horizontales, et on cherche la direction pour laquelle l'amplitude d'une des composantes est maximale, tandis que l'amplitude de l'autre composante est minimale. Cela nous permet de déterminer l'azimut et l'amplitude maximale du bruit sismique dans la série de données. La deuxième méthode consiste en une analyse en composantes principales (ACP) du mouvement de particules en 3 Dimensions. Bien que ces deux méthodes donnent des résultats qui sont très proches, la méthode ACP est plus rapide en terme de calculs et elle fournit plus d'informations sur la polarisation que la méthode géométrique. La méthode ACP permet la détermination du coefficient de polarisation dans le plan horizontal et le coefficient de polarisation dans le plan vertical. De plus, on peut calculer un coefficient de linéarité. Ces trois coefficients ont des valeurs comprises entre 0 et 1. Un coefficient de linéarité proche de 1 est synonyme d'un mouvement linéaire de particules tandis qu'un coefficient proche de 0 signifie que le mouvement est plutôt de type aléatoire. Les coefficients de polarisation du mouvement de particules du bruit sismique pour les fréquences comprises entre 0.05 et 0.07 Hz dans le plan horizontal et dans le plan vertical sont compris entre 0.8 et 1. Le mouvement de particules observé pour les fréquences correspondant au pic simple fréquence possède une



polarisation elliptique; il est principalement linéaire et contenu dans le plan horizontal. Il ne possède pas les caractéristiques d'une onde de Rayleigh.

Le mouvement elliptique est causé par la houle et on propose que son orientation géographique soit contrôlé par l'orientation de l'atoll. Tous ces atolls ont des formes elliptiques et sont caractérisés par un faible facteur de forme (1:6 pour ANA et TAK, 1:7 pour REA) comparé à MAT (1:2). L'agence météorologique NOAA (National Oceanic And Atmospheric Administration) fournit la prévision de la houle sur sept jours. Nous avons utilisé le modèle NOAA WaveWatch 3 (NWW3) pour extraire l'azimut et la hauteur de la houle en divers sites de la Polynésie française. On compare les directions prédites par le modèle NWW3 pour la houle (Fig. 13) avec les directions observées aux stations sismiques. La station MAT est la seule station, où, on observe une bonne corrélation entre les mesures et les prédictions. La Fig. 13 montre que la direction de la houle mesurée à ANA (bloquée autour de N050°E) est perpendiculaire à l'axe principal d'allongement de l'atoll d'Anaa et la direction observée à REA (N020-N030°E) correspond, elle aussi, à une direction perpendiculaire à l'axe d'allongement maximal de l'atoll de Reao. Bien que nous ne disposions pas de données à TAK pour le mois de septembre 2002 et que le bruit associé à la houle soit généralement bas (TAK semble protégée de la houle venant du SW), l'azimut observé est également bien corrélé avec l'allongement anisométrique de l'atoll. Il est intéressant de remarquer que différemment de Reao et Anaa, l'allongement de l'atoll de Takaroa est surtout marqué selon la direction NE-SW. L'azimut de son axe d'allongement est N060°E. La polarisation observée de la houle en hiver est orientée N330°E pour les houles venant du SW et entre N310-N330°E durant l'été, quand les houles viennent du NW. Dans les deux cas, l'azimut de la direction de polarisation est proche de la direction normale à l'axe d'allongement principal de l'atoll.

Le processus de réfraction des ondes est l'hypothèse pouvant expliquer nos observations. Les fronts de vague s'adaptent à la morphologie des côtes et se courbent pour arriver parallèlement au rivage à cause du phénomène de réfraction. Au voisinage d'un cap, la partie du front de vague qui atteint la première zone peu profonde est ralentie, tandis que la portion de vague qui évolue encore dans des eaux assez profondes continue d'avancer rapidement: c'est pourquoi le front de vague se parallélise au rivage. Comme le front de vague s'incurve pour converger vers le cap, l'énergie se concentre dans des vagues plus courtes qui sont donc plus hautes. La majeure partie de l'énergie engendrée par la houle arrive donc perpendiculairement au rivage et la direction de la vibration principale attendue est perpendiculaire à l'axe d'allongement de l'atoll.

Le phénomène de réfraction n'exclut pas une autre hypothèse qui impliquerait une anisotropie mécanique des atolls. Tous ces atolls sont caractérisés par des pentes importantes jusqu'au plancher océanique (Bonneville et Sichoix, 1998). La forme des îles où sont installées les stations est généralement elliptique, on peut donc s'attendre à ce que la réponse à l'excitation mécanique de la houle sur la partie supérieure d'une île soit anisotrope. Le volume d'une île pourrait se déplacer plus facilement selon la direction perpendiculaire à l'axe d'allongement que selon la direction parallèle. Il est intéressant de noter que l'atoll de Mataiva possédant une forme quasi-circulaire (facteur de forme de 1:2) est marqué par une meilleure corrélation entre l'azimut du bruit sismique enregistré à la station MAT et les prédictions des azimuts des houles. Dans le cas des deux hypothèses formulées ci-dessus, l'azimut mesuré devrait être parallèle à la direction de la houle. Dans le premier cas, la réfraction de la houle autour d'un atoll de forme quasi-circulaire devrait donner la direction de l'énergie maximale de la houle dans la direction de celle-ci. Dans le second cas, un atoll avec une forme quasi-circulaire ne devrait pas avoir de comportement anisotrope et la direction de vibration devrait être parallèle à la direction principale de l'excitation mécanique.

En résumé, si la majeure partie des stations installées sur des atolls est utilisable pour

caractériser le bruit océanique, la circularité des atolls apparaît être un paramètre important lors de la sélection des sites où réaliser des mesures sismiques fiables des spectres et de la direction de polarisation de la houle. La station MAT est dans le cadre de l'expérience PLUME la meilleure station pour réaliser de telles mesures.

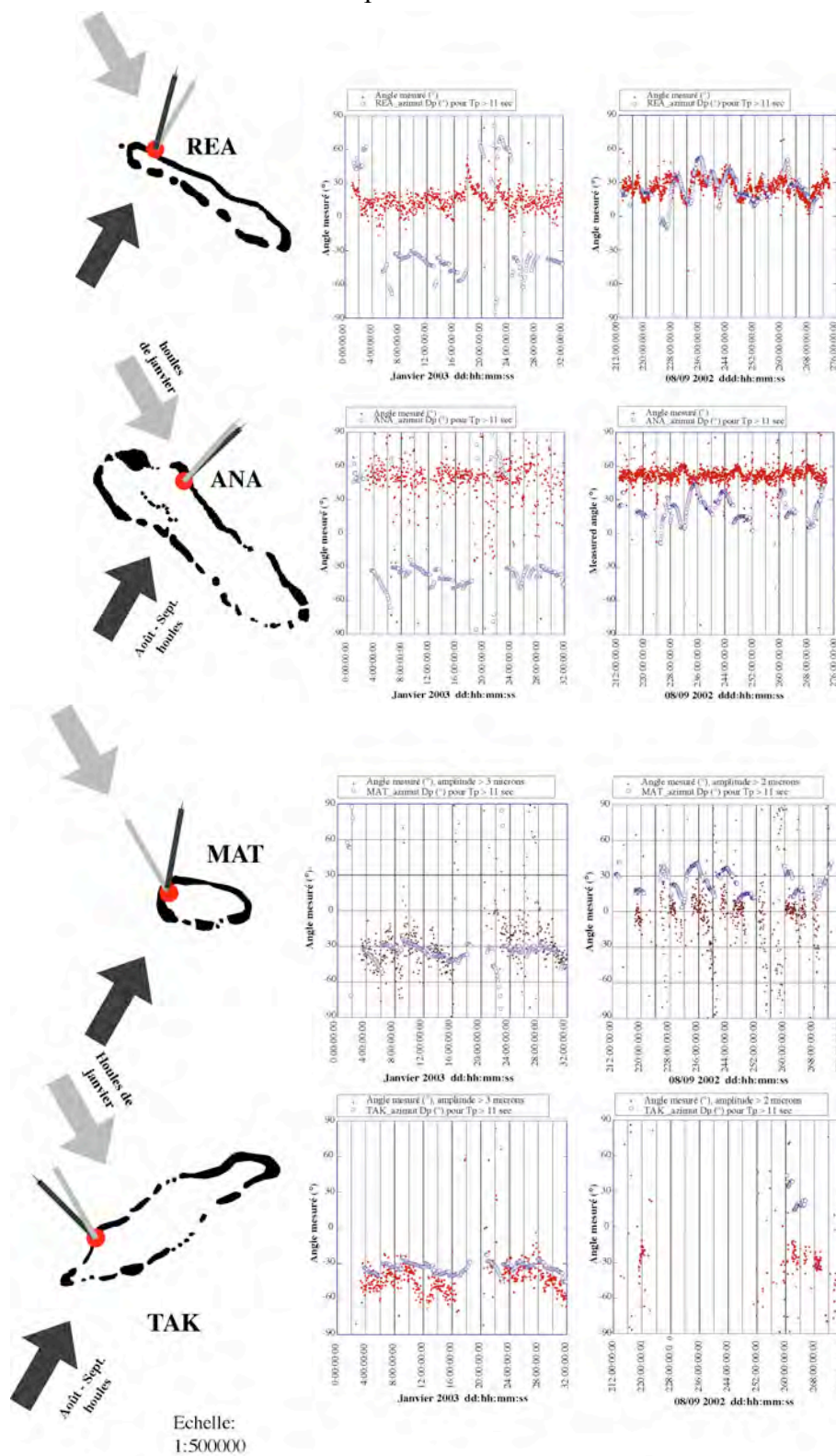


Fig. 13. Comparaison des directions de polarisations de la houle mesurées aux stations (cercles pleins) et celles prédites par le modèle NWW3 (cercles vides, Dp) avec la géométrie des îles REA, ANA, MAT, TAK pour les houles de janvier 2003, d'août et septembre 2002. D'après Barruol et al. (2004).



Explication de l'**influence de la réfraction** avec les équations de la physique:

La relation de dispersion permettant le calcul du nombre d'onde  $k$  en fonction de la profondeur et de la pulsation de la houle et la loi de Snell pour le calcul de l'angle d'orientation de la houle permettent d'appréhender le phénomène de réfraction.

La relation de dispersion :

$$\omega = \lambda / T = \sqrt{g \cdot k \tanh(k \cdot d)} \quad (1)$$

avec  $\omega$ : la pulsation de la houle,  $\lambda$ : la longueur d'onde,  $g$ : la gravité,  $T$ : la période et  $d$  est la profondeur.

La loi de Snell (ou de Snel) :

$$k_{\text{old}} \cdot \sin(\theta_{\text{ancien}} - \beta_{\text{moyen}}) = k_{\text{nouveau}} \cdot \sin(\theta_{\text{nouveau}} - \beta_{\text{moyen}}) \quad (2)$$

avec  $k$  le nombre d'onde de la houle,  $\theta$  l'angle de la houle,  $\beta$  l'angle du gradient de la bathymétrie (Fig. 14)

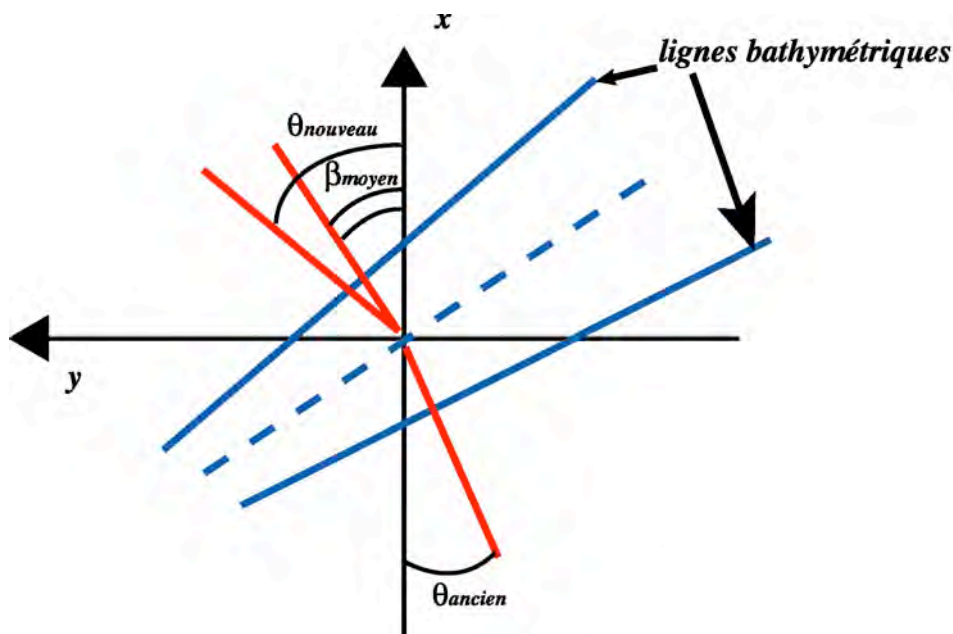


Fig. 14. Illustration du phénomène de réfraction de la houle sur les lignes bathymétriques.

1<sup>er</sup> cas - La diminution de la célérité avec la profondeur a pour conséquence, lorsque la houle se propage normalement aux lignes bathymétriques, de diminuer sa longueur d'onde à l'approche du rivage car sa période reste constante. La conséquence est que les lignes de crête se resserrent car :

$$k = \lambda / 2\pi$$

$$\text{comme } \lambda_{\text{nouveau}} < \lambda_{\text{ancien}} \Rightarrow k_{\text{nouveau}} < k_{\text{ancien}} \Rightarrow \theta_{\text{nouveau}} > \theta_{\text{ancien}}$$

2<sup>ème</sup> cas - La diminution de la célérité avec la profondeur pour une direction quelconque de la houle, par rapport aux lignes bathymétriques, implique que deux points voisins ont une célérité différente. Les lignes de crête ne restent donc plus parallèles: elles se resserrent du côté des petites profondeurs. Les lignes de crêtes de la houle sont donc incurvées et la houle

tourne de façon à ce que les lignes de crêtes tendent à devenir parallèles aux lignes bathymétriques.

**Conséquences de la polarisation de la houle sur les mesures sismiques :**

Les mesures de la direction de polarisation de la houle montrent une forte directivité de la houle au niveau des fréquences correspondant au pic simple fréquence entre 0.05 et 0.09 Hz. L'azimut de la direction de la polarisation dépend essentiellement de la forme de l'île où est installée la station sismique. Les mesures de déphasage des ondes S téléseismiques en contexte océanique se font en général aux fréquences inférieures à 0.1 Hz à cause du pic double fréquence, alors que les mesures de polarisation de l'onde P se font aux fréquences comprises entre 0.03 et 0.07 afin d'échantillonner la partie supérieure du manteau supérieur. De plus la fréquence de l'onde SKS est entre 0.08 et 0.1 Hz. La forte directivité de la houle doit donc avoir une influence sur de telles mesures sismiques. Schulte-Pelkum et al. (2004) ont également émis l'hypothèse d'une influence possible du bruit sismique généré au niveau du pic double fréquence (entre 0.1 et 0.5 Hz) sur l'étude de la biréfringence des ondes S avec des stations continentales. Une des perspectives de notre étude est d'évaluer par des sismogrammes synthétiques l'influence de la houle sur les mesures sismiques. En outre, cette étude montre l'importance de réaliser systématiquement des mesures de la polarisation de la houle au niveau des stations océaniques.

## ***PARTIE II***

# ***ANISOTROPIE SISMIQUE EN DOMAINE OCÉANIQUE***

*"Le temps n'a qu'une réalité, celle de l'instant. Autrement dit, le temps est une réalité resserrée sur l'instant et suspendue entre deux néants."*

G. Bachelard, l'Intuition de l'instant, Stock



## Chapitre 3

# Généralités sur l'origine de l'anisotropie sismique et sa répartition dans la Terre

---

### 3.1) Définition de l'anisotropie sismique

L'anisotropie sismique est une propriété d'un milieu dont ses propriétés sismiques telles que vitesse et atténuation varient selon la direction. L'olivine est un minéral naturellement anisotrope de par sa symétrie cristalline et ses troncatures (Fig. 15).

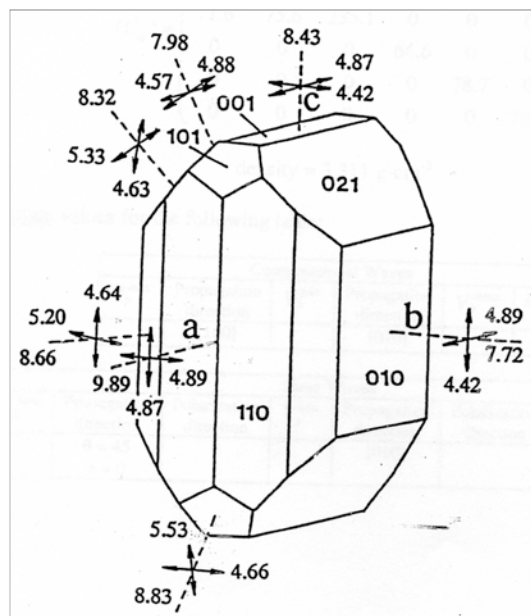


Fig. 15. Anisotropie sismique de l'olivine. Les vitesses sismiques sont en km/s. *a*, *b* et *c* sont les directions cristallographiques. D'après Babuska et Cara (1991).

Hess (1964) est un des premiers auteurs à mettre clairement en évidence l'anisotropie sismique dans la Terre. Il remarqua lors d'une expérience de sismique réfraction dans le Pacifique, que les vitesses des ondes Pn ont tendance à être plus élevées dans la direction parallèle à la direction fossile d'expansion de la dorsale océanique (Fig. 16).

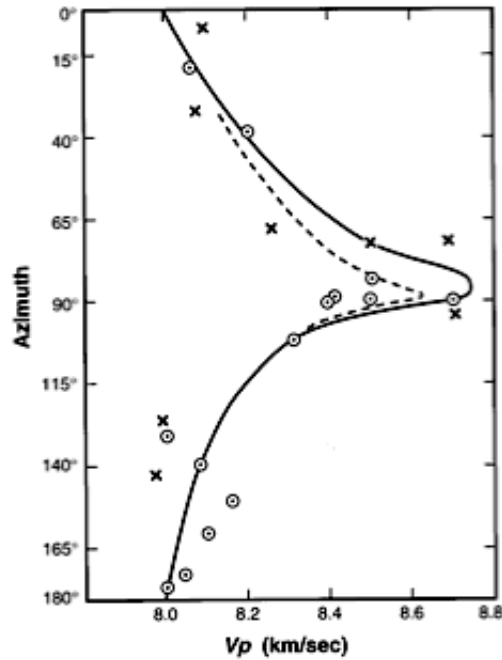


Fig. 16. Variation azimutale des vitesses des ondes Pn lors d'une expérience de réfraction sismique à proximité de la zone de fracture de Mendocino. La direction Est-Ouest rapide est parallèle à la direction des zones de fractures dans la région. L'orientation de l'axe *a* de l'olivine parallèlement à la direction d'expansion fossile pourrait expliquer ces variations de vitesses. Les cercles sont pour les mesures dans la région de Mendocino, les croix pour celles de la zone de Maui, La courbe hachurée représente un modèle pour Mendocino et la courbe en noir est un modèle pour Mendocino et Maui. La dépendance azimutale de la vitesse est bien décrite par une fonction de type  $\cos(2\theta)$ , où  $\theta$  est l'angle par rapport à la direction fossile d'expansion. D'après Hess (1964).

### 3.1.1) Vitesses sismiques dans un milieu isotrope et dans un milieu anisotrope

La loi de Hooke indique que lorsqu'un solide est soumis à une contrainte représentée par le tenseur  $\sigma_{ij}$ , il existe une relation linéaire entre la contrainte appliquée et les déformations tridimensionnelles  $\epsilon_{ij}$ .

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (3)$$

avec *i, j, k, l* des entiers pouvant chacun prendre les valeurs 1, 2, 3. Les coefficients de  $c_{ijkl}$  sont appelés coefficients ou modules de rigidité (en anglais "stiffness"). Ces coefficients forment un tenseur de rang quatre. On dénombre  $3^4=81$  coefficients.

Des considérations sur la symétrie du tenseur ( $c_{ijkl}=c_{jikl}=c_{klij}$ ) réduisent le nombre de coefficients indépendants à 21.

L'écriture matricielle de  $c_{ijkl}$  est dans le cas général:

$$\begin{bmatrix}
 C_{1111} & C_{1122} & C_{1133} & C_{1123} & C_{1131} & C_{1112} \\
 C_{2211} & C_{2222} & C_{2233} & C_{2223} & C_{2231} & C_{2212} \\
 C_{3311} & C_{3322} & C_{3333} & C_{3323} & C_{3331} & C_{3312} \\
 C_{2311} & C_{2322} & C_{2333} & C_{2323} & C_{2331} & C_{2312} \\
 C_{3111} & C_{3122} & C_{3133} & C_{3123} & C_{3131} & C_{3112} \\
 C_{1211} & C_{1222} & C_{1233} & C_{1223} & C_{1231} & C_{1212}
 \end{bmatrix} \quad (4)$$

Love (1927) introduit une notation pour exprimer le tenseur  $c_{ijkl}$  sous la forme d'un tenseur identique  $c_{pq}$  avec  $p$  et  $q$  des entiers compris entre 1 et 6. La correspondance entre les deux tenseurs se fait grâce au tableau 3.

ij/kl	11	22	33	23,32	31,13	12,21
p/q	1	2	3	4	5	6

Tableau 3. Correspondance entre les indices de  $c_{ijkl}$  et de  $c_{pq}$ .

La symétrie cristalline (les plans de symétrie), pour un milieu anisotrope permet de classer le milieu dans l'un des 8 systèmes de symétrie et de diminuer encore le nombre de coefficients indépendants lorsque le milieu ne possède pas la symétrie triclinique.

Dans le cas du milieu isotrope la matrice  $c_{ijkl}$  a 2 coefficients indépendants,  $c_{ijkl}$  s'exprime sous la forme:

$$\begin{bmatrix}
 c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\
 c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\
 c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & \left(\frac{1}{2}\right) \times (c_{11} - c_{12}) & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \left(\frac{1}{2}\right) \times (c_{11} - c_{12}) & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \left(\frac{1}{2}\right) \times (c_{11} - c_{12})
 \end{bmatrix} \quad (5)$$

avec  $c_{11} = \lambda + 2\mu$  et  $(1/2) \times (c_{11} - c_{12}) = \mu$ ,  $\lambda$  et  $\mu$  sont les paramètres de Lamé.

Pour un milieu à symétrie orthorhombique comme l'olivine et l'orthopyroxène  $c_{pq}$  possède 9 coefficients indépendants:

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix} \quad (6)$$

Les valeurs des coefficients de rigidité déterminés par Abramson et al. (1997) pour l'olivine sont présentées (section 5.3.1 *Olivine*) à la page 88.

Le calcul des valeurs et vecteurs propres de l'équation de Christoffel (voir paragraphe *Influence des hétérogénéités de vitesse sur la propagation*) pour une direction donnée dans un cristal permet la détermination des vitesses sismiques et des polarisations des ondes planes.

Pour un milieu isotrope, la vitesse  $V_P$  des ondes de compression est

$$V_P = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (7)$$

La vitesse  $V_S$  des ondes de cisaillement s'exprime ainsi :

$$V_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (8)$$

La densité de l'olivine est de 3.355 g/cm<sup>3</sup>.

Dans le cas d'un milieu faiblement anisotrope, pour une propagation dans un plan de symétrie, Backus (1965) a déterminé une approximation des vitesses  $V_P(\theta)$  des ondes  $qP$  et Crampin (1977) celles des vitesses de cisaillement  $V_{SP}(\theta)$  et  $V_{SR}(\theta)$ . SP et SR représentent les ondes de cisaillement polarisées parallèlement et perpendiculairement au plan de symétrie.

$$\rho V_P^2(\theta) = A + B \cos 2\theta + C \sin 2\theta + D \cos 4\theta + E \sin 4\theta$$

avec  $\theta$  l'azimut par rapport à la direction de propagation de l'onde et

$$\begin{aligned} 8A &= 3c_{1111} + 3c_{2222} + 2c_{1122} + 4c_{1212}, \\ 2B &= c_{1111} - c_{2222}, \\ C &= c_{1112} + c_{2212}, \\ 8D &= c_{1111} + c_{2222} - 2c_{1122} - 4c_{1212}, \\ 2E &= c_{1112} - c_{2212} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\rho V_{SP}^2 = D + E_c \cos 4\theta + E_s \sin 4\theta$$

$$\rho V_{SR}^2 = F + G_c \cos 2\theta + G_s \sin 2\theta$$

où  $\theta$  est l'azimut par rapport à la direction de propagation de l'onde et

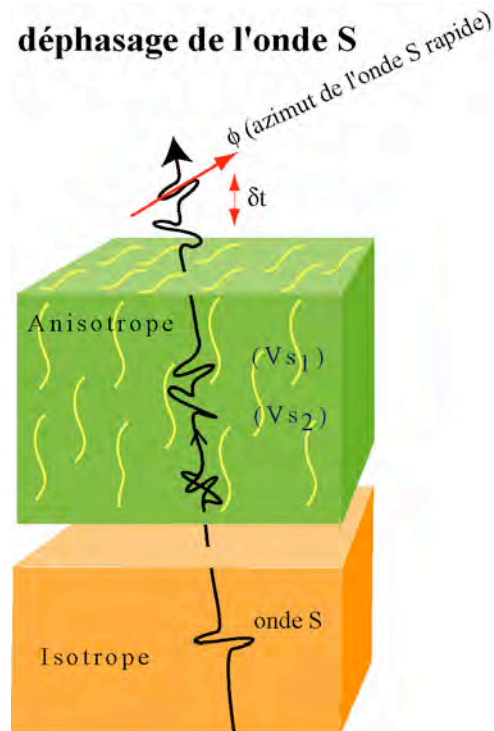
$$\begin{aligned} 8D &= c_{1111} + c_{2222} - 2(c_{1122} - 2c_{1212}) \\ E_c &= -D \\ E_s &= -E \\ 2F &= c_{1313} + c_{2323} \\ 2G_c &= c_{1313} - c_{2323} \\ G_s &= c_{2313} \end{aligned} \quad (10)$$



### 3.1.2) Déphasage temporel et polarisations des ondes

Après propagation d'une onde à travers un milieu anisotrope selon une direction donnée, il existe à la sortie du milieu anisotrope trois phases avec des mouvements de particules orthogonaux entre eux, avec des vitesses différentes, et ces vitesses varient en fonction de la direction (e.g., Crampin, 1984). Ces trois phases sont une onde  $qP$  (quasi-P) avec une polarisation quasiment longitudinale, et deux ondes  $qS_1$  et  $qS_2$ , avec des mouvements de particules approximativement transverses. Lorsqu'une onde S entre dans un milieu anisotrope, elle va donc générer à la sortie du milieu une onde  $qP$  et deux ondes  $qS_1$  et  $qS_2$ , mais l'amplitude de l'onde  $qP$  est faible. C'est pourquoi cette onde est généralement négligée. Les ondes  $qS_1$  et  $qS_2$  possèdent des vitesses différentes, elles sont donc séparées dans le temps ("splitting") et elles ont des directions de polarisation différente (Fig. 17). En revanche, une onde traversant un milieu isotrope conserve à la sortie la même direction de polarisation que sa polarisation initiale et elle ne produit pas 3 ondes différentes après son passage dans le milieu isotrope.

A)



B)

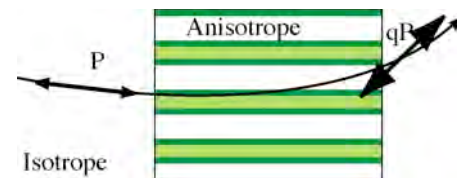


Fig. 17. A) Déphasage des ondes de cisaillement à la sortie d'un milieu anisotrope. B) Changement de polarisation de l'onde P après passage dans un milieu anisotrope.

La différence temporelle à la sortie du milieu anisotrope entre l'onde  $qS_1$  et l'onde  $qS_2$  est proportionnelle à l'épaisseur de la couche anisotrope et à la magnitude de l'anisotropie dans le milieu:

$$\delta t = L \left( \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) \quad (11),$$

avec  $L$  l'épaisseur de la couche anisotrope,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont les vitesses de propagation de l'onde  $qS_1$  (onde rapide) et  $qS_2$  (onde lente).

D'autre part, Birch (1960) définit le pourcentage d'anisotropie sismique des ondes sismiques par:

$$\delta V = 200 \times \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max} + V_{\min}} \quad (12),$$

avec  $V_{\max}$ , la vitesse maximale, et  $V_{\min}$  la vitesse minimale.  
Ce rapport représente un pourcentage d'anisotropie, il est sans unité.

Pour le monocristal d'olivine, l'anisotropie en onde S est de 18 %. L'analyse des fabriques de nodules de péridotites échantillonnées en Polynésie française et le calcul de leurs propriétés sismiques montrent une anisotropie de l'onde S variant entre 2.7 et 10.6% (Tommasi et al., 2004).

### 3.2) Localisation de l'anisotropie dans la Terre

L'anisotropie sismique est présente à des profondeurs variables dans la Terre, son origine est parfois multiple. Dans la croûte supérieure, l'anisotropie est attribuée à l'alignement de microfractures qui peuvent être vides ou remplies de fluides (e.g., Crampin, 1984). L'alignement d'inclusions liquides et l'orientation préférentielle des minéraux peuvent être responsables de l'anisotropie apparente mesurée au niveau des rides médio-océaniques (Mainprice, 1997). Au-delà de 200 à 300 MPa, c'est-à-dire pour des profondeurs de 10 à 15 km, les fractures se ferment (Kern, 1990). Aux profondeurs supérieures à 15 km, l'anisotropie ne peut donc pas être liée à la présence de fractures. L'anisotropie dans la croûte inférieure est due à l'orientation préférentielle de minéraux. Par exemple, à l'alignement des minéraux lors de l'écoulement ductile. Dans le cas de la croûte continentale inférieure, le fait que l'orientation de la foliation soit en général horizontale alors que l'incidence de l'onde SKS est quasi-verticale, devrait aboutir à une faible anisotropie (Barruol et Mainprice, 1993).

Le manteau supérieur est considéré comme la source principale de l'anisotropie (e.g., Savage, 1999). L'olivine, silicate de magnésium et de fer, de formule  $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$ , est le constituant majeur du manteau supérieur (plus de 60% du manteau supérieur). L'orientation préférentielle de l'olivine est induite par des mécanismes de déformation plastique, associés à l'écoulement mantellique. L'orientation préférentielle des cristaux d'olivine devrait donc contrôler principalement les propriétés mécaniques et l'anisotropie sismique du manteau supérieur. Lors de leur expérience de cisaillement simple à hautes températures et pressions (jusqu'à 1500°K et 300 MPa) Zhang et Karato (1995) confirmèrent l'observation obtenue par Nicolas et al. (1973) avec des expériences de compression uniaxiale, que l'axe  $a$  et l'axe  $b$  de l'olivine ont tendance à s'orienter selon la direction de cisaillement, et perpendiculairement au plan d'écoulement. L'anisotropie serait pour certains auteurs (e.g., Gung et al., 2003), figée dans une couche superficielle dont la base serait sous les océans la discontinuité de Gutenberg (à 60 ou 80 km de profondeur), et sous les continents (Gaherty et Jordan, 1995) la discontinuité de Lehmann (1959; 1961). Pour Karato (1992), la discontinuité de Lehmann pourrait constituer la transition d'une couche supérieure du manteau anisotrope se déformant par fluage dislocation vers une couche inférieure isotrope se déformant par fluage assuré par la diffusion, ce qui ne produit pas d'orientation préférentielle cristallographique. Des expériences récentes (Couvry et al., 2004) de cisaillement simple à plus hautes pressions (11 GPa), et hautes températures (1400°C), suggèrent cependant que le régime de fluage dislocation devrait perdurer jusqu'à 330 km. Il est possible qu'à 330 km, se produise une transition de systèmes de glissement de  $[100](010)$  à  $[001](0kl)$  (Mainprice et al., 2005). Les calculs de propriétés sismiques de Mainprice et al. (2005) pour des pyrolites (63% olivine, 17% grenat, 20% clinopyroxène), en tenant compte pour l'olivine d'une orientation

préférentielle des cristaux similaires à celle observée pour des conditions de température et de pression correspondant à 355 km de profondeur, montrent que les ondes de compression et de cisaillement sont faiblement anisotropes avec des pourcentages respectifs de 0.9 %, et 1.9 %.

La discontinuité sismique située à 410 km de profondeur marque le début de la transformation de l'olivine en wadsleyite ( $\beta$ -spinelle, de système cristallin orthorhombique, intermédiaire entre l'olivine et la ringwoodite). L'intensité moindre de l'anisotropie dans la zone de transition par rapport à la partie supérieure du manteau supérieur peut être liée à l'augmentation de la proportion de minéraux isotropes tels que grenats, majorite (grenat de hautes pressions, de système cubique), et ringwoodite (spinelle de système cubique). Une discontinuité sismique moins marquée sismiquement est également décrite par Shearer et al. (1996) à 520 km. Cette discontinuité est attribuée à la transformation de la wadsleyite en ringwoodite par Shearer et al. (1996). Une telle transformation devrait diminuer l'intensité de l'anisotropie dans la partie inférieure de la zone de transition. Des modèles tomographiques globaux (e.g., Montagner et Kennett, 1996) montrent la présence d'un milieu avec une anisotropie transverse isotrope (un milieu transverse isotrope est un milieu avec un axe de symétrie vertical) importante dans la zone de transition. Karato (1998) interprète cette observation comme la présence de litages pétrologiques liés à des couches de croûte océanique subductées et transformées en grenat et ringwoodite.

La discontinuité sismique située à 660 km de profondeur correspond au remplacement de la ringwoodite en pérovskite  $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_3$  et en magnésio-wüstite  $(\text{Mg,Fe})\text{O}$ . Les modèles tomographiques de Montagner et Kennett (1996) mettent en évidence dans le manteau inférieur une faible anisotropie entre 660 et 1000 km. Cette anisotropie serait liée selon Karato (1998) à l'alignement préférentiel de la pérovskite et éventuellement à celui de la magnésio-wüstite, causés par la déformation plastique au niveau de cellules de convection. La discontinuité sismique observée à 920 km de profondeur par Kawakatsu et Niu (1994) est interprétée comme le changement de phase pérovskite orthorhombique à pérovskite cubique (Kawakatsu et Niu, 1994) ou comme la base de la couche anisotrope proposée par Montagner (1998) et Karato (1998) (Mainprice et al., 2000). Un pourcentage non négligeable de stishovite (16 % à 730 km, Ringwood, 1991) pourrait être présent entre 660 et 1200 km de profondeur et contribuerait à l'anisotropie sismique. La partie du manteau inférieur comprise entre 1000 et 2700 km de profondeur semble isotrope aux ondes de volume. L'isotropie est attribuée à l'absence d'orientation préférentielle des cristaux (e.g., Mainprice et al., 2000).

A la base du manteau inférieur, la couche D" semble pourvue d'une anisotropie transverse isotrope avec un axe de symétrie vertical (Kendall et Silver, 1998). L'anisotropie pourrait être causée par des couches horizontales ou par l'alignement d'inclusions d'un matériau dans lequel la vitesse des ondes S est différente. La couche D" est interprétée comme étant un cimetière pour la lithosphère subductée. Le contraste existant entre le manteau froid de cette lithosphère subductée et le matériau qui constituait autrefois la croûte océanique pourrait expliquer l'existence de cette anisotropie (Kendall et Silver, 1996). La vitesse des ondes S dans l'ancienne croûte océanique serait plus faible que dans le manteau de la lithosphère subductée à cause de la présence de liquide dans la croûte.

## Chapitre 4

# Etude du déphasage des ondes de cisaillement en Polynésie française

---

### 4.1) Introduction

Nous présentons des mesures de la biréfringence des ondes SKS en Polynésie française. L'intérêt de l'étude du déphasage des ondes S téléseismiques est de fournir des informations sur la déformation des roches mantelliques. Cette méthode donne la possibilité de relier la structure du milieu traversé aux propriétés sismiques du milieu. Les mesures de déphasage d'ondes SKS effectuées en Polynésie française sont rares (Russo et Okal, 1998; Wolfe et Silver, 1998; Barruol et Hoffmann, 1999). Les données provenant des quelques stations (8 stations) sismiques permanentes installées sur les îles océaniques du Pacifique Sud ne suffisent pas pour cerner pleinement la géodynamique sous un territoire d'une superficie comparable à l'Europe. En contexte océanique, une anisotropie sismique due uniquement au mouvement et au refroidissement de la plaque est relativement simple à modéliser numériquement (Tommasi et al., 1996). Cependant, bien que les directions de polarisation rapide observées sont compatibles avec les directions prédites par les modèles numériques, les déphasages temporels apparents ne fournissent pas la corrélation attendue avec l'âge de la lithosphère (Tommasi, 1998). De plus, l'absence d'anisotropie reportée par les études de Russo et Okal (1998), Barruol et Hoffmann (1999) à Tahiti suggère soit que le magmatisme pourrait avoir un rôle destructeur sur la structure du manteau à l'échelle de la cinquantaine de kilomètres, soit la présence de flux verticaux de matière associés aux points chauds.

Le déploiement de 10 stations sismologiques large bande a pour objectif de densifier la cartographie du fluage du manteau supérieur sous cette région du Pacifique Sud. Dans cette étude, nous précisons les modèles numériques antérieurs et nous essayerons de quantifier l'influence de différents facteurs comme l'âge de la lithosphère, la présence de zones de fractures, la présence de points chauds et le changement de mouvement absolu de plaque sur l'anisotropie sismique apparente.

L'anisotropie sismique du manteau supérieur en contexte océanique est une conséquence de l'orientation préférentielle induite par la déformation des minéraux du manteau supérieur, en particulier à l'olivine qui est sa phase minérale principale (e.g., Nicolas et Christensen, 1987). Hess (1964) à partir des mesures des vitesses des ondes Pn réalisées par Raitt (1963) par sismique réfraction formule le premier l'idée que l'orientation préférentielle du principal constituant du manteau supérieur est à l'origine d'une anisotropie sismique du manteau supérieur sous les océans. Le déphasage des ondes de cisaillement est directement induit par l'anisotropie sismique: une onde de cisaillement traversant un milieu anisotrope se sépare en deux ondes polarisées perpendiculairement, se propageant à des vitesses différentes. Afin de pouvoir étudier la structure et l'écoulement du manteau supérieur sous la Polynésie française nous avons déployé un réseau sismique large bande en novembre 2001 (Barruol et al. 2002).

Nous présentons les résultats de mesures des ondes SKS, SKKS et S provenant de tremblements de terre profonds. Les mesures ont été réalisées au niveau des stations temporaires PLUME, et avec les enregistrements des stations larges bandes permanentes LDG CEA dans les Tuamotu (à Rangiroa, TPT), au Gambier (à Rikitea, RKT), dans l'archipel des Australes (à Tubuai, TBIL), au niveau des stations CEA et GEOSCOPE (respectivement

PPTL et PPT) à Tahiti, et au niveau des 3 stations IRIS, à Rarotonga (RAR), à Pitcairn (PTCN), et à l'île de Pâques (à Rapa Nui, RPN). Nous disposons de 10 ans de données à PPT, 4 ans à TPT, 3 ans à TBI, et 3 ans à RKT.

### Caractéristiques de l'onde SKS

Une onde SKS est issue d'une onde se propageant sous la forme d'une onde S de l'hypocentre jusqu'à l'interface noyau manteau. L'onde S ne peut pas se propager à travers le noyau liquide, elle est convertie en onde P, au niveau de la discontinuité noyau manteau. L'onde P se propage dans le noyau liquide et, à sa sortie, l'onde P se convertit en onde S, au niveau de l'interface noyau manteau. L'onde de cisaillement sortant du noyau (aussi appelé "Kern") en allemand est alors dénommée onde SKS (Fig. 18). L'onde SKKS est une onde qui traverse également comme l'onde SKS le noyau liquide mais avec l'onde P se convertissant sous la forme d'une autre onde P à l'interface noyau manteau à cause d'une réflexion. L'onde PKS est différente de l'onde SKS car c'est une onde de compression qui se déplace de la source jusqu'au noyau externe liquide et non pas une onde de cisaillement se convertissant en onde P au niveau de l'interface solide liquide.

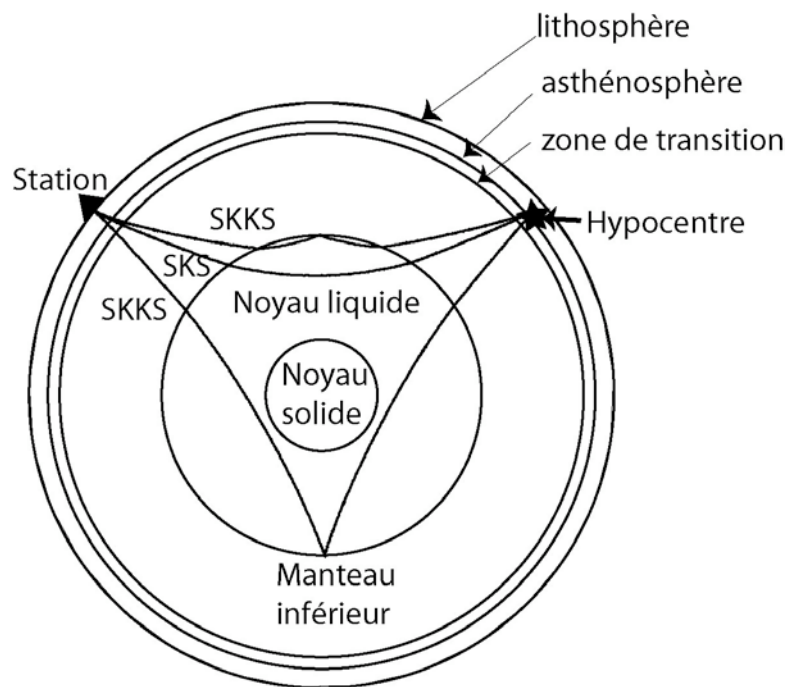


Fig. 18. Trajet des ondes SKS, et SKKS à travers la Terre.

L'intérêt de ce type d'ondes provient du fait qu'au passage à travers le noyau liquide l'onde SKS perd l'information liée à l'anisotropie contenue entre l'hypocentre et l'interface noyau manteau. La mesure réalisée avec ce type d'onde est donc une mesure de l'anisotropie située uniquement sous le sismographe. En outre la conversion à la sortie du noyau liquide de l'onde P en onde S crée une onde de cisaillement polarisée verticalement selon la direction radiale. Pour pouvoir observer une onde SKS sur un sismogramme et ne pas être gêné par une interférence avec l'onde S, la station sismique doit se situer entre 85 et 150° de distance épacentrale (Fig. 19). L'onde PKS est, elle, utilisée entre 100 et 180° de distance épacentrale.

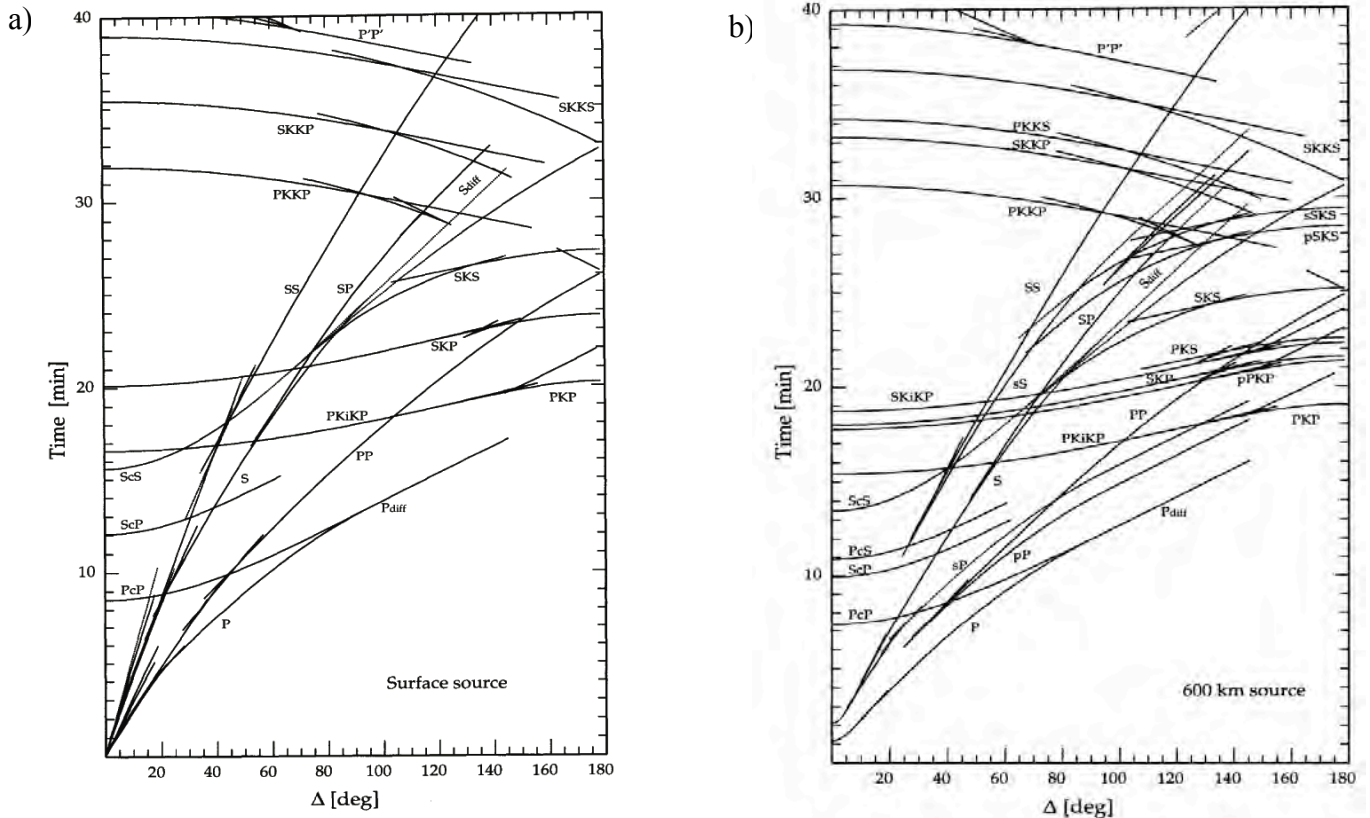


Fig. 19. Hodogrammes du modèle iasp91 pour des sources en surface (a) et à 600 Km de profondeur (b). D'après Kennett (1995).

## 4.2) Le traitement des données

### 4.2.1) Sélection des données et tri

Lors de cette étude, nous utilisons les données des stations permanentes IRIS (PTCN, RAR, RPN), CEA/LDG (TPTL, RKTL, TBI, PPTL) et GEOSCOPE (PPT) et les 10 stations temporairement installées du réseau PLUME. Nous disposons de plus de 10 ans d'enregistrements à RPN, PPT, PPTL, et RAR. Aux autres stations permanentes, la quantité de données est moindre (4 ans) en raison de leur installation plus récente ou de leur courte durée de fonctionnement (TPTL). Pour certaines des stations PLUME, nous disposons de 3 ans d'enregistrement (HIV, et RAP parmi les premières stations installées). Tandis que d'autres stations PLUME n'ont été que très récemment installées et/ou ont eu des problèmes de fonctionnement (RAI, MA2). Nous sélectionnons dans un premier temps, tous les événements de magnitude  $M_b \geq 5.5$  et situés entre  $85^\circ$  et  $150^\circ$  de distance épacentrale. Puis, nous examinons le rapport signal sur bruit de chaque signal et effectuons des mesures de déphasages lorsque le rapport signal sur bruit de la composante transverse est supérieur à 2.

### 4.2.2) Description des mesures avec la méthode mono-événement de Silver et Chan (1991)

#### 4.2.2a) Principe

Nous utilisons la méthode de Silver et Chan (1991) pour calculer les paramètres de déphasage: la polarisation de l'onde S rapide,  $\Phi$ , et le retard (temporel) entre l'onde S rapide

et l'onde S lente,  $\delta t$ . Les observations réalisées avec cette méthode font généralement l'hypothèse que le milieu anisotrope possède une symétrie hexagonale avec un axe de symétrie horizontal et que l'anisotropie est située dans une couche homogène localisée sous le sismographe. L'alignement préférentiel d'un axe du monocristal d'olivine selon une direction préférentielle donnée peut produire un milieu avec une anisotropie hexagonale à condition que les 2 autres directions orthogonales de l'olivine possèdent des directions dont l'orientation est aléatoire. La direction de polarisation de l'onde SKS dans le cas d'une propagation dans un milieu isotrope est connue (i.e direction radiale). Le principe consiste à minimiser l'énergie,  $E_t$ , de l'onde SKS ou de l'onde SKKS sur la composante transverse. Les expressions des composantes transverses et radiales sont (e.g., Silver et Chan, 1988):

$$u_r(t) = s(t) \cos^2 \phi + s(t - \delta t) \sin^2 \phi \quad (13)$$

$$u_t(t) = -\frac{1}{2} [s(t) - s(t - \delta t)] \sin(2\phi) \quad (14)$$

où  $s(t)$  est la composante radiale de l'onde lorsqu'il n'y a pas d'anisotropie.

L'expression de l'énergie de la composante transverse corrigée que l'on cherche à minimiser est:

$$E_t = \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{u}_t^2(t) dt \quad (15)$$

avec  $\tilde{u}_t(t)$  la composante transverse après application des paramètres d'anisotropie.

Dans le cas des ondes S, la polarisation initiale est connue; la méthode consiste à rechercher l'angle  $\theta$ , qui minimise la plus petite valeur propre de la matrice 2-d de covariance du mouvement de particules horizontal,  $\lambda_2$ . Nous minimisons pour l'onde SKS et l'onde SKKS  $\lambda_2$ , afin de vérifier l'influence d'hétérogénéités latérales et généralement, nous prenons les paramètres résultant de la minimisation de  $E_t$ .

#### 4.2.2b) Les mesures

L'enregistrement des mouvements du sol se fait selon 3 composantes (Fig. 21, 22) ensuite les données sont tournées dans le référentiel sismologique, selon les directions radiale et transverse (Fig. 20, Fig. 21, Fig. 22). Avant chaque mesure, les sismogrammes sont analysés: i) sans filtrage, ii) après un filtrage passe-bande entre 0.02 Hz et 1 Hz, afin de réduire le bruit de haute fréquence, et iii) après un filtrage passe-bande, entre 0.02 Hz et 0.10 Hz, pour enlever la majeure partie du bruit micro-sismique. Nous préférons utiliser un filtrage passe-bande entre 0.02 et 1 Hz, qui affecte moins le signal qu'un filtrage passe-bande entre 0.02 et 0.1 Hz, pour contraindre le retard des mesures non nulles ("non-nulls"), et ne pas surestimer les retards avec le filtrage entre 0.02 et 0.1 Hz (Wolfe et Silver, 1998). Lorsque de l'énergie est décelée sur la composante transverse et que cette énergie est supérieure au bruit, on calcule les 2 paramètres de l'anisotropie: l'orientation  $\phi$  du plan de polarisation de l'onde rapide et le déphasage (=retard) temporel  $\delta t$  entre l'onde S rapide et l'onde S lente. Nous représentons généralement les sismogrammes pour le meilleur couple de paramètres d'anisotropie pour vérifier la solution obtenue. D'autre part, les sismogrammes sont tracés dans le repère de l'anisotropie, c'est-à-dire, selon la direction rapide et selon la direction lente, afin de vérifier la corrélation entre les formes d'ondes. Et l'on représente le mouvement de particules avant et après correction de l'anisotropie (i.e après application des paramètres d'anisotropie). Après correction de l'anisotropie, le mouvement de particules doit être linéaire. Enfin, nous traçons le contour de l'énergie de la composante transverse, corrigée en fonction de  $\phi$  et  $\delta t$ , qui montre la solution du couple de paramètre d'anisotropie minimisant au



mieux l'énergie de la composante transverse. Le contour épais représente l'intervalle de 95% de confiance.

Les mesures ont été triées en trois groupes good/fair/poor, en utilisant 4 critères proposés par Barruol et al., (1997): i) qualité du rapport signal sur bruit et pas d'interférence entre l'onde S et l'onde SKS, ii) l'ellipticité du mouvement de particules dans le plan horizontal avant correction d'anisotropie, iii) la linéarisation du mouvement de particules après correction de l'anisotropie, iv) la similarité de la qualité des formes d'ondes entre les composantes radiales et transverses. Ces considérations prennent en compte la taille de la fenêtre de mesure et le filtrage utilisé. Une mesure "good" (=bonne qualité) doit remplir tous les critères, une mesure "fair" (=qualité moyenne) doit satisfaire trois critères, et une mesure "poor" (=pauvre qualité) doit répondre au moins à deux critères.

Les mesures nulles (en anglais "nulls", pour l'hypothèse nulle du test statistique associé) sont caractérisées par un contour non ellipsoïdal de l'énergie de la composante transverse, corrigée de l'anisotropie. Ces mesures peuvent être interprétées par:

- i) un  $\delta t = 0$  (i.e absence d'anisotropie),
- ii) une direction de polarisation initiale de l'onde parallèle à la direction rapide du milieu anisotrope,
- iii) une direction de polarisation initiale de l'onde perpendiculaire à la direction de polarisation de l'onde S rapide (i.e parallèle à la direction de polarisation de l'onde S lente),
- iv) un faible rapport signal sur bruit,
- v) l'interférence destructive associée à la présence de couches multiples d'anisotropie.

Des exemples de mesures de déphasage non nulles ("non-nulls") et d'une mesure nulle sont représentés aux Fig. 20, 21, 22. Les paramètres d'anisotropie et la liste des tremblements de terre utilisés pour réaliser les observations sont donnés dans le tableau 1 et l'annexe 1.

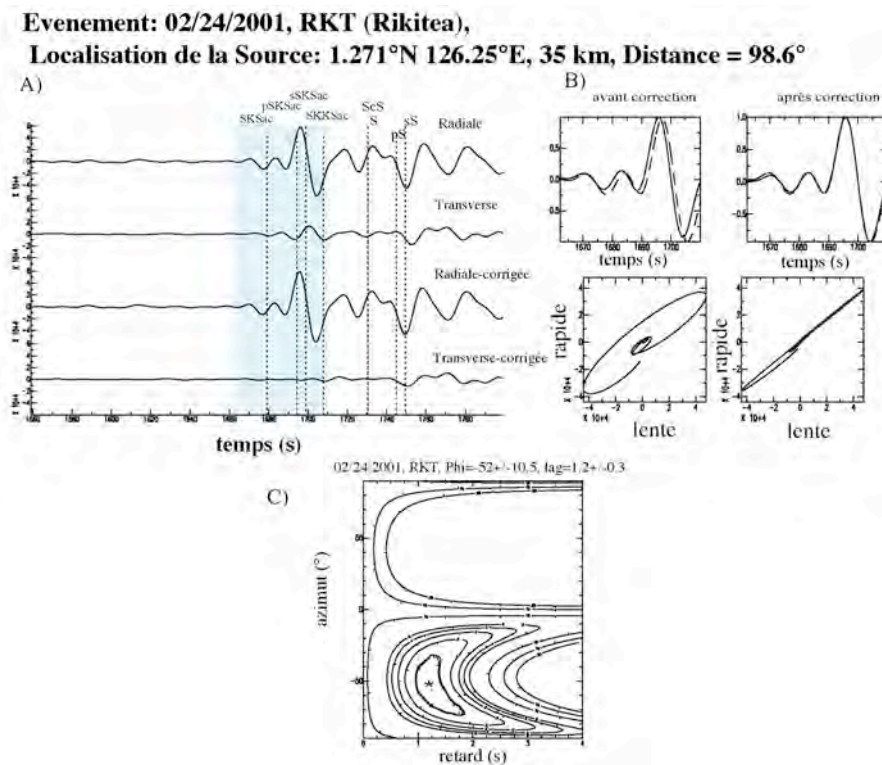


Fig. 20. Exemple de mesure réalisée à la station permanente RKT du LDG/CEA.

TAK, Exemple de mesure non null

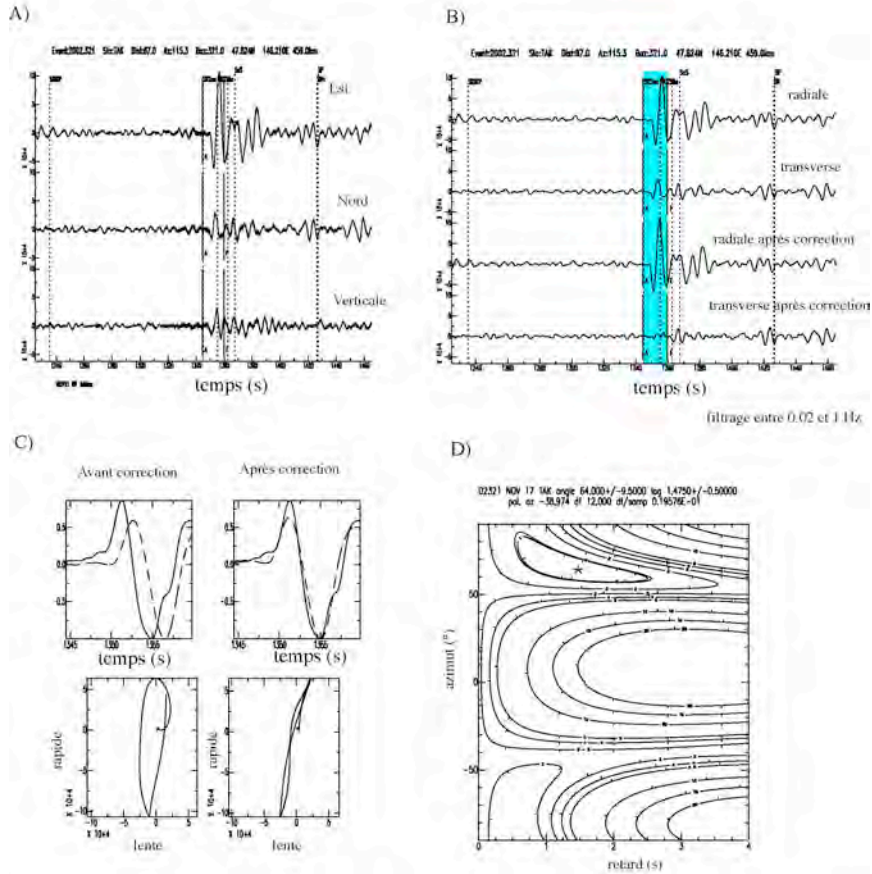


Fig. 21a. Exemple de mesure obtenue à partir d'un enregistrement à TAK (Takara).

REA, exemple de mesure non null

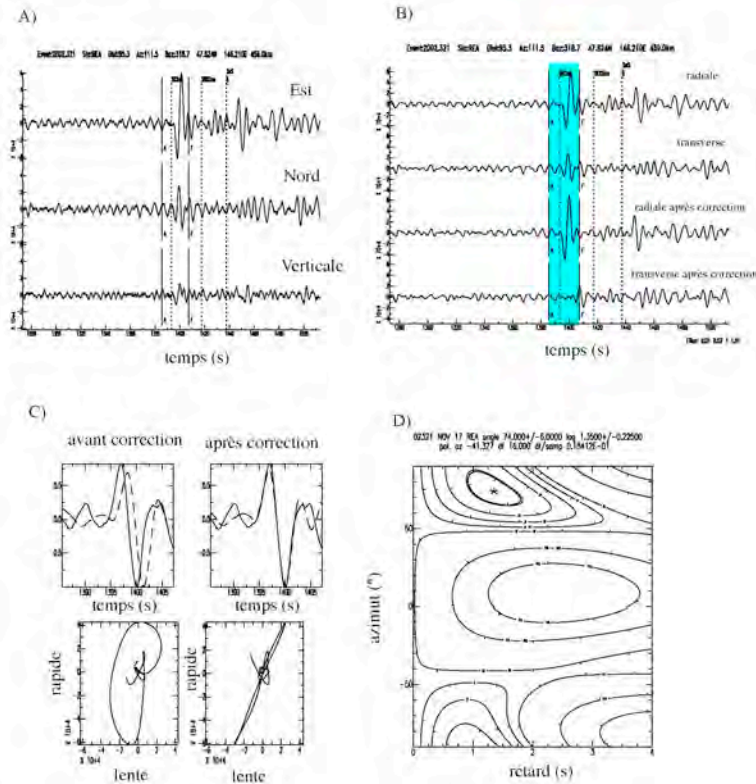


Fig. 21b. Exemple de mesure obtenue à partir d'un enregistrement à REA (Reao)

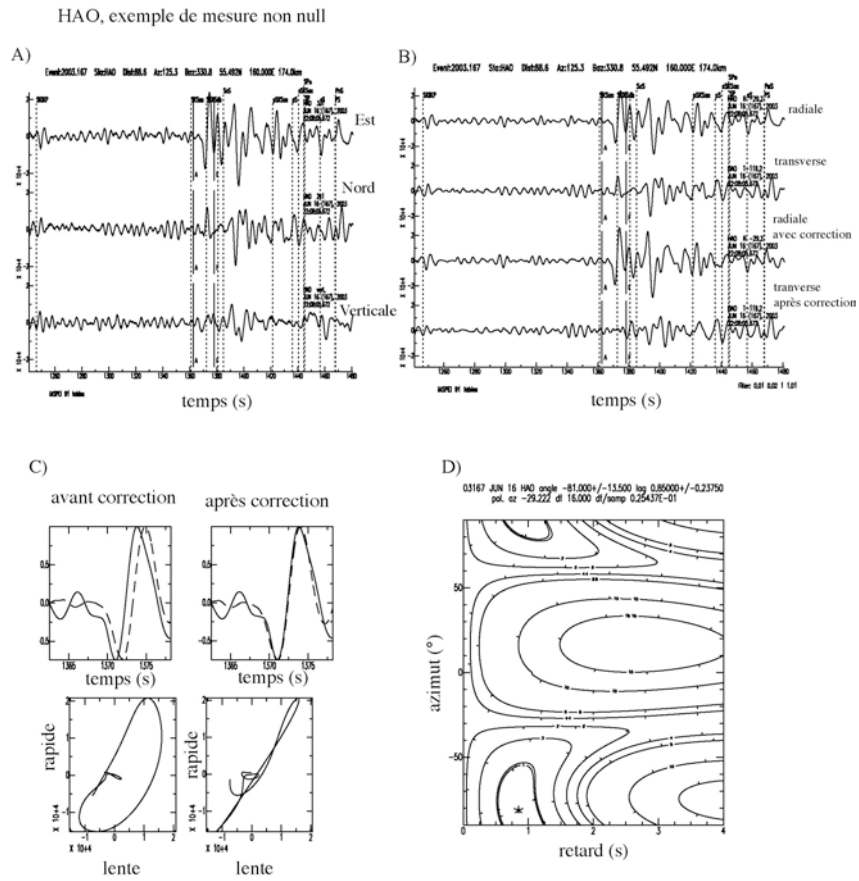


Fig. 21c. Exemple de mesure obtenue à HAO.

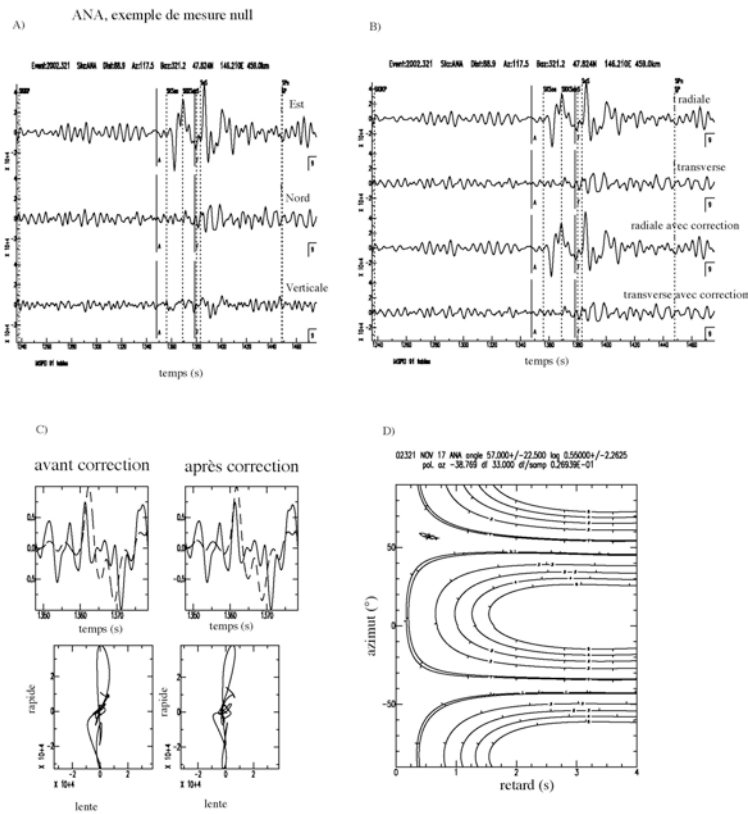


Fig. 22. Exemple de mesure null enregistrée à ANA (station du réseau PLUME)



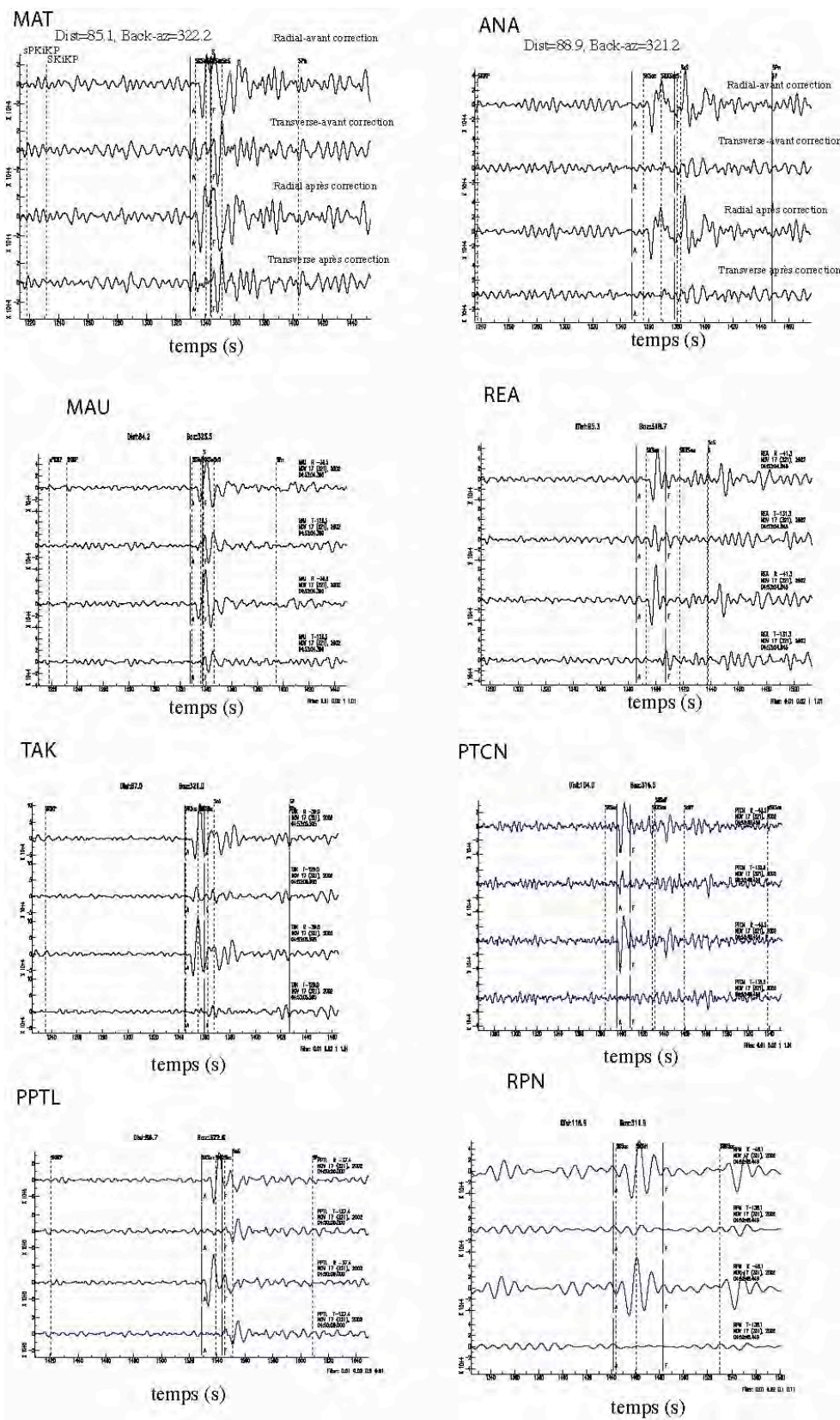


Fig. 23. Comparaison de la qualité des signaux pour un événement enregistré par plusieurs stations différentes. Séisme du 17 novembre 2002 ayant lieu à 4 h53min53.50s. La source est située à  $47.824^\circ$  de latitude,  $146.209^\circ$  de longitude, et 459 km de profondeur.

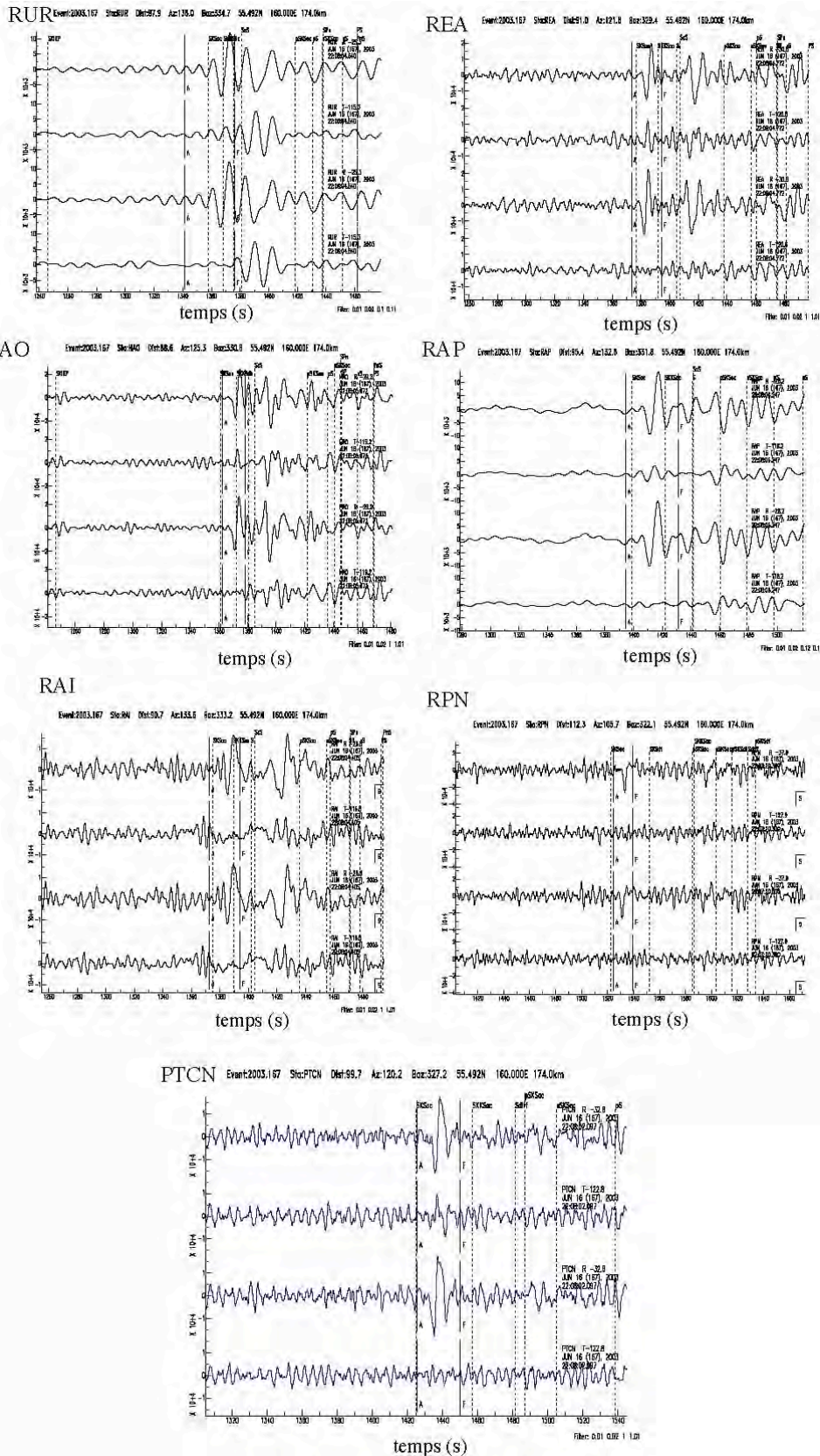


Fig. 24. Exemple de l'enregistrement par plusieurs stations du même événement sismique. Séisme du 16 juin 2003 à 22h08min02.10s. Localisé à 55.492° de latitude, 159.999° de longitude, 174 km de profondeur.

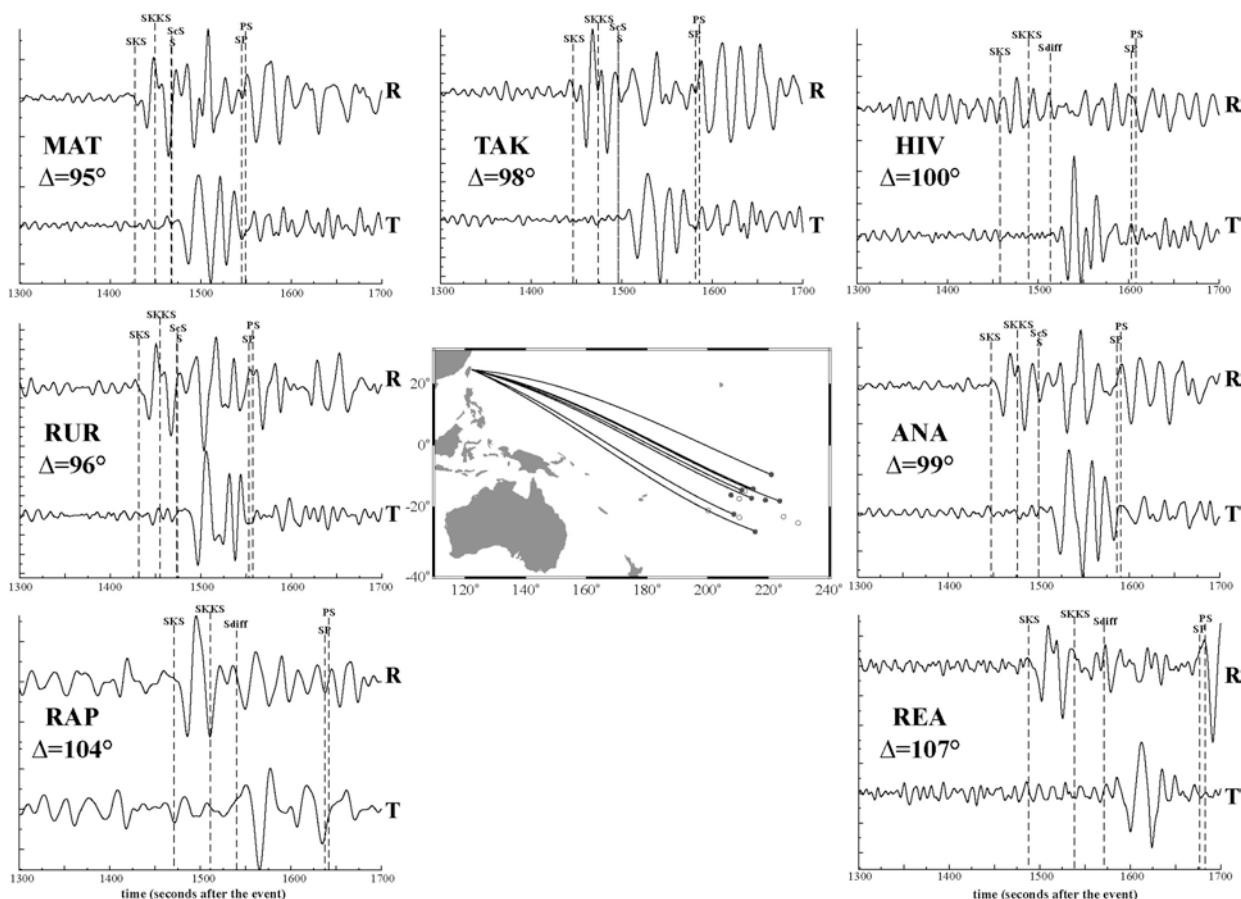


Fig. 25. Exemple de mesure nulle (null en anglais), enregistrée par plusieurs stations du réseau PLUME. Composante radiale (R) et transverse (T), sismogrammes enregistrés lors du séisme de Taiwan (le 31 Mars 2002 à 06h52min50.4s, latitude=24.279°N, longitude=122.180°E, profondeur = 32 km,  $M_b = 6.2$ ). D'après Barruol et al. (2002).

#### 4.2.3 Méthode multi-événements de Wolfe et Silver (1998)

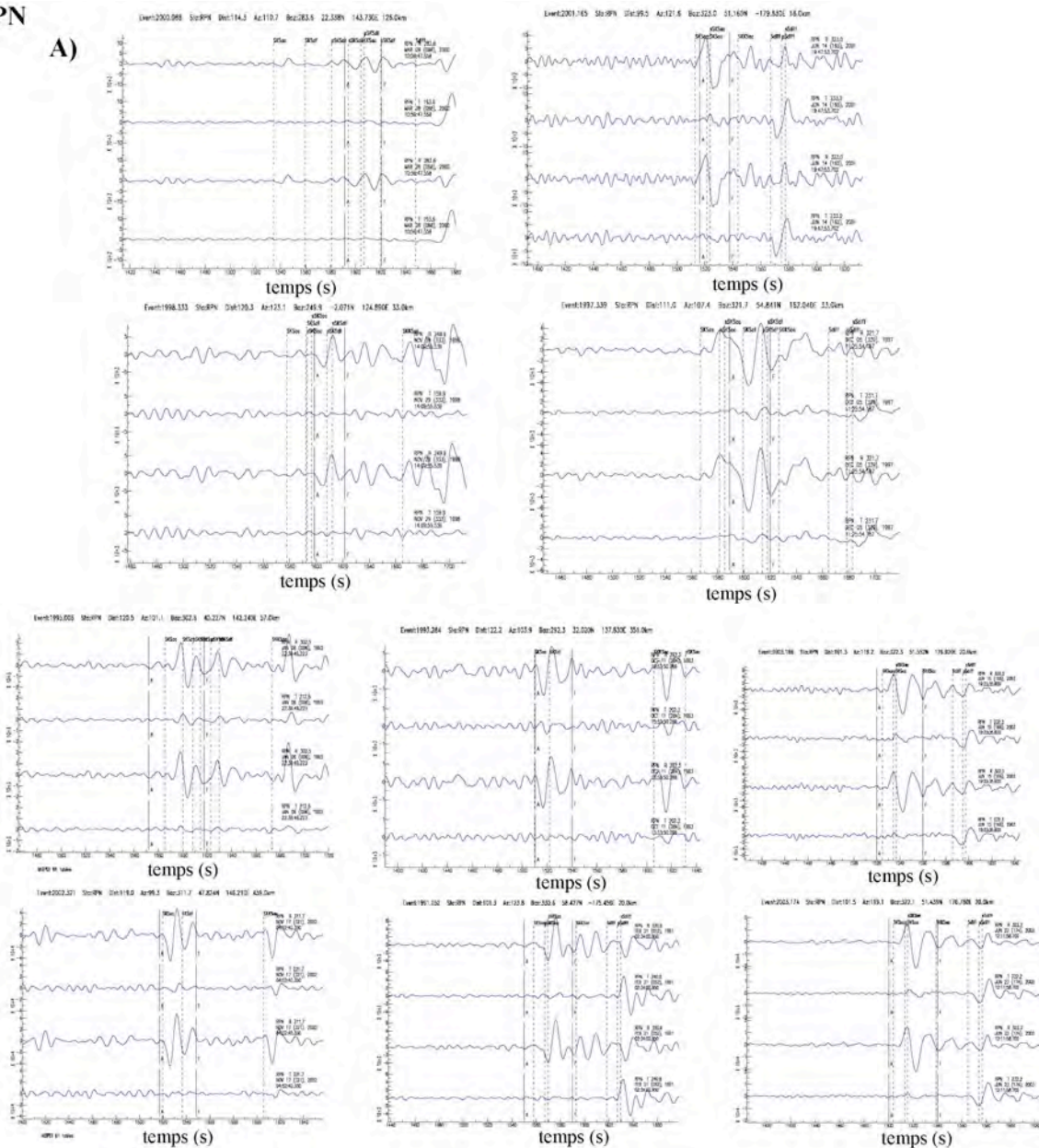
Nous utilisons également la méthode de stacking de Wolfe et Silver (1998) pour obtenir des mesures de biréfringence des ondes S de meilleure qualité à cause du fort niveau de bruit aux stations océaniques. En chaque station, nous cherchons le meilleur couple de paramètres, permettant de corriger l'anisotropie pour plusieurs événements sismiques, possédant des back azimuts distincts. Cette méthode donne de meilleurs résultats que l'analyse basée sur un seul événement, à condition d'utiliser des tremblements de terre avec des azimuts bien distribués, c'est-à-dire, avec des polarisations initiales différentes. L'algorithme utilisé cherche le meilleur couple de paramètres qui minimise la somme de la plus petite valeur propre de la matrice 2-D de covariance du mouvement de particules. Cette méthode nous permet d'obtenir des domaines de 95% de confiance pour la solution des couples de paramètres plus réduit que la méthode mono événement, ceci confirme la robustesse de la méthode de stacking.

La Fig. 26 montre un exemple de mesure avec la méthode de stacking à la station RPN. Les mesures réalisées avec cette méthode sont représentées à la Fig. 30. Le Tableau 5 donne les caractéristiques des événements utilisés pour réaliser le stacking à chacune des stations.



RPN

A)



RPN,  $\Phi = -16 \pm 6.5$ ,  $\text{retard} = 0.75 \pm 0.15$

B)

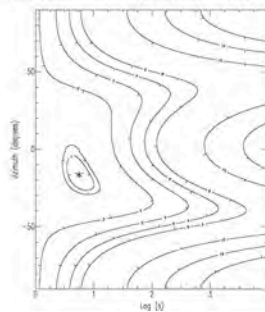


Fig. 26. Exemple de mesure avec la méthode de Wolfe et Silver (1998) à la station RPN. A) sismogrammes avant et après correction pour chaque événement utilisé lors de la mesure B) solution du stacking.



### 4.3) Les résultats

La Fig. 27 donne la localisation de tous les épicentres des événements sur lesquels nous avons effectué des mesures de déphasage. La majorité des mesures provient des séismes situés aux limites de plaques. Cependant, nous avons pu réaliser des mesures de déphasage pour des hypocentres situés aux dorsales océaniques, ou en domaine intraplaque. La majeure partie des séismes est située dans le quadrant N-W, lorsque l'on fixe la Polynésie française comme origine, avec des séismes causés principalement par les subductions au niveau du Japon, de l'Indonésie, des Philippines, des Tonga, des Aléoutiennes. Quelques mesures ont été obtenues pour des rais venant du S-SE, pour des séismes associés à la subduction du Sud Sandwich, et nous avons également des observations d'événements liés à la subduction au niveau des Petites Antilles. La couverture azimutale n'est donc pas idéale car nous ne possédons pas un échantillonnage selon des polarisations initiales très variées du manteau supérieur situé sous les stations sismiques. Les épicentres des événements ayant donné des mesures non nulles et le trajet des rais sont représentés à la Fig. 28. Une mesure non nulle a été causée par un tremblement de terre localisé au niveau de la subduction du Sud Sandwich, mais cette mesure n'a pu être observée qu'à une seule station.

Les mesures obtenues à partir de la première méthode sont tracées à la Fig. 29 avec la bathymétrie. Le Tableau 4 et l'annexe 1 donnent les caractéristiques des événements et les paramètres d'anisotropie. Nous n'observons pas de déphasage au niveau des stations HIV (Hiva-Oa), PPT et PPTL (Tahiti). On dispose de peu de mesures à RAI (Raivavae) car cette station fut récemment installée, et elle a eu, en plus de cela, pas mal de problèmes techniques. Les événements sur lesquels nous avons pu réaliser des mesures à PPT et PPTL possèdent des back azimuts proches de la direction de la plaque Pacifique. L'absence d'anisotropie sismique mesurée à Tahiti et Hiva-Oa pourrait être causée par un milieu isotrope sous les stations sismiques.

Notons l'existence de variation régionale des directions de polarisation rapide. Les retards, lorsqu'ils sont détectés sont compris entre 0.8 et 2.6 s. 2 grandes directions sont apparentes:

- une direction de l'axe rapide, proche de la direction du mouvement de la plaque Pacifique pour les stations ANA, RAP, RAI, HAO, TPT, MAT, TBI, RKT,
- une direction de l'axe rapide, approximativement similaire à l'orientation des failles transformantes des Australes et des Marquises, pour les stations situées à MA2, RUR, et REA.

En outre, on remarque la présence d'observations plus complexes à appréhender au niveau des stations RPN, RAR, PTCN, et TAK, avec notamment l'existence de variation des directions de polarisation rapide et des retards pour des back azimuts différents.

Stat	Event	Année	Mois	Jour	Heure	Lat (°)	Long (°)	Prof (km)	Phase	Back (°)	Φ (°)	δt (s)	Q
PTCN	PTCN04	2000	1	28	14:21:07.30	43.046	146.837	61	SKS	312.	-69±13	1.6±0.5	G
PTCN	PTCN11	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	316.3	85±6	0.84±0.1	G
PTCN	PTCN14	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	327.2	83±7.5	1.16±0.25	G
RAR	RAR02	1995	11	8	07:14:18.50	1.853	95.062	33	SKS	266.2	-71±14	1.76±0.64	F
RAR	RAR03	1996	2	3	11:14:19.80	27.299	100.341	10	SKS	292.9	-50±7	1.74±0.40	F
RAR	RAR10	2000	10	25	09:32:23.90	-6.549	105.630	38	SKS	262.	-43±10	2.2±0.5	P
RAR	RAR16	2002	11	2	01:26:10.70	2.824	96.085	30	SKS	267.5	-83±6	2.60±0.72	G
RPN	RPN01	1991	2	21	02:35:34.10	58.427	-175.450	20	SKS	331	47±6	1.8±0.47	G
RPN	RPN04	1993	10	11	15:54:21.20	32.020	137.832	351	SKS	292	-22±12	0.85±0.2	F
RPN	RPN05	1995	1	6	22:37:37.90	40.227	142.242	57	SKS	303	16±8	1.8±0.45	G
RPN	RPN06	1997	12	5	11:26:54.60	54.841	162.035	33	SKS	322	40±8	2.6±0.75	P
RPN	RPN09	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKS	284	4±12	2.60±1.05	P
RPN	RPN12	2001	6	14	19:48:47.80	51.160	-179.828	18	SKS	323	43±12	2.05±0.95	F
RPN	RPN16	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	311.9	32±2	2.10±0.42	F
RPN	RPN20	2003	6	15	19:24:33.10	51.552	176.923	20	SKS	322.3	43±7	2.50±0.76	P
RPN	RPN22	2003	6	23	12:12:34.40	51.439	176.783	20	SKS	322.1	41±19	1.88±0.90	P
ANA	ANA12	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	276	-53±5.5	1.23±0.19	G
HAO	HAO07	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	275	-63±4	1.77±0.30	G
HAO	HAO08	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	331	-81±14	0.85±0.24	G
MA2	MA202	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	323	72±5	1.27±0.33	P
MAT	MAT06	2002	9	15	08:39:32.70	44.833	129.923	586	SKS	315	-67±10	1.88±0.49	F
RAP	RAP09	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	332	-69±18	0.88±0.53	F
RAP	RAP10	2003	9	25	19:50:06.30	41.815	143.910	27	SKS	314	-69±10	1.40±0.39	F
REA	REA04	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	319	74±6	1.35±0.23	G
REA	REA08	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	329	78±3	2±0.27	G
RUR	RUR06	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	278	87±2	2.38±0.35	G
RUR	RUR07	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	335	-68±11	1±0.23	F
TAK	TAK07	2002	11	2	01:26:10.70	2.824	96.085	30	SKSdf	265	-41±11	1.2±0.29	G
TAK	TAK08	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	321	64±9.5	1.48±0.50	G
TAK	TAK10	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	276	-75±4	2.15±0.56	F
RKTL	RKTL04	2001	1	2	07:30:03.70	6.749	126.809	33	SKS	273	-52±20	1.3±1	F
RKTL	RKTL05	2001	2	24	07:23:48.70	1.271	126.249	35	SKS	268	-52±10	1.2±0.3	G
RKTL	RKTL07	2002	1	1	11:29:22.70	6.303	125.650	38	SKS	272	-71±10	2.15±0.75	F
TBI	TBI09	2001	8	13	20:11:23.40	41.046	142.308	38	SKS	315	-57±8	2.1±0.8	F
TBI	TBI10	2002	3	9	12:27:11.20	-56.019	-27.332	118	SKS	152	-53±11	1.95±0.67	F
TBI	TBI12	2000	9	2	17:02:19.50	-20.073	-179.135	687	S	271	28±20	1.40±1.05	P
TPTL	TPTL07	1994	7	21	18:36:31.70	42.301	132.892	473	SKS	313	-67±22	1±1.4	F
RAI	RAI05	2004	7	25	14:35:19.00	-2.427	103.981	582	SKKS	260.1	-55±14	1.24±0.34	G
PPT	PPT02	1998	1	27	21:05:44.30	-22.411	179.035	610	S	256	-52±18.5	1.6±0.675	P

Tableau 4. Caractéristiques des événements permettant de détecter de l'anisotropie sismique avec la méthode de Silver et Chan (1991). Les valeurs des paramètres de l'anisotropie sismique sont données. Long=longitude, Lat=latitude, Prof=profondeur, Q=qualité, G=good, F=fair, P=poor, Stat=station, Back=Back azimuth, Event=identification de l'événement.

Les mesures réalisées par la deuxième méthode sont représentées à la Fig. 30. Les événements utilisés pour le stacking et les paramètres d'anisotropie à chaque station sont listés au Tableau 5.

Stations	Evénements utilisés	Nombre de Phases	$\Phi$ (°)	$\delta t$ (s)
PTCN	PTCN01, PTCN02, PTCN04, PTCN05, PTCN11, PTCN14	6	-87±5	0.83±0.1
RAR	RAR01, RAR02, RAR03, RAR04, RAR11, RAR16	6	-45±9	0.75±0.15
RPN	RPN01, RPN04, RPN05, RPN06, RPN07, RPN09, RPN12, RPN16, RPN20, RPN22	10	-16±6.5	0.75±0.15
PPT et PPTL	PPT04, PPT07, PPTL02, PPTL03	4	null	null
RKTL	RKTL03, RKTL04, RKTL05, RKTL06, RKTL07, RKTL09	6	-30±8	1.15±0.15
TPTL	TPTL04, TPTL07, TPTL09	3	-63±9.5	0.90±0.28
TBI	TBI01, TBI03, TBI04, TBI09, TBI10	5	-80±4.5	1.10±0.18
HIV	HIV01, HIV04, HIV14	3	null	null
ANA	ANA01, ANA05, ANA08, ANA11, ANA12	5	-44±5	0.88±0.14
HAO	HAO01, HAO02, HAO05, HAO07, HAO08	5	-75±9.5	0.70±0.18
REA	REA01, REA02, REA04, REA07, REA08	5	79±3	1.35±0.11
MAT	MAT06, MAT08, MAT09, MAT10	4	-72±12	0.65±0.23
MAU et MA2	MAU01, MA202, MA203	3	77±16.5	1.00±0.36
TAK	TAK06, TAK07, TAK08, TAK12	4	-67±19.5	0.63±0.28
RUR	RUR01, RUR02, RUR04, RUR06, RUR07	5	83±3	0.80±0.11
RAI	RAI03, RAI05	2	-46±14.5	1.18±0.41
RAP	RAP01, RAP02, RAP08, RAP09, RAP10	5	-71±9	0.80±0.21

Tableau 5. Paramètres d'anisotropie mesurés par la méthode multi-événements et liste des événements utilisés pour les mesures.

Nous n'observons toujours pas de déphasage avec la méthode de stacking pour les stations HIV, PPT, et PPTL. D'autre part, les directions de l'axe rapide sont proches de la direction de déplacement de la plaque Pacifique pour les stations HAO, MAT, TPTL, TAK, ANA, RAI, RAP, RAR. Alors que les directions de l'axe rapide sont à peu près similaires aux orientations des failles transformantes pour les stations REA, MA2, et RUR. Les directions de polarisation observées à PTCN et TBI sont proches et quasiment EW alors que la direction mesurée à RKTL (aussi appelée RKT) est -30°E. L'orientation de l'axe rapide mesurée à RPN est parallèle à la dorsale océanique rapide Est-Pacifique. Les retards, lorsqu'ils sont détectés sont compris entre 0.63 s et 1.35 s.

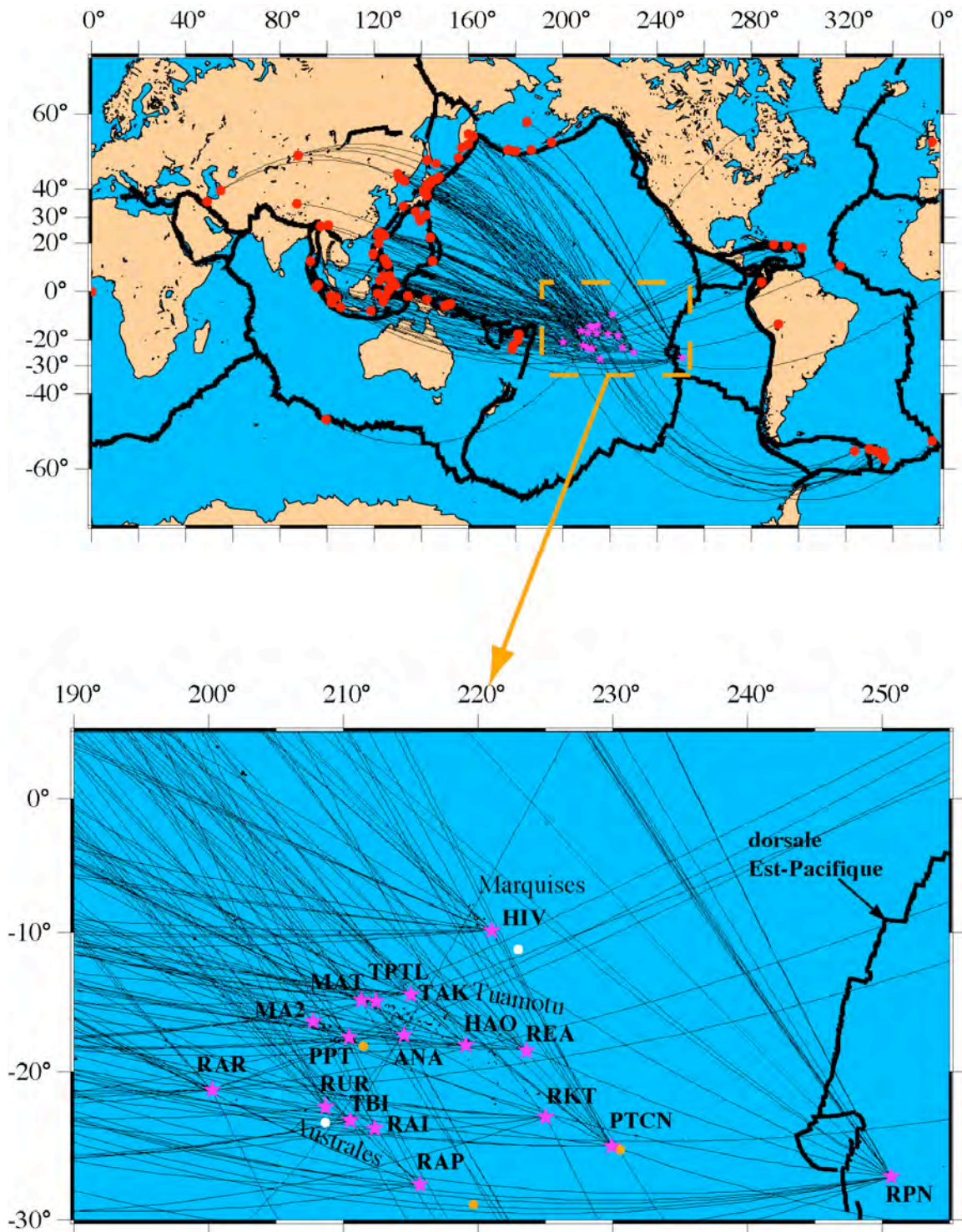


Fig. 27. Localisation de tous les épïcêtres des tremblements de terre (cercles rouges) sur lesquels les mesures de biréfringence ont été effectuées. Représentation des trajets des rais entre les épïcêtres et les stations sismiques (étoiles en rose). Les points chauds de la Polynésie française sont représentés par des cercles orange quand ils sont à l'origine d'un volcanisme actif et par des cercles blancs lorsque leur l'existence est probable.



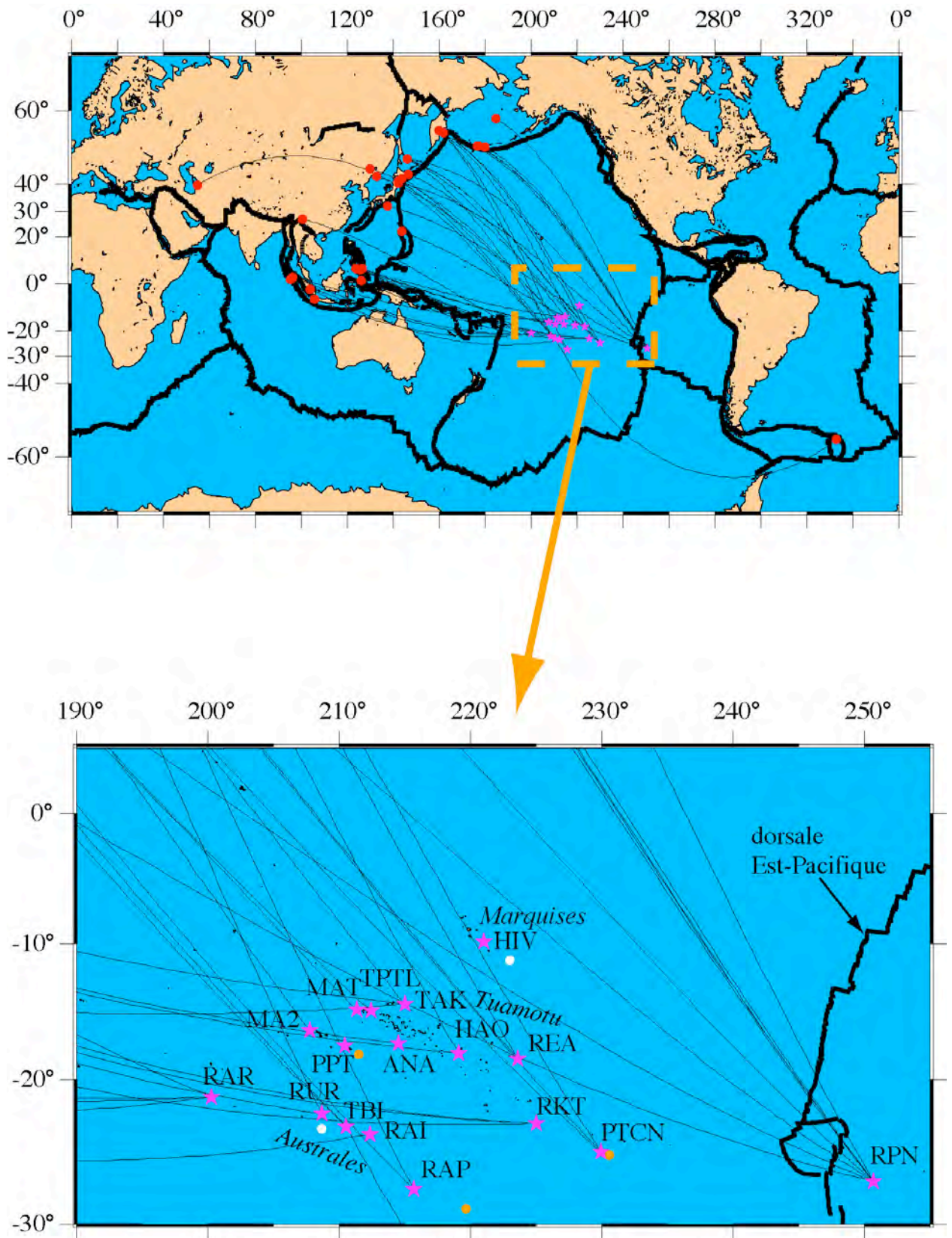


Fig. 28. Localisation de tous les épicentres des événements (cercles rouges) qui ont donné des mesures non nulles. Représentation des trajets des rais entre les épicentres et les stations sismiques (étoiles en rose). Les points chauds de la Polynésie française sont représentés par des cercles orange quand ils sont à l'origine d'un volcanisme actif et par des cercles blancs lorsque leur l'existence est probable.



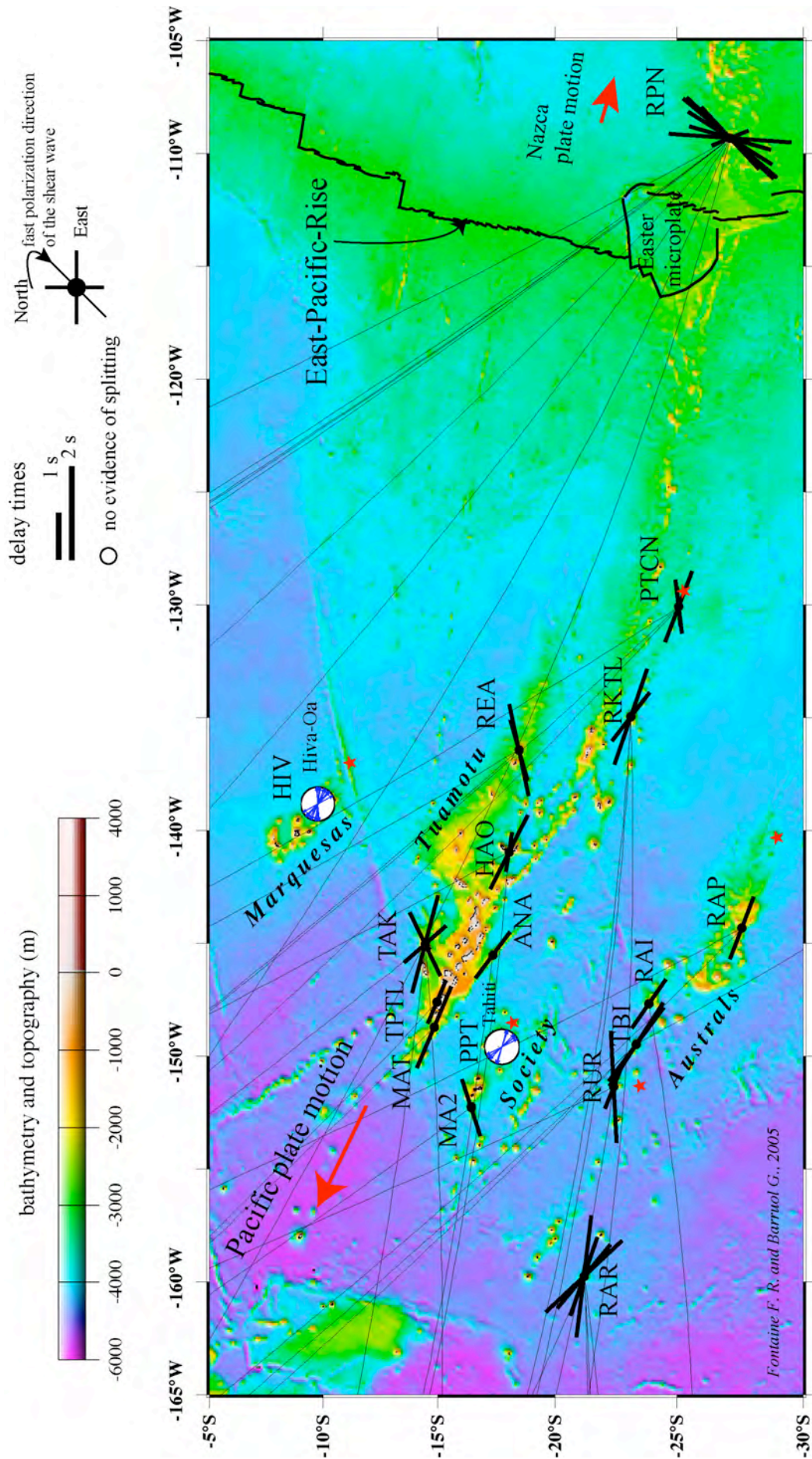


Fig. 29 . Cartes bathymétriques avec les mesures de déphasage des ondes SKS et SKKS obtenues par la méthode de Silver et Chan (1991). Les trajets des rais sont représentés pour les mesures non nulles. Les flèches à l'intérieur des cercles blancs indiquent les Back azimuts des événements donnant des mesures nulles. Les étoiles rouges représentent l'emplacement des points chauds de la Polynésie française. La direction de déplacement de la plaque Pacifique -65.57° (Gripp et Gordon, 2002) est représentée par une flèche rouge. La direction de déplacement de la plaque Nazca sur laquelle se trouve RPN est 106.36°E (Gripp et Gordon, 2002).



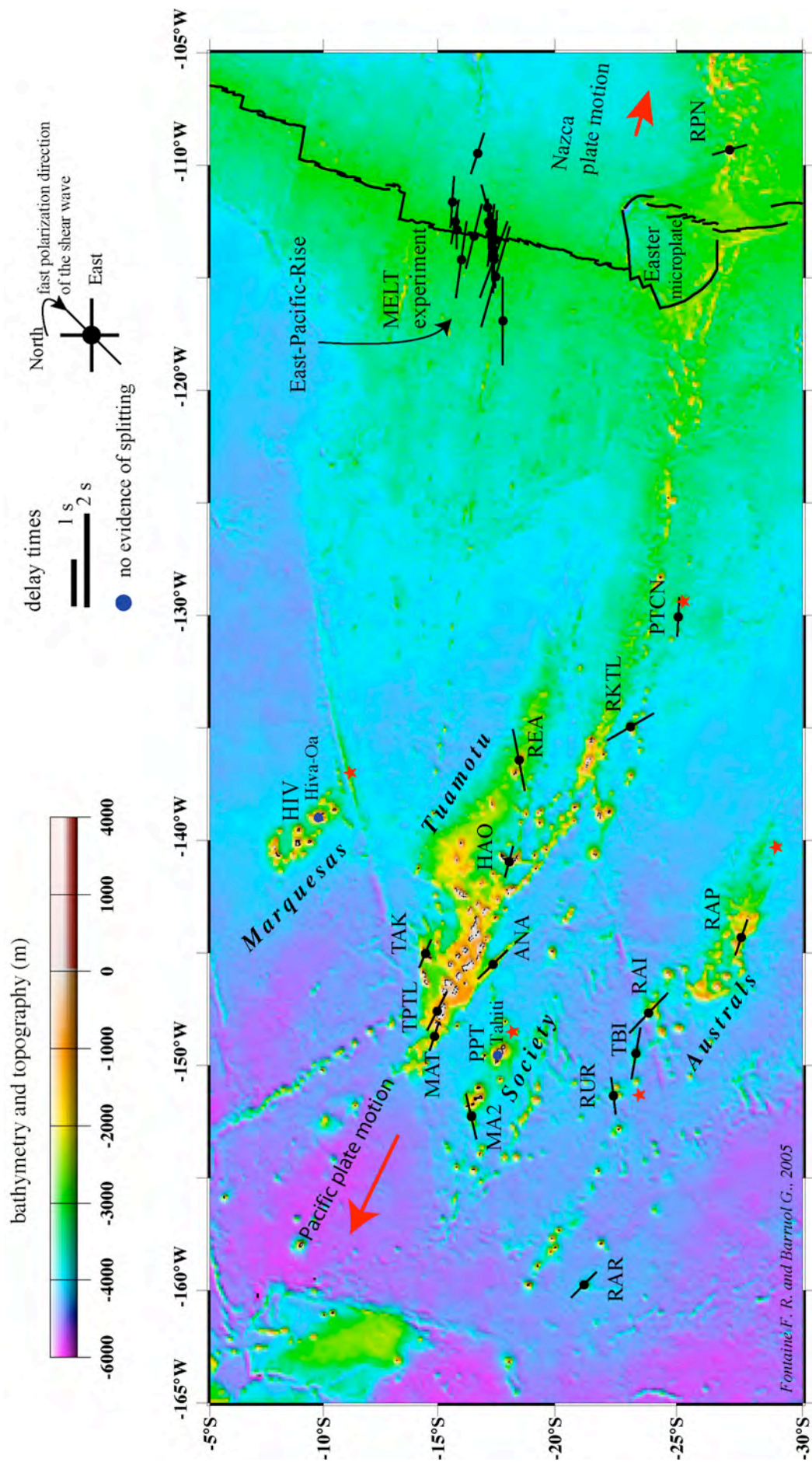


Fig. 30 . Cartes bathymétriques avec les mesures de déphasage des ondes SKS et SKKS obtenues par la méthode de Wolfe et Silver (1998). La direction du déplacement présent de la plaque Pacifique est représentée par une flèche rouge. La vitesse de déplacement de la plaque Pacifique est de 117 mm/an alors que celle de la plaque Nazca est de 32.6 mm/an (Gripp et Gordon, 2002). Les mesures de déphasage des ondes SKS de Wolfe et Solomon (1998) au niveau de la dorsale Est-Pacifique sont également représentées.



### **Les projections des mesures**

D'autre part, nous avons projeté les mesures de déphasage à 100 km de profondeur (Fig. 31a) et 200 km (Fig. 31b), afin d'examiner les corrélations éventuelles entre les mesures et les failles transformantes, les rides, les points chauds et la bathymétrie en général. L'avantage de telles cartes est de pouvoir proposer une représentation en surface des paramètres d'anisotropie ( $\phi$ ,  $\delta t$ ) à l'endroit où est acquise l'anisotropie en profondeur. Pour des événements possédant des back azimuts différents et des angles d'incidences similaires, on obtient ainsi, avec une station sismique, non plus une seule mesure de l'anisotropie localisée sous la station sismique mais autant de mesures qu'il existe de back azimuts différents. En faisant une telle projection des mesures, on émet l'hypothèse que la majeure partie de l'origine de l'anisotropie est acquise au-dessous de la profondeur à laquelle est faite la projection.

La carte présentant les mesures projetées à 100 km (Fig. 31) montre peu de différences avec la Fig. 29 où les mesures étaient projetées en surface au niveau des stations à cause de la grande superficie du territoire représenté sur les cartes. On note l'existence de deux grandes directions: une direction proche de la direction actuelle de déplacement de la plaque Pacifique et une autre direction parallèle aux failles transformantes ou à la dorsale Est-Pacifique.

La projection des mesures à 200 km (Fig. 31b) conserve les 2 familles d'orientations des axes rapides, observées précédemment. On remarque qu'à MA2, la mesure se rapproche d'un morceau de la faille transformante des Marquises. A TAK, il existe 2 mesures qui ont globalement l'orientation de la direction du mouvement présent de la plaque Pacifique, et une autre mesure orthogonale qui, elle, se rapproche de la faille transformante des Marquises. A RUR, une des mesures semble parallèle à l'orientation de la faille transformante des Australes alors que l'autre est orientée selon la direction du déplacement actuel de la plaque Pacifique. La mesure obtenue à RAI s'éloigne de la faille transformante des Australes; ce qui pourrait expliquer la différence de direction observée entre la direction de polarisation rapide à RAI et l'orientation de la faille transformante.

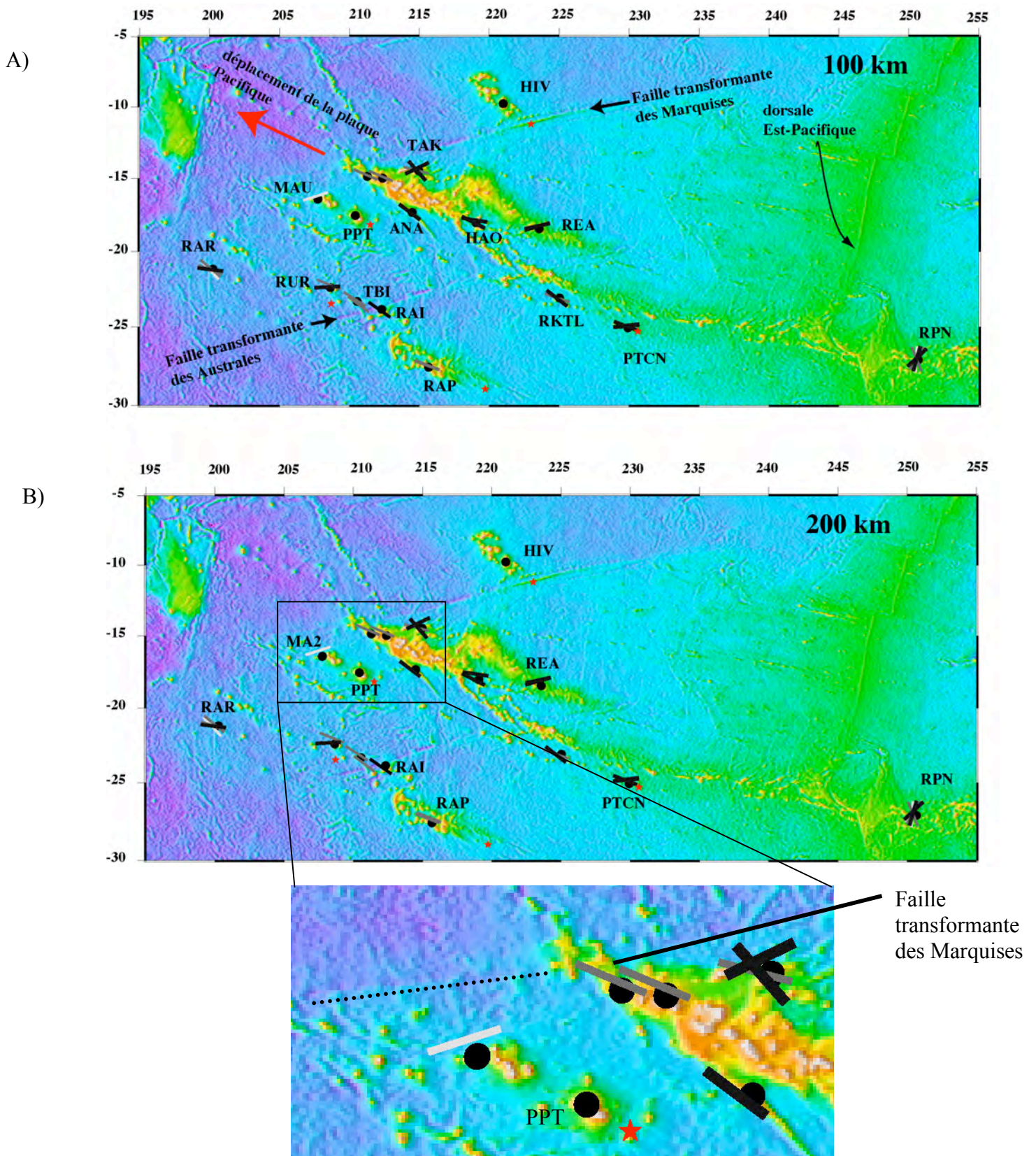


Fig. 31. Projection des mesures de déphasage des ondes SKS et SKKS obtenues par la méthode mono événement à 100 km de profondeur (A) et à 200 km de profondeur (B). L'échelle bathymétrique est similaire à celle de la figure précédente. Les mesures de qualité good sont tracées en noir. Les mesures de qualité fair sont tracées en gris et les mesures de qualité poor sont représentées en blanc.

## 4.4) Le problème direct pour trouver un modèle à 2 couches d'anisotropie

### 4.4.1) Présentation de la méthode de Silver et Savage (1994)

Pour le moment, nous n'avons considéré la présence que d'une seule couche d'anisotropie sous le sismographe. Cependant, la mise en évidence de plusieurs couches d'anisotropie a été effectuée à certaines stations continentales (e.g., Silver et Savage, 1994; Barruol et Hoffmann, 1999) et océanique (e.g., Walker et al., 2001). Lorsqu'il existe deux couches d'anisotropie, les paramètres d'anisotropie  $\phi$  et  $\delta t$  deviennent des fonctions de la direction de polarisation. L'hypothèse généralement effectuée est de considérer un double déphasage de l'onde de cisaillement lors de la propagation à travers les deux couches d'anisotropie résultant de la formation de quatre phases distinctes (Yardley et Crampin, 1991). Le test d'un modèle à 2 couches d'anisotropie est nécessaire lorsque l'on observe des variations significatives de  $\phi$  et  $\delta t$  en fonction du back azimuth. Lorsque l'on observe une périodicité de  $\pi/2$  dans les variations de  $\phi$  ou  $\delta t$ , en fonction de la direction de polarisation initiale, il convient de tester un tel modèle. Pour pouvoir tester un tel modèle, il faut avoir une bonne couverture azimutale.

La méthode de Silver et Chan (1991), utilisée précédemment, suit la méthodologie commune aux problèmes inverses. On observe un signal avec de l'énergie sur la composante transverse et l'on cherche dans le cas de l'onde SKS à minimiser l'énergie de la composante transverse, corrigée de l'effet de l'anisotropie, afin d'obtenir les meilleurs paramètres  $\phi$  et  $\delta t$ . La méthode que nous utilisons maintenant, résout le problème directement. Elle consiste à fixer des couples de paramètres  $\phi_1$  et  $\delta t_1$ , dans la couche inférieure et  $\phi_2$  et  $\delta t_2$ , dans la couche supérieure et à calculer les paramètres apparents observables en surface  $\phi$  et  $\delta t$ . Les équations utilisées (equations 6, 7, 8 de Silver et Savage, 1994), pour calculer les paramètres d'anisotropie, sont données et expliquées par Silver et Savage (1994). Ne voulant pas se donner d'a priori sur un modèle à 2 couches, nous testons 32400 modèles différents, à 2 couches, en faisant varier un seul des 4 paramètres ( $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $\delta t_1$ ,  $\delta t_2$ ) à la fois et en choisissant d'évaluer les paramètres  $\phi_1$  et  $\phi_2$  entre 0 et 180° par pas de 10° et  $\delta t_1$  et  $\delta t_2$  entre 0 et 2 s par pas de 0.2 s. Nous faisons les calculs à la fréquence de 0.1 Hz.

Considérons un modèle à 2 couches que l'on souhaite ajuster aux mesures et qui est défini, pour un jeu de paramètres ( $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $\delta t_1$ ,  $\delta t_2$ ). Nous cherchons à ajuster notre modèle aux observations, en tenant compte des incertitudes sur les mesures. Nous utiliserons les trois valeurs statistiques proposées par Walker (2003) pour trouver un modèle à 2 couches d'anisotropie. On souhaite réduire la distance métrique entre le modèle et les N mesures, en tenant compte de l'erreur de mesure et pour cela il faut minimiser la quantité suivante:

$$SSE = \sum_{i=1}^N \left[ \left( \frac{(\phi_{i\text{donnée}} - \phi_{i\text{mod } \acute{e}le})}{\phi_{\text{erreur}}} \right)^2 + \left( \frac{(\delta t_{i\text{donnée}} - \delta t_{i\text{mod } \acute{e}le})}{\delta t_{\text{erreur}}} \right)^2 \right] \quad (16)$$

avec SSE: la somme des moindres carrés, pondérée par les incertitudes sur les paramètres mesurés.

D'autre part, on estime le coefficient de détermination Rsq représentant la proportion de SSE, pouvant être prédit par le modèle à 2 couches ( $Rsq \in ]-\infty ; 1]$ ) :

$$Rsq = 1 - \frac{SSE}{SSyy} \quad (17)$$

avec,

$$SS_{yy} = \sum_{i=1}^N \left[ \left( \frac{(\phi_{i\text{donnée}} - \phi_{i\text{moyenne}})}{\phi_{i\text{erreur}}} \right)^2 + \left( \frac{(\delta t_{i\text{donnée}} - \delta t_{i\text{moyenne}})}{\delta t_{i\text{erreur}}} \right)^2 \right] \quad (18)$$

Le paramètre permettant de choisir entre un modèle à une couche et un modèle à deux couches d'anisotropie est le coefficient de détermination  $Rsq\_adj$  ajusté au nombre de paramètres et degrés de liberté ( $Rsq\_adj \in ]-\infty ; 1]$ ).

$$Rsq\_adj = 1 - \left[ \frac{NDF - 1}{NDF - (K + 1)} \right] [1 - Rsq] \quad (19)$$

avec, NDF correspondant au double des mesures contraintes, et K le nombre de paramètres du modèle.

Nous calculons  $Rsq\_adj$  pour un modèle à une seule couche d'anisotropie en utilisant les paramètres  $\phi$  et  $\delta t$  obtenus par la méthode multi-événements en chaque station.

Si  $Rsq\_adj$  du modèle à 1 couche d'anisotropie est supérieur à  $Rsq\_adj$  du modèle à 2 couches d'anisotropie alors c'est le modèle à une couche qui est préférable. Sinon, c'est le modèle à 2 couches qui est le meilleur.

#### 4.4.2) Application à quelques stations

Cette méthode a été testée avec succès sur des mesures réalisées par Barruol et Hoffmann (1999) au niveau de la station SCZ. Cette station est située sur la faille San Andreas. Le modèle obtenu, sans a priori, avec deux couches d'anisotropie, est similaire au modèle proposé par Barruol et Hoffmann (1999), avec une orientation de l'axe rapide N110°E, dans la couche supérieure parallèle à la direction de la faille San Andreas. L'utilisation de cette méthode nécessite au moins trois mesures non nulles et une bonne couverture azimutale. La seule station à remplir ces 2 conditions est RPN, c'est donc la station idéale pour l'application de la méthode. Lorsque l'on considère qu'une seule des conditions précédentes, avoir au moins 3 mesures non nulles, l'application de cette méthode n'est possible pour le moment qu'à 6 stations: TBI, TAK, RPN, RAR, PTCN, RKT. Le tableau 6 donne les solutions obtenues par le biais de cette analyse lorsque le modèle à deux couches semble meilleur que le modèle à une couche statistiquement.

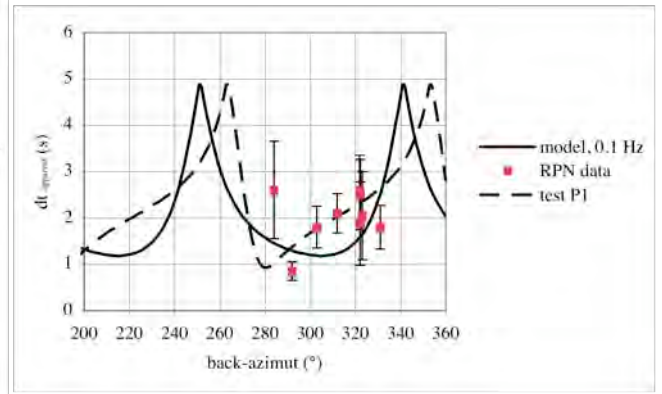
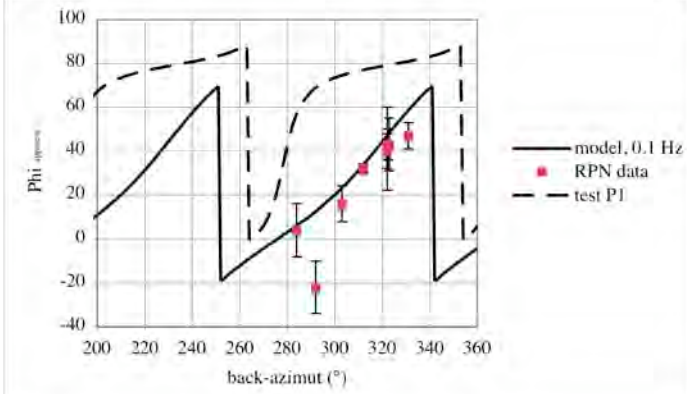
	TBI	TAK	RPN	RAR
$\phi_2$ , couche supérieure (°E)	120	80	20	120
$\delta t_2$ , couche supérieure (s)	2	1	1.2	1.8
$\phi_1$ , couche inférieure (°E)	50	150	120	110
$\delta t_1$ , couche inférieure (s)	1.4	1.4	1.2	0.6

Tableau 6. Résultats obtenus grâce au problème direct.

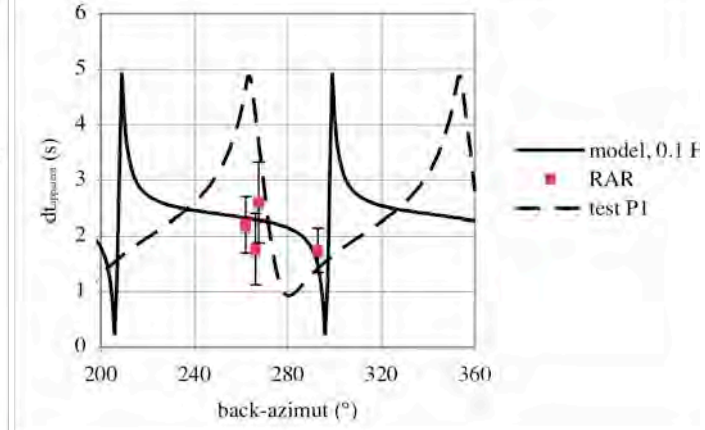
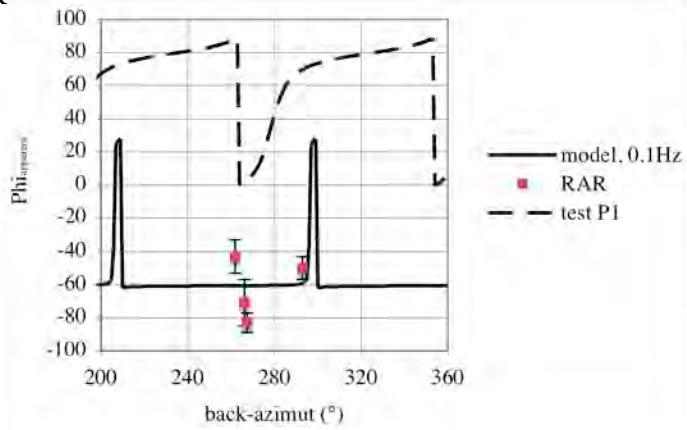
Nous représentons à la figure suivante les variations des paramètres d'anisotropie observées ainsi que les variations prédites pour le meilleur modèle à 2 couches d'anisotropie, obtenu par ajustement des moindres carrés, pondérés des incertitudes de mesures (voir section précédente). En outre, nous représentons également, pour les stations, un modèle avec une couche inférieure possédant une orientation  $\phi_1=115^\circ\text{E}$  (même direction que la direction actuelle de déplacement de la plaque Pacifique) et  $\delta t_1=1.15$  s (moyenne de  $\delta t_1$  des couches inférieures obtenues par le problème direct) et  $\phi_2=71^\circ\text{E}$  et  $\delta t_2=1.5$  s (moyenne de  $\delta t_2$  des couches supérieures obtenues par le problème direct) dans la couche supérieure.



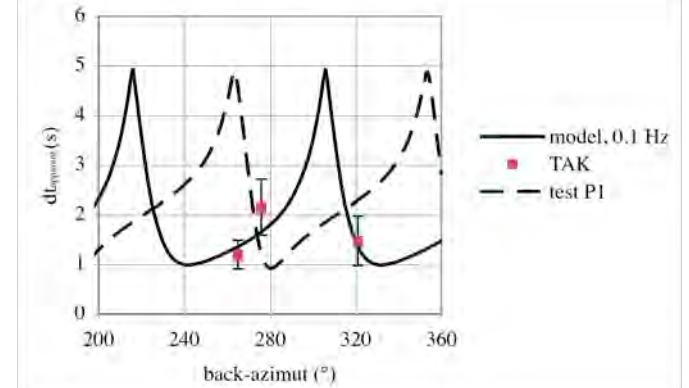
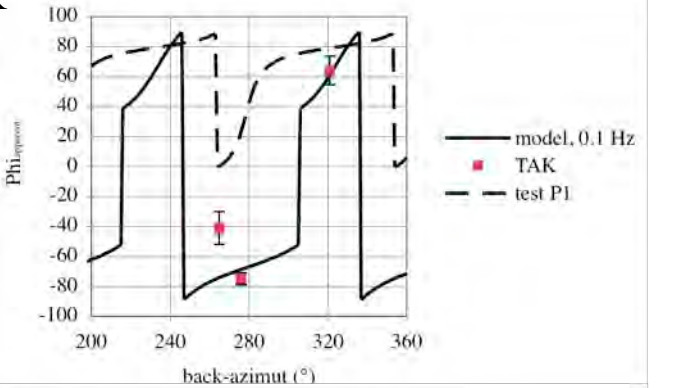
RPN



RAR



TAK



TBI

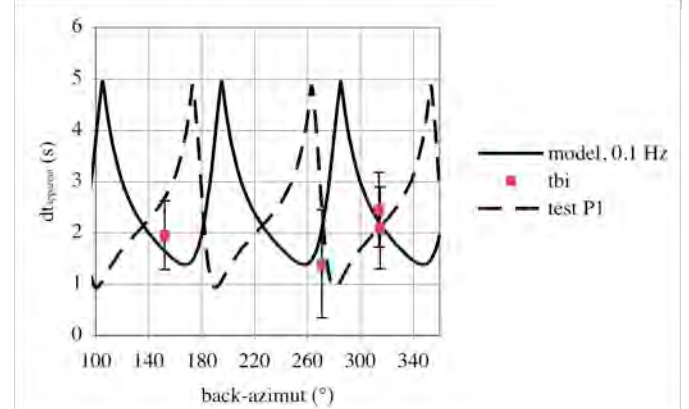
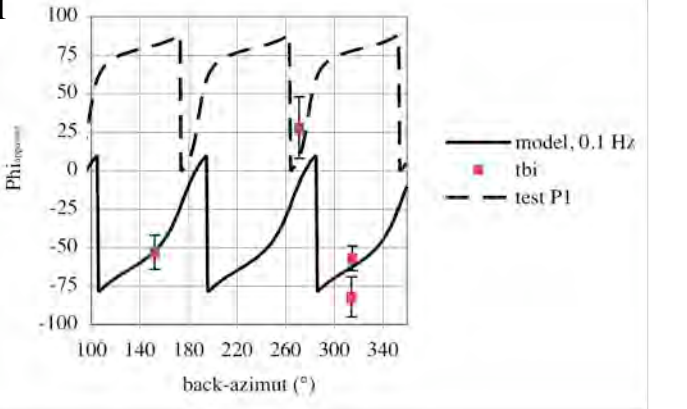


Fig. 32. Comparaison des mesures du déphasage temporel et de la direction de polarisation rapide, en fonction du back azimuth, avec les variations prédites pour les modèles à 2 couches, déterminées lors du problème direct.

### 4.4.3) Résultats

La corrélation observée entre les mesures aux différentes stations et le modèle a priori dénommé test P1 à la figure précédente est très faible. Il existe une forte corrélation entre la solution du problème direct et les observations réalisées à RPN. Les mesures obtenues aux autres stations sont assez bien corrélées avec les solutions du problème direct. Cependant, plus de mesures avec des back azimuts mieux distribués sont nécessaires pour confirmer ou infirmer les modèles à 2 couches d'anisotropie, obtenus aux stations TAK, RAR, et TBI. La solution obtenue à RPN pour l'orientation de la direction rapide, dans la couche supérieure, semble en accord avec les observations réalisées avec la méthode de Silver et Chan (1991) où les directions de polarisation rapide sont orientées N-NE.

A PTCN et RKT, le modèle à une couche est préférable. La Fig. 33 montre une comparaison entre les observations de direction de polarisations obtenues à ces deux stations et le modèle à une couche d'anisotropie dont les paramètres d'anisotropie ont été déterminés par la méthode du stacking. Pour PTCN, on voit que les observations sont cohérentes avec un modèle à une couche.

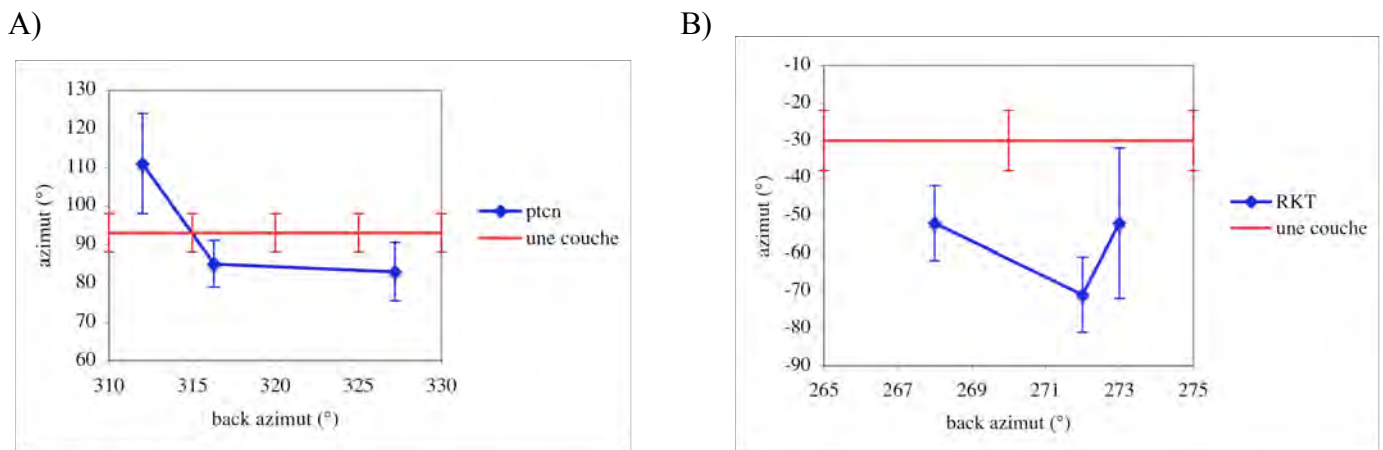


Fig. 33. Comparaison des mesures de direction de polarisation avec un modèle à une couche dont la direction est déterminée par la mesure de stacking. A) PTCN. B) RKT.

Au niveau de RKT, les larges incertitudes sur les mesures réalisées avec la méthode mono événement et la faible couverture back azimutale font qu'il est actuellement impossible d'essayer de discriminer, à partir des mesures de biréfringence des ondes SKS entre un modèle à une couche et un modèle à 2 couches d'anisotropie.

## 4.5) Discussion

### 4.5.1) Comparaison avec les études antérieures

Ansel et Nataf (1989) ont obtenu une mesure non nulle à PPT avec  $\phi=51^\circ$  et  $\delta t=1.2$  s pour un tremblement de terre d'une profondeur de 395 km de latitude  $-19.489^\circ\text{S}$  et longitude  $-177.456^\circ\text{E}$ . Mais la mesure de Ansel et Nataf (1989) est réalisée sur une onde ScS dont on ignore la polarisation initiale. Il est possible que l'anisotropie mesurée par cette onde ScS se trouve à proximité de la source sismique car l'onde ScS ne traverse pas comme l'onde SKS le noyau liquide et conserve donc l'information de l'anisotropie jouxtant l'hypocentre.

A la station permanente PPT, implantée à Tahiti, Wolfe et Silver (1998), Russo et Okal (1998) et Barruol et Hoffmann (1999) n'ont pas détecté de déphasage des ondes SKS et

SKKS. Notre étude confirme la présence d'un milieu isotrope sous les stations PPT et PPTL installées à Tahiti avec 12 ans de données.

Nos résultats obtenus aux stations RAR (Rarotonga):  $\phi = -45^\circ \pm 9$ ,  $\delta t = 0.75 \text{ s} \pm 0.15$  et RPN (Ile de Pâques):  $\phi = -16^\circ \pm 6.5$ ,  $\delta t = 0.75 \text{ s} \pm 0.15$  sont quasiment identiques à ceux de Wolfe et Silver (1998) avec à RAR:  $\phi = -45^\circ \pm 3$ ,  $\delta t = 0.95 \text{ s} \pm 0.1$  et à RPN  $\phi = -14^\circ \pm 3$ ,  $\delta t = 0.8 \text{ s} \pm 0.1$ .

Nos observations à TBI (Tubuai)  $\phi = -80^\circ \pm 4.5$ ,  $\delta t = 1.1 \text{ s} \pm 0.18$  et à TPT (du village de Tiputa sur l'île de Rangiroa):  $\phi = -63^\circ \pm 9.5$ ,  $\delta t = 0.9 \text{ s} \pm 0.28$  confirment également les mesures de Russo et Okal (1998) qui obtiennent à TBI:  $\phi = -86^\circ \pm 2$ ,  $\delta t = 1.1 \text{ s} \pm 0.1$ , et à TPT:  $\phi = -66^\circ \pm 4$ ,  $\delta t = 1.3 \text{ s} \pm 0.2$ .

Par contre, nos résultats à PTCN (Pitcairn)  $\phi = -87^\circ \pm 5$ ,  $\delta t = 0.83 \text{ s} \pm 0.1$  sont différents des paramètres déterminés par Russo et Okal (1998) avec  $\phi = -38^\circ \pm 9$ ,  $\delta t = 1.1 \text{ s} \pm 0.3$ . Nos résultats sont meilleurs à PTCN que ceux de Russo et Okal (1998) car: a) nous n'avons pas considéré lors du stacking de phases S, b) nous avons effectué le stacking sur davantage de phases (6 phases au lieu de 4), et c) nous possédons 3 mesures non nulles obtenues avec la méthode mono événement à PTCN de bonne qualité qui sont approximativement EW.

Notre mesure de la direction de polarisation rapide à RKT (du village Rikitea sur l'île de Mangareva):  $\phi = -30^\circ \pm 8$  diffère de  $23^\circ$  de l'orientation observée par Russo et Okal (1998) en utilisant la méthode du stacking sur des phases SKS:  $\phi = -53^\circ \pm 6$ . Notre mesure du retard ( $1.15 \text{ s} \pm 0.15$ ) par la méthode du stacking est, elle, compatible avec la mesure obtenue à RKT ( $1.1 \text{ s} \pm 0.1$ ) par Russo et Okal (1998). 2 de nos mesures non nulles obtenues par la méthode de Silver et Chan (1991) sont cependant cohérentes avec la mesure de Russo et Okal (1998) indiquant  $\phi = -52$  et  $\delta t$  compris entre 1.2 et 1.3 s. La différence peut s'expliquer par le fait que nous n'avons pas analysé exactement les mêmes données, car Russo et Okal (1998) utilisent des données de 1995 et 1996 pour la station de RKT alors que nous avons réalisé nos mesures à RKT pour des enregistrements réalisés entre 1998 et début 2003. Le résultat que nous avons obtenu par l'application du stacking à RKT diminue l'incertitude sur les mesures obtenues par la méthode mono événement. Nous avons considéré davantage d'événements (6 phases au lieu de 4) lors de notre stacking que Russo et Okal (1998). En conséquence, nous considérons notre mesure de la direction de polarisation rapide par la méthode du stacking comme mieux contrainte.

#### 4.5.2) Interprétation

Les mesures des paramètres d'anisotropie  $\phi$  et  $\delta t$  montrent qu'il existe des variations importantes de l'orientation de l'axe rapide et du retard entre l'onde rapide et l'onde lente à travers le Pacifique Sud.

##### 4.5.2a) Archipel des Marquises

Plusieurs raisons peuvent expliquer l'état d'isotropie ou de très faible anisotropie mesuré à HIV:

- a) une distribution aléatoire des minéraux sous la station. Il ne semble pas évident que cela soit le cas étant donné que Tommasi et al. (2004) ont calculé une anisotropie des ondes S de 8.6 % pour une harzburgite échantillonnée à Fatu Hiva.
- b) une orientation de la linéation verticale des minéraux d'olivine dans le manteau sous la station. Les péridotites, possédant une linéation minérale marquée par l'axe  $a$  de l'olivine, sont généralement caractérisées par une très faible anisotropie (e.g., Mainprice et Silver, 1993). Une telle hypothèse nécessite d'avoir un écoulement vertical dans le manteau sous HIV. Cependant, comme le probable point chaud des Marquises est situé à 70 km de Hiva-Oa, il n'est pas évident qu'un tel écoulement existe.



- c) l'existence de deux couches d'anisotropie, avec l'axe rapide de la couche supérieure orthogonal à l'axe rapide de la couche inférieure et des retards temporels similaires pour chaque couche. Une telle observation a été réalisée à la station CAN installée en Australie (Barruol et Hoffmann, 1999), mais, à HIV, on ne dispose pas pour le moment d'autres observations sismologiques que nos mesures pour pouvoir tester une telle hypothèse.
- d) la proximité de la station, avec le centre présumé du probable point chaud des Marquises. Rümpler et Silver (2000) démontrent que l'anisotropie est négligeable à 100 km d'un panache mantellique à cause du changement abrupt de direction de l'axe  $a$  de l'olivine.
- e) la possibilité que le probable point chaud des Marquises et/ou le magmatisme a effacé la fabrique préexistante de la lithosphère et de l'asthénosphère sous HIV.
- f) la présence de liquide au niveau du manteau supérieur sous la station pourrait également expliquer l'isotropie apparente observée par les ondes SKS (e.g., Holtzmann, 2003; Fontaine et al., 2004)
- g) la résolution des méthodes de mesures est telle que l'on ne peut pas détecter l'anisotropie lorsque le retard est inférieur à 0.2 s.
- h) le manque d'observations. La station installée à HIV est dans une situation difficile pour réaliser des mesures de déphasage des ondes SKS à cause d'une géométrie défavorable. En effet, la majorité des mesures possèdent un back azimuth proche de  $295^\circ \pm 20^\circ$ , ce qui correspond à la direction de déplacement de la plaque Pacifique.

Nous pensons que l'isotropie apparente observée à HIV pourrait être liée au manque d'observations. Dans la mesure où l'isotropie apparente se confirmerait par davantage de mesures avec une meilleure couverture back azimuthale à HIV, l'hypothèse qui nous semble la plus probable est celle de l'influence du probable point chaud des Marquises à cause de sa proximité par rapport à HIV. Dans l'état actuel de nos connaissances de l'archipel des Marquises, nous ne pouvons pas discriminer entre les hypothèses d), f) et h) et il est possible que les trois soient à l'origine de nos observations.

#### **4.5.2b) Plateau des Tuamotu**

La direction mesurée à TPT, MAT, ANA, TAK, et HAO est à peu près parallèle à l'alignement des îles des Tuamotu. Cette direction est également semblable à la direction du déplacement de la plaque Pacifique. Le déphasage observé peut résulter du cisaillement au niveau de la zone de moindre vitesse, entre la base de la lithosphère et la mésosphère (e.g., Russo et Okal, 1998). L'anisotropie mesurée au niveau de ces stations ne semble pas liée à une anisotropie figée dans la partie supérieure, ancienne, de la lithosphère qui serait orientée selon la direction des failles transformantes. La couche accrétée dans la partie inférieure de la lithosphère pourrait, elle, avoir un axe rapide orienté parallèlement au mouvement absolu de la plaque Pacifique car après le changement de direction de la plaque, elle a continué à se refroidir et à s'épaissir. La direction de polarisation de l'axe rapide est cohérente avec le résultat de Talandier et Bouchon (1979) qui montrent avec l'analyse des vitesses des ondes hautes fréquences  $P_n$  que la direction rapide est orientée selon les alignements volcaniques. La lithosphère océanique, étant donné son âge compris entre 30 et 80 Ma (Mueller et al., 1993), devrait avoir une contribution importante (au maximum 0.5 s ou 0.9 s) sur l'anisotropie apparente, mesurée en surface. L'absence d'une anisotropie fossile, dans la lithosphère, pourrait être liée au réchauffement par les points chauds (e.g., Detrick et Crough, 1978; Russo et Okal, 1998) qui détruiraient par le biais de la recristallisation dynamique la fabrique de l'olivine dans la lithosphère. Russo et Okal (1998) proposent une hypothèse alternative: l'existence d'un canal asthénosphérique horizontal avec du matériel asthénosphérique remplaçant du matériel lithosphérique. Ce canal serait créé par l'érosion thermique, associée

au réchauffement par les points chauds. Pour que cette hypothèse soit valide, il faut que la formation du canal ne débute pas avant 43 Ma, à cause du changement de direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique, à partir de 43 Ma (Dalrymple et Clague, 1976). De 43 Ma à nos jours, l'orientation du mouvement absolu de la plaque Pacifique est considérée constante. Une solution plus complexe proposée par Russo et Okal (1998) serait que les points chauds pourraient avoir effacé les fabriques cristallographiques, et qu'il y a moins de 43 Ma, les minéraux d'olivine de la lithosphère se sont orientés selon la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique. Bien que nous n'ayons pour le moment que peu de données pour contraindre notre modèle à deux couches à TAK. Notre meilleur modèle à 2 couches est incompatible avec les hypothèses précédentes de Russo et Okal (1998) proposant que l'érosion thermique par les points chauds pourrait avoir effacé l'anisotropie dans la lithosphère, car la couche supérieure, dans notre modèle, possède une orientation  $\phi = 80^\circ\text{E}$  à  $35^\circ$  de l'orientation attendue pour une fabrique de l'olivine, dans la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique. En outre, l'existence d'une solution lors du problème direct avec un modèle à deux couches d'anisotropie à TAK requiert que la couche lithosphérique soit anisotrope et il n'est alors pas possible d'envisager que l'asthénosphère seule serait anisotrope alors que l'anisotropie lithosphérique est effacée. Nous proposons donc que l'anisotropie mesurée au niveau de TPT, MAT, ANA, TAK, et HAO soit le résultat de deux couches d'anisotropie dont l'orientation dans la couche supérieure est figée selon une direction proche de la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique avant 43 Ma. La couche inférieure pourrait montrer une direction rapide à  $35^\circ$  de la direction absolue de déplacement actuel de la plaque Pacifique à cause de perturbations de l'écoulement asthénosphérique sous les Tuamotu par les points chauds, ou par de la convection à petite échelle.

La station installée à Reao (REA) montre une direction étonnante à  $79^\circ\text{E} \pm 3$ . Par rapport aux autres stations des Tuamotu, cette direction est différente de celle de l'alignement général des îles des Tuamotu. La direction de polarisation rapide, observée à REA, est proche de la direction de mouvement absolu de la plaque Pacifique avant 43 Ma et des orientations des failles transformantes des Marquises et des Tuamotu:  $75^\circ\text{E}$ . Cependant, REA ne se trouve pas située sur une de ces failles transformantes. Le retard mesuré à REA de 1.3 s et l'âge de la lithosphère, environ 60 Ma, font que la lithosphère peut contribuer au maximum, à environ 50 % de l'anisotropie. Même, si une anisotropie figée dans la lithosphère, sous REA, dans l'ancienne direction de déplacement de la plaque Pacifique pourrait expliquer une partie de notre observation, il faut faire intervenir de l'anisotropie sous la lithosphère pour expliquer nos mesures. L'existence d'une ancienne faille transformante, ou d'une ride sous REA pourrait expliquer notre observation.

#### **4.5.2c) Chaîne volcanique de la Société**

L'isotropie enregistrée à PPT et PPTL confirme le caractère particulier de Tahiti, déjà remarqué par Russo et Okal (1998), Wolfe et Silver (1998), Barruol et Hoffmann (1999). Nous pouvons évoquer les mêmes hypothèses que pour HIV pour interpréter notre observation. Les résultats de polarisation des ondes P montrent que la présence de 2 couches d'anisotropie avec des axes rapides perpendiculaires sous Tahiti est peu probable. L'hypothèse qui nous semble la plus plausible est celle de l'influence du point chaud de la Société à cause de sa proximité: à moins de 70 km de PPT et de par la présence d'un volcanisme daté de 1 Ma. La présence de liquide, dans le manteau supérieur, sous Tahiti, est envisageable et pourrait expliquer l'absence d'anisotropie apparente. L'effacement de la structure du manteau par le point chaud, nous semble d'autant plus probable que, dans la suite de cette thèse, nous montrons qu'il existe une anisotropie, latéralement, sous Tahiti, lorsque

l'on utilise la polarisation des ondes P qui arrivent avec de plus fortes incidences, et qui échantillonnent un manteau différent.

La direction de polarisation enregistrée à MA2 est à 2° de la direction des failles transformantes en Polynésie. Le retard mesuré  $1 \text{ s} \pm 0.36$  et l'âge de la lithosphère océanique environ 90 à 100 Ma, montrent qu'une anisotropie fossile, lithosphérique, peut contribuer à elle seule, à l'anisotropie observée. Ceci est plausible, étant donné la proximité de MA2, avec la faille transformante des Marquises. Lors de la projection de la mesure de MA2 à 200 km de profondeur. On voit que la mesure se rapproche de la faille transformante des Marquises.

#### **4.5.2d) Chaîne volcanique des Australes**

La mesure non nulle, obtenue à la station RAI, est de bonne qualité. La direction de polarisation rapide est proche de la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique. Bien que RAI soit à proximité de la faille transformante des Australes, cette mesure échantillonnant une région située légèrement à l'Ouest de l'île de Raivavae (voir projection de la mesure SKS à 200 km), semble indiquer un rôle dominant de l'écoulement asthénosphérique. La différence de 10°, trouvée entre la direction de polarisation rapide et la direction du mouvement de la plaque Pacifique pourrait être liée à la faille transformante des Australes qui dévie l'écoulement asthénosphérique.

L'orientation de l'axe rapide mesuré à RAP est similaire à la direction du déplacement de la plaque Pacifique lorsque l'on considère l'incertitude de 9° sur la mesure. La station RAP est installée sur une lithosphère océanique âgée entre 50 et 60 Ma. Il se pourrait que l'anisotropie de la lithosphère soit très faible et que l'on ne mesure que la contribution de l'anisotropie présente dans l'asthénosphère. Le point chaud Macdonald actuellement localisé au SE de Rapa pourrait avoir effacé l'anisotropie présente dans la lithosphère.

La direction de l'axe rapide, observée à RUR, est à 8° de la direction des failles transformantes. La lithosphère océanique sous RUR est âgée de 90 à 100 Ma. Le retard observé est 0.8 s. Une anisotropie fossile de la partie supérieure de la lithosphère pourrait expliquer la majeure partie du signal.

L'orientation obtenue pour l'axe rapide à TBI, est entre 10° et 15° de la direction de déplacement de la plaque Pacifique (qui est 65.41 °W au niveau de TBI, selon le modèle de Gripp et Gordon, 2002). Cette orientation de l'axe rapide est presque parallèle à la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique (Fig. 29; Fig. 30), mais pas avec la direction de la faille transformante située à 70 km de l'île de Tubuai. Russo et Okal (1998) proposent que la proximité de la faille transformante affecte l'écoulement asthénosphérique qui est dévié. La différence de comportement à TPT qui se trouve à une distance comparable de la faille transformante des Marquises pourrait être liée à une différence d'épaisseur de croûte, plus épaisse sous les Tuamotu (Talandier et Okal, 1987) que sous les Australes (Calmant et Cazenave, 1985). Le modèle à 2 couches que nous avons obtenu à TBI propose, lui, une orientation de l'axe rapide, dans la couche supérieure, d'une épaisseur d'environ 200 km, proche de la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique. La direction de la polarisation rapide dans la couche inférieure est 50°E.

#### **4.5.2e) Chaîne volcanique Pitcairn Gambier**

La lithosphère, sous RKT, est âgée d'environ 30 Ma. S'il existe une anisotropie fossile, dans la lithosphère, sous RKT, cette anisotropie devrait donc être orienté selon la même direction que la direction du mouvement de la plaque Pacifique qui est constante depuis 43 Ma. Cependant, on observe une direction de l'axe rapide incompatible à -30°E avec la direction de déplacement de la plaque Pacifique. La présence de la faille transformante des Australes, à proximité de RKT pourrait expliquer une telle perturbation de l'écoulement asthénosphérique. On peut supposer que le fluage asthénosphérique, sous RKT, est dévié

progressivement dans le sens horaire lorsqu'il se rapproche de la faille transformante des Australes.

La lithosphère, sous PTCN, est âgée d'environ 23 Ma. Cependant, on ne mesure pas une direction de polarisation rapide, simplement dans la direction du déplacement de la plaque. La direction observée se trouve à 22° de l'orientation du mouvement absolu de la plaque Pacifique. La direction observée est proche de celle mesurée à TBI. Le point chaud de Pitcairn, situé à 80 km de l'île de Pitcairn, pourrait avoir modifié l'écoulement asthénosphérique et effacé l'anisotropie figée dans la lithosphère.

#### **4.5.2f) Ile de Pâques**

La station RPN est installée sur la plaque Nazca, sur une lithosphère âgée de 4 Ma. Elle se trouve à 250 km de la dorsale océanique rapide, Est-Pacifique. Nous obtenons un modèle à deux couches d'anisotropie, avec une direction de polarisation rapide dans la couche supérieure orientée parallèlement à la dorsale, et dans la couche inférieure parallèle à la direction d'expansion de la ride médio-océanique. L'orientation de l'axe rapide, dans la couche inférieure, peut être liée à l'écoulement asthénosphérique horizontal dans la direction d'expansion. La présence d'une couche supérieure, avec une direction de polarisation rapide parallèle à l'axe de la dorsale, pourrait être liée à la présence de fractures remplies de liquide, orientées selon une direction similaire à l'axe de la ride. Une telle orientation de l'axe rapide, parallèle à l'axe de la dorsale, semble disparaître entre -16°S et -18°S au niveau de la dorsale Est-Pacifique (Wolfe et Solomon, 1998).

#### **4.5.2g) Rarotonga**

De toutes les stations, la station RAR est installée sur la lithosphère la plus âgée (plus de 120 Ma). La direction de l'expansion océanique fossile est estimée à -8°. Notre modèle à deux couches d'anisotropie propose une couche supérieure et une couche inférieure dont l'orientation de l'axe rapide est proche de la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique. Le modèle à 2 couches de Wolfe et Silver (1998) est basé sur un a priori pour les orientations, dans les couches supérieures et inférieures. Notre solution obtenue par le problème direct est cohérente avec la direction de l'axe rapide dans la couche supérieure, mais nous n'obtenons pas la même direction que Wolfe et Silver (1998) pour la direction de l'axe rapide dans la couche inférieure. La lithosphère océanique, sous RAR, pourrait être quasiment isotrope à cause de l'érosion thermique de la lithosphère par un point chaud. La mesure de l'anisotropie mesurée à RAR serait essentiellement due à une contribution asthénosphérique.

### **4.6) Conclusion**

Nous avons réalisé des mesures du déphasage des ondes de cisaillement en Polynésie dans des alignements volcaniques qui étaient parfois dépourvus de sismographe. Ces mesures mettent clairement en évidence la contribution de deux couches d'anisotropie à RPN (Iles de Pâques). Les directions de polarisation de l'axe rapide et les retards ne sont pas homogènes dans le Pacifique Sud. Le manteau supérieur semble donc s'être déformé de manière hétérogène sous cette région océanique. Il existe cependant deux grandes directions observées dans les mesures :

- i) une orientation attribuée à l'écoulement asthénosphérique, parallèle au mouvement actuel absolu de la plaque Pacifique,
- ii) une direction liée à une anisotropie fossile, figée dans la lithosphère.

## Chapitre 5

# Apport de l'étude de la polarisation des ondes P en Polynésie française

---

### 5.1) Introduction

La Polynésie française est dans une situation géométrique très défavorable aux mesures de déphasage des ondes SKS car les stations doivent être à des distances épacentrales supérieures à  $85^\circ$  (Fig. 34). Les événements utilisables sont principalement localisés dans les subductions de l'Ouest pacifique et arrivent en Polynésie selon des back azimuts NW. De plus, les ondes SKS n'ont pas de résolution verticale. Afin de pallier les limitations géométriques des ondes SKS, nous avons développé des outils pour contraindre les causes de l'anisotropie sismique. Nous utilisons les déviations de polarisation des ondes P. Dans un milieu anisotrope, les ondes P sont polarisées avec une légère obliquité par rapport à la direction de propagation. Cette déviation permet l'étude de l'anisotropie, des anomalies de vitesses et la connaissance de l'orientation du capteur, indispensable pour une bonne localisation des événements.

Pour un événement, cette déviation peut être le signe de la courbure du rai, lié à des hétérogénéités de vitesse le long du trajet. Cependant, la courbure du rai ne doit pas provoquer de déviation sinusoidale en fonction des événements venant de tous les azimuts. De plus, dans le cas d'une telle courbure du rai, l'effet est le même à hautes fréquences qu'à longues périodes. La confrontation de cette déviation pour différents back azimuts avec des modèles de déformation du manteau peut ainsi fournir de précieux renseignements sur le fluage du manteau supérieur sous les stations. Les avantages de cette méthode sont: i) la possibilité d'intégrer beaucoup plus de données que les ondes SKS, car les séismes entre  $10$  et  $70^\circ$  peuvent être utilisés avec les ondes P, ii) un échantillonnage latéral du manteau complémentaire des phases SKS, lié à l'angle d'incidence plus faible des ondes P (entre  $27$  et  $51^\circ$ ) que celui des ondes SKS (Fig. 35), iii) la possibilité de localiser en profondeur l'anisotropie grâce à différentes gammes de filtrage. Le couplage de l'analyse du déphasage des ondes SKS, avec l'étude de la polarisation des ondes P, permet de prendre en compte la possibilité d'avoir un axe de symétrie, incliné, par rapport au plan horizontal, ce dont l'étude SKS ne prend pas en compte.

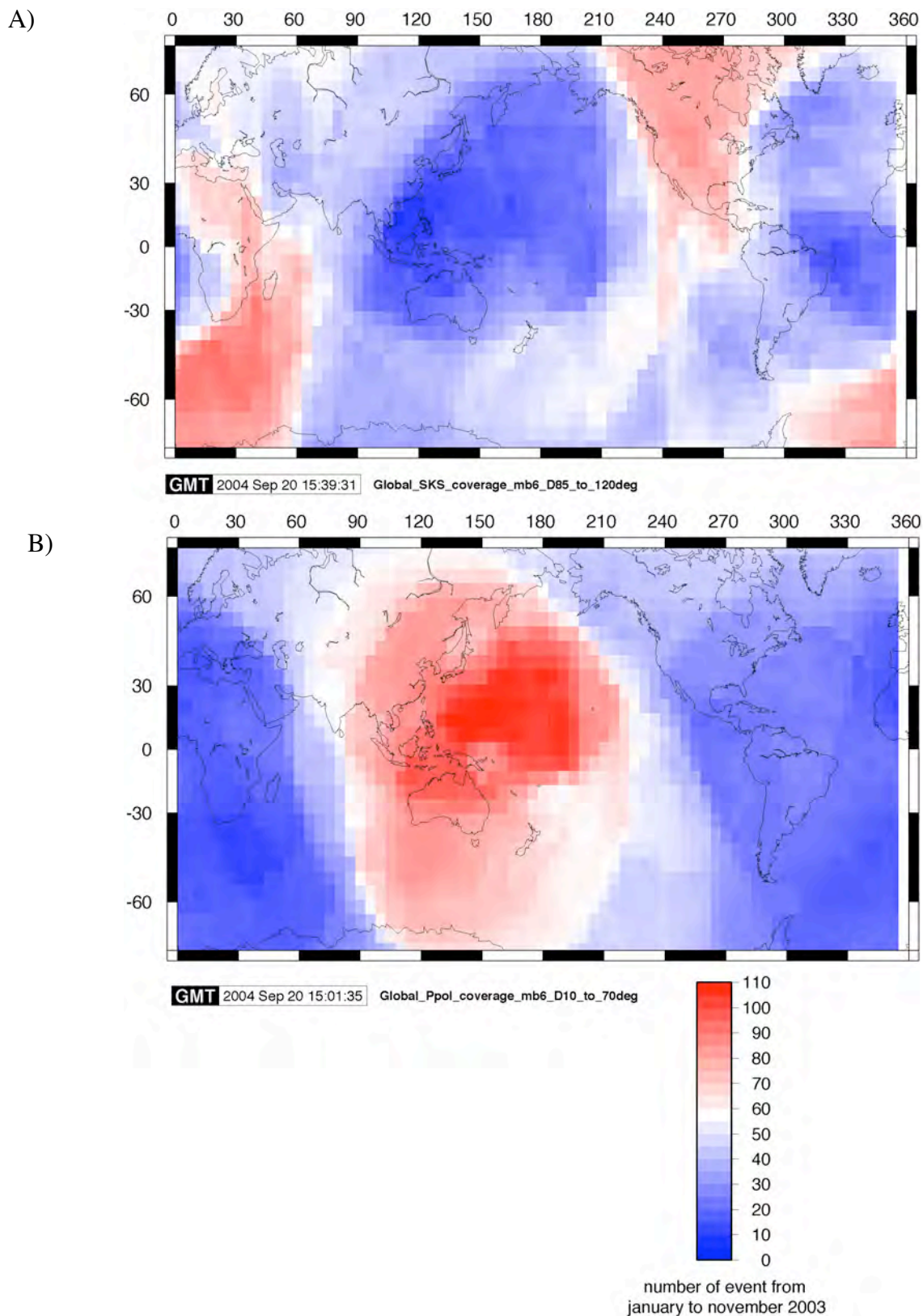


Fig. 34. Illustration de l'avantage de l'étude Ppol, par rapport à l'étude des ondes SKS en Polynésie française. A) Prédications pour les ondes SKS. B) Couverture globale des événements intéressants pour l'analyse de la polarisation de l'onde P. Les zones en rouge sont des régions avec davantage d'événements à analyser tandis que les zones en bleu sont des zones avec moins d'événements utilisables. Plus l'intensité du rouge est élevée et plus il y a d'événements à analyser. Le maximum d'événements mesurables est 110.

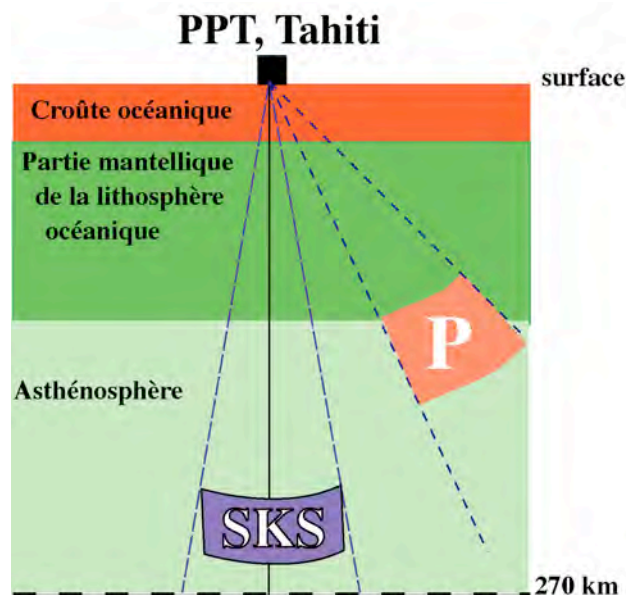


Fig. 35. Illustration de la complémentarité de l'échantillonnage sous le capteur sismique des ondes P avec les ondes SKS.

D'autre part, nous présentons ici deux méthodes d'analyse de la déviation de la polarisation: i) une méthode quantitative, ii) une méthode qualitative proposée par Schulte-Pelkum et al. (2001). Enfin, nous comparons nos résultats à des déviations prédites de la polarisation de l'onde P, dans des nodules de péridotites échantillonnés, en Polynésie française.

## 5.2) Méthodes de mesures

### 5.2.1) Rappels sur la géométrie des rais et des paramètres qui l'influencent

On distingue la vitesse de groupe qui est la vitesse de paquets d'ondes, possédant différentes fréquences, de la vitesse de phase qui est, elle, la vitesse de pics individuels (i.e de phases individuelles). Dans les milieux anisotropes, à l'exception de la propagation selon des directions de symétrie particulières (le long d'un plan de symétrie du milieu anisotrope), la direction du mouvement de particules (i.e la direction de polarisation) pour les ondes planes  $qP$  est différente de la direction du vecteur propagation (la normale au front d'onde) et la direction du rai (Fig. 36 d'après Crampin et al., 1982). La déviation du mouvement de particules varie en fonction de l'azimut  $\eta'$ . Cette déviation est représentée par un angle  $\alpha$  dans la Fig. 36. Cependant, la plupart des fronts des ondes de volume, ne sont pas plans mais courbés, et se propagent selon les trajets des rais. Un paquet d'énergie se propageant dans un milieu solide anisotrope dans la direction des rais possède une composante de vitesse perpendiculaire au vecteur propagation (Crampin, 1977). Par conséquent, l'énergie contenue dans un rai, se propageant à une vitesse de groupe et suivant la même direction que ce vecteur, dévie également de la direction du vecteur propagation à cause des variations de vitesse en fonction des directions. La déviation apparente de la direction de polarisation équivaut donc à  $\beta - \alpha$ .

Dans le cas du milieu anisotrope, le front d'onde n'est pas sphérique car il varie en fonction de l'azimut. Pour la plupart des points situés sur le front d'onde, cela signifie que le rai n'est pas perpendiculaire au front d'onde. Le front d'onde se propage selon la direction normale avec une vitesse de phase et une direction donnée par le vecteur propagation. Le vecteur propagation correspond au vecteur vitesse de phase. La vitesse de phase est la vitesse



locale  $v$  du front d'onde dans la direction perpendiculaire au front d'onde. Le vecteur vitesse de phase correspond au vecteur lenteur divisé par le carré de la norme du vecteur lenteur. Le vecteur lenteur est le vecteur associé à la polarisation du déplacement. La norme du vecteur lenteur équivaut à l'inverse de la vitesse locale. En revanche, dans les milieux isotropes les vecteurs propagation et polarisation sont colinéaires. Dans un milieu homogène (i.e pas de variation de vitesse), le vecteur lenteur et le vecteur polarisation qui donne la direction du mouvement de particules, localement, sont constants.

Schulte-Pelkum et al. (2001) ont montré en utilisant la méthode de réflexion de Kennett (1983) que la profondeur d'investigation maximale de l'analyse des déviations de polarisation de l'onde P est de 250 Km avec un filtrage entre 0.03 et 0.067 Hz.

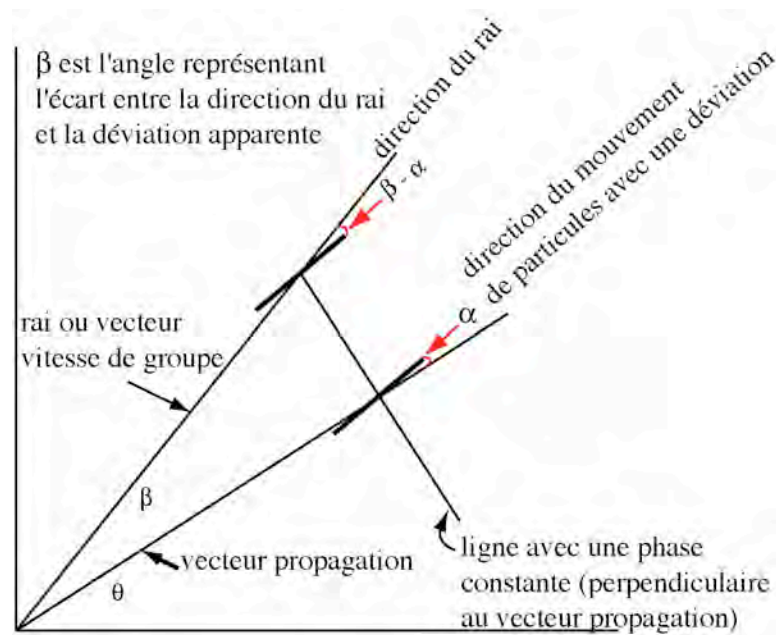


Fig. 36. Schéma illustrant les déviations des polarisations des mouvements de particules et des trajets des rais dans un plan de symétrie anisotrope (d'après Crampin et al., 1982).

Le rai est la direction selon laquelle l'énergie se propage. Il représente la vitesse de groupe, ne correspondant, ni au vecteur de polarisation, ni au vecteur de propagation (Musgrave, 1970). Lorsqu'un rai rectiligne entre dans un milieu anisotrope, il en ressort rectiligne. La direction du rai, donc la direction du vecteur vitesse de groupe, est la direction du transport de l'énergie (Vlaar, 1968). Elle n'est pas en général la même que la direction du vecteur lenteur, mais correspond à la normale à la surface de la lenteur (Fig. 37). La surface de la lenteur est une mesure de la dépendance de la vitesse de phase envers la direction, et la direction de la vitesse de phase est toujours perpendiculaire au front d'onde. La direction de la vitesse de groupe est perpendiculaire à la surface de la lenteur. Le front d'onde et la surface de la lenteur ont donc une relation de réciprocity entre eux. La direction de propagation est déterminable à partir d'un réseau sismique de petite ouverture (3-4 km), par exemple, à partir des temps de parcours collectés (Bokelmann, 1995b). Ne disposant pas aujourd'hui d'un tel réseau en Polynésie française, nous ne pouvons pas déterminer la direction de propagation. C'est pourquoi nous ferons abstraction dans cette étude de l'angle de déviation  $\alpha$ .

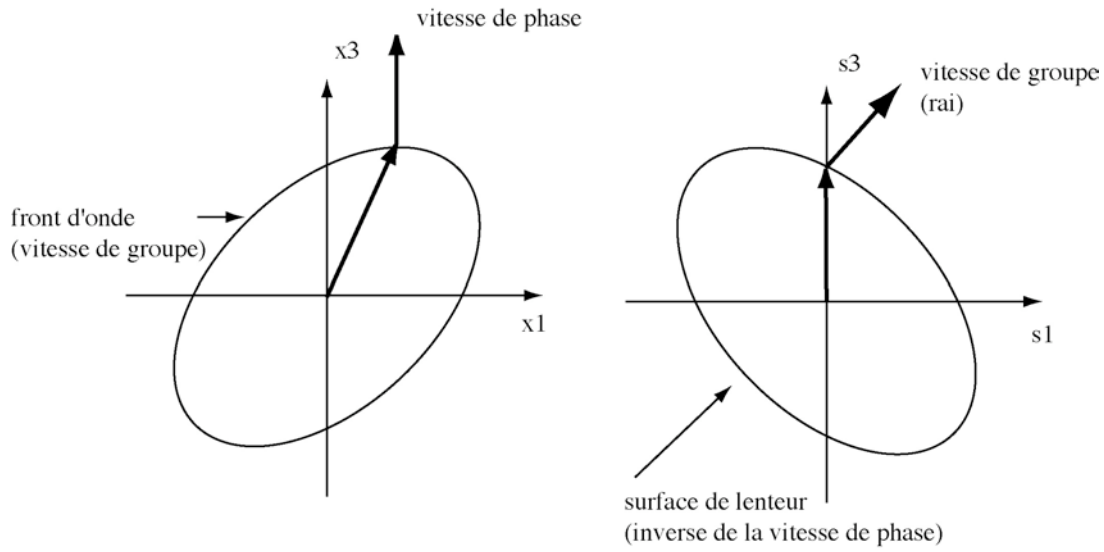


Fig. 37. Relation entre front d'onde et surface de la lenteur pour un matériau anisotrope (d'après Shearer, 1999)

### 5.2.1a) Influence des hétérogénéités de vitesse sur la déviation du rai

Une onde plane se propageant selon la direction  $x_1$ , avec une vitesse de phase  $c$ , peut être exprimée selon l'équation suivante:

$$u_j = a_j \exp [i\omega (t - x_1/c)] \text{ pour } j=1, 2, 3 \quad (20)$$

avec  $a$  le vecteur polarisation.

L'équation du mouvement d'ondes se propageant avec des déplacements infinitésimaux dans un milieu anisotrope en équilibre est :

$$\rho \partial^2 u_j / \partial t^2 = c_{jkmn} u_{m,nk} \quad (21)$$

avec  $\rho$  la densité et  $u_j$  la composante du déplacement dans la direction,  $c_{jkmn}$  le tenseur d'ordre 4 des constantes élastiques, et  $u_{m,nk} = \partial^2 u_{mj} / \partial x_n \partial x_k$ . Tous les suffixes peuvent prendre les valeurs 1, 2, 3. De plus, nous utilisons dans cette équation la convention de la sommation des suffixes.

Des considérations sur la symétrie du tenseur, nous permettent d'écrire (e.g., Crampin, 1984) l'équation (21) sous la forme matricielle:

$$(T - \rho c^2 I) a = 0 \quad (22)$$

avec  $T$  la matrice  $3 \times 3$  des constantes élastiques et  $I$  une matrice identité.

Les solutions de l'équation de Christoffel (22) sont les valeurs et vecteurs propres. Les vecteurs propres sont orthogonaux entre eux. Par conséquent, dans tout milieu anisotrope, il existe 3 ondes de volume, dans toutes les directions de la propagation d'une phase, avec des mouvements de particules perpendiculaires entre eux, et des vitesses qui sont en général différentes. Celles-ci varient selon les directions.

Une des conséquences de la variation de vitesse, en fonction de la direction, est que la propagation de l'énergie d'une onde plane n'est plus dans la direction du vecteur de

propagation. La vitesse de groupe est le gradient de la fréquence par rapport au nombre d'onde :

$$v_g = \left( \frac{\partial \omega}{\partial k_1}, \frac{\partial \omega}{\partial k_2}, \frac{\partial \omega}{\partial k_3} \right) \quad (23)$$

pour une onde plane se propageant dans la direction  $x_1$  la fréquence  $\omega = c \cdot k_1$

La vitesse de groupe devient:

$$v_g = \left( c, \frac{\partial \omega}{\partial k_2}, \frac{\partial \omega}{\partial k_3} \right) \quad (24)$$

L'énergie se propage selon le vecteur propagation avec la vitesse de phase  $c$ , avec l'ajout d'une composante dans la direction du front d'onde. La valeur absolue de la vitesse de groupe est supérieure ou égale à la vitesse de phase.

### 5.2.1b) Influence des anomalies de vitesse sur la polarisation

Les composantes du vecteur lenteur  $p$ , dans le repère cartésien, peuvent être exprimées en fonction de la vitesse de propagation  $v$  du rai (Aki et Richards, 1980; Cerveny, 1987):

$$\frac{dp_i}{ds} = \frac{\delta}{\delta x_i} \left( \frac{1}{v} \right) \quad (25)$$

avec  $s$  la distance le long du rai à partir d'un point de référence et  $x_i$  une composante de la direction de propagation du rai.

A partir d'une intégration de l'équation (25) on peut montrer que:

$$p_i = p_{i0} + \int_{\Gamma} \nabla \left( \frac{1}{v} \right) ds \quad (26)$$

avec  $p_0$  la lenteur initiale à la source et  $\Gamma$  représente la distance parcourue par le rai depuis le milieu non perturbé.

en posant  $1/v = 1/(v_0 + \delta v)$  avec  $v_0$  la vitesse de référence du milieu et  $\delta v$  la perturbation de vitesse et en faisant un développement limité au premier ordre on obtient:

$$p = p_0 + \frac{1}{v_0^2} \int_{\Gamma} \nabla (v_0 - \delta v) ds \quad (27)$$

L'équation (27) montre que la direction de la lenteur dépend directement des anomalies de vitesse. Liu et Tromp (1996) expriment dans le cas d'une sphère, la perturbation de l'azimut horizontal  $\delta \eta$  de la direction du rai selon:

$$\delta \eta = \frac{1}{\sin \Delta_0} \int_{\Delta_0}^{\Delta} \frac{\sin \phi}{\sin^2 i} \cdot \frac{1}{v} \frac{\partial \delta v}{\partial \theta} d\phi \quad (28)$$

où  $\theta$  est la colatitude,  $i$  est l'inclinaison par rapport à la verticale,  $\phi$  est la longitude et  $\Delta$  représente la distance épacentrale.

On voit que l'angle de **déviat**ion **horizontal** est **sensible aux perturbations de vitesses** que le rai rencontre lors de sa propagation (Fig. 38), à cause du terme  $\partial \delta v / \partial \theta$ . D'autre part, le terme  $\sin \phi$  augmente la sensibilité de la déviation horizontale du côté du récepteur. Une perturbation de la vitesse, à proximité de la source, induira une déviation de l'azimut plus faible que celle induite par une même perturbation placée du côté du récepteur (voir Fig. 1 de Hu et al., 1994).

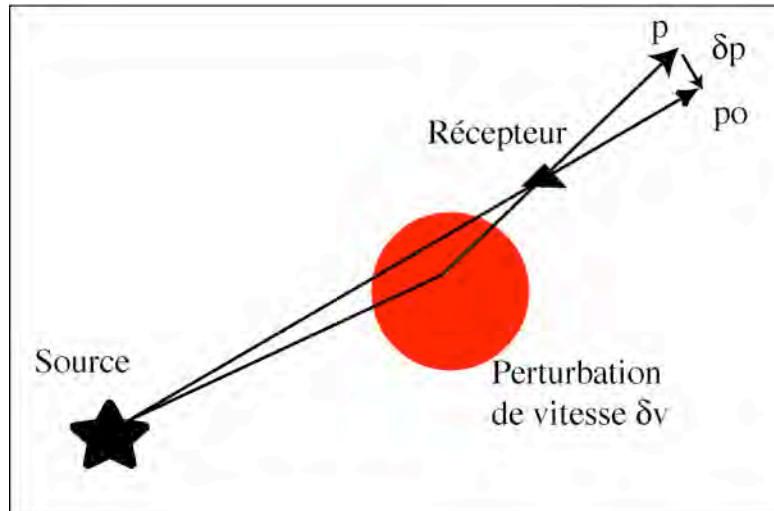


Fig. 38. Effet d'une perturbation de vitesse sur la polarisation de l'onde P.

### 5.2.1c) Influence de l'anisotropie sismique sur la polarisation de l'onde P

La vitesse de l'onde P varie en fonction de l'azimut  $\eta'$  et de l'angle d'incidence  $i$  dans un milieu anisotrope (e.g., Backus, 1970; Bokelmann, 2002). Backus (1965) a obtenu les variations de vitesse de l'onde P en fonction de l'azimut dans le cas bidimensionnel d'une propagation dans un plan horizontal. Bokelmann (2002) généralisa l'équation au cas 3D de la sphère:

$$\delta v_p \approx A + B \cos 2i + C \cos \eta' + D \sin 2i + G \sin 2\eta' \cos i + H \sin 2i \cos \eta' + J \cos 2i \cos 2\eta' + K \cos 2i \sin 2\eta' \quad (29)$$

avec A, B, C, D, G, H, J et K qui peuvent être associés aux coefficients élastiques. Cette expression est obtenue, en omettant les termes de degrés angulaires et/ou d'ordre 2.

L'équation (29) montre que les perturbations de vitesse dépendent des coefficients élastiques et donc de la symétrie cristalline lorsque le milieu traversé par le rai sismique est un agrégat cristallin. **Lors de la propagation, dans un milieu anisotrope, les perturbations de vitesse sont influencées par l'effet de l'anisotropie sismique du milieu traversé** (Fig. 39). Or, on a vu que les perturbations de vitesse modifient les déviations d'azimut de l'angle de polarisation (équation 28). Par conséquent, l'anisotropie sismique doit avoir un effet sur la déviation de l'azimut de l'angle de polarisation.

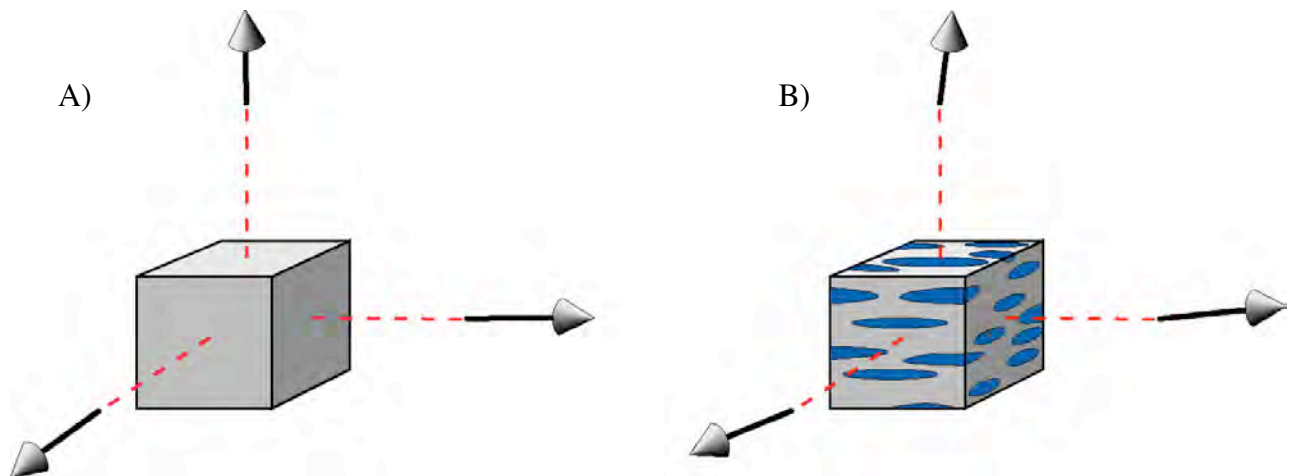


Fig. 39. Effet de l'anisotropie sismique sur la polarisation. A) milieu isotrope. B) milieu anisotrope.

### 5.2.1d) Effet d'une mauvaise orientation du capteur

Dans le cas d'une mauvaise orientation des 2 composantes du capteur dans le plan horizontal par rapport au repère géographique, les déviations de polarisation sont de même signe, dans le cas d'un capteur avec des composantes solidaires à  $90^\circ$ , l'une de l'autre (Fig. 40). C'est le cas d'un capteur STS2. Cependant, s'il existe une mauvaise orientation d'une des composantes du capteur, par rapport à l'autre: par exemple, pour un capteur STS1 qui a ses 3 composantes indépendantes, alors, on peut observer des variations de signes des déviations à cause de cette mauvaise orientation. Néanmoins, de telles variations de signes des déviations ne se font pas sous la forme de sinusoides. Dans le cas d'une station sismique, mal orientée, la moyenne des déviations de polarisation donne une approximation de la mauvaise orientation.

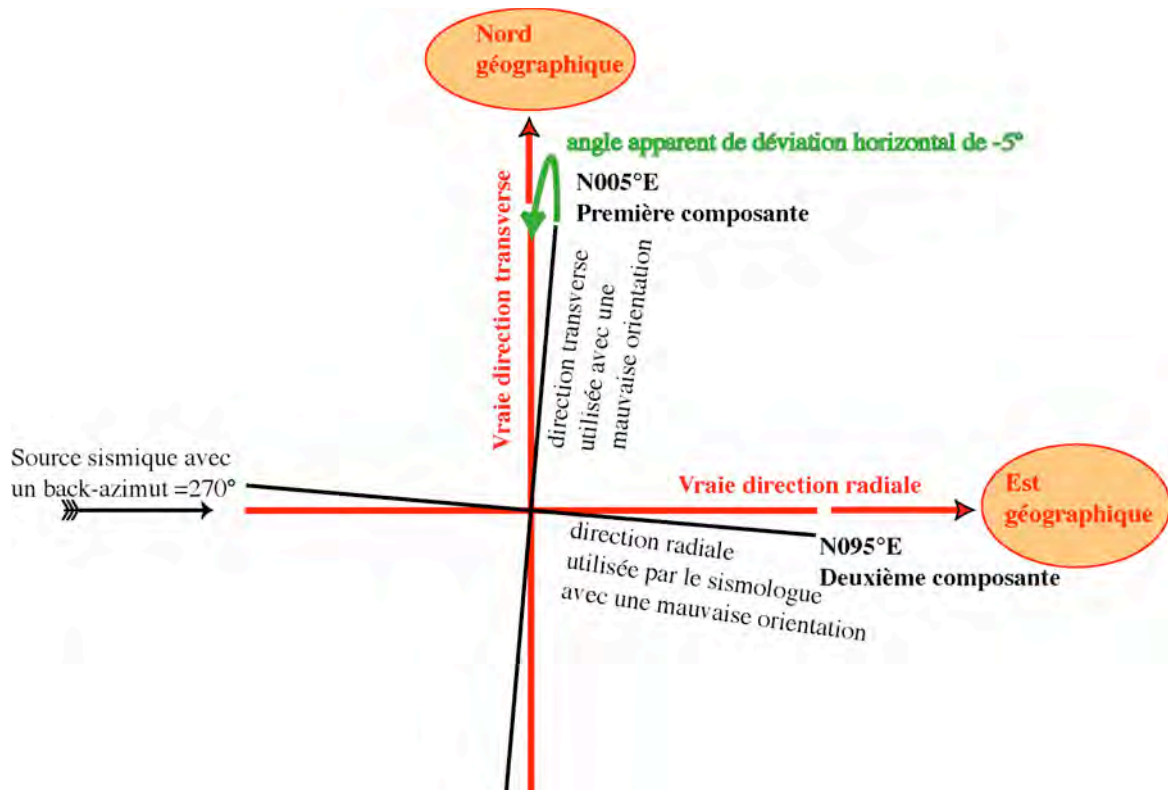


Fig. 40. Illustration de l'effet d'une mauvaise orientation du capteur sur les mesures des déviations. Quel que soit le back-azimut de la source sismique, pour une mauvaise orientation des composantes horizontales du capteur de  $N005^\circ E$ , l'angle de déviation observée est de  $-5^\circ$ .

### 5.2.1e) Effet du filtrage sur la déviation de la polarisation

L'utilisation de différentes gammes de fréquences de filtrage permet de localiser l'anisotropie sismique en profondeur. En effet, comme l'onde P enregistre l'anisotropie contenue uniquement dans son dernier cycle (Schulte-Pelkum et al., 2001), alors un filtrage des données à hautes fréquences permet de déterminer l'anisotropie superficiellement alors qu'un filtrage des données à basses fréquences caractérise l'anisotropie plus profondément (Fig. 41).



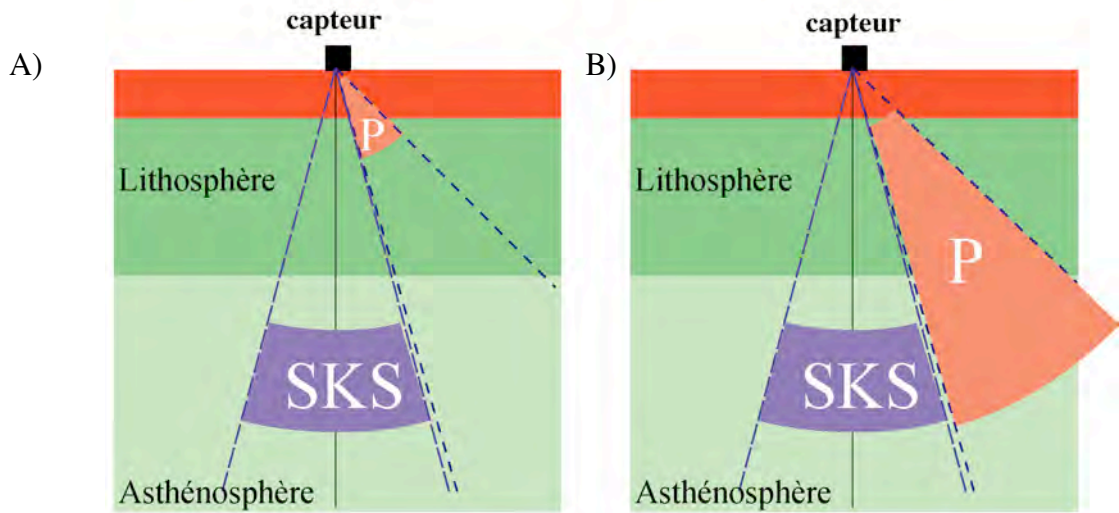


Fig. 41. Effet du filtrage sur la mesure des déviations de polarisation de l'onde P. A) Un filtrage entre 0.5 et 1.5 Hz permet de mesurer l'anisotropie présente jusqu'à 4 - 16 km de profondeur. B) Un filtrage entre 0.01 et 0.07 Hz permet de cerner l'anisotropie contenue jusqu'à 80 - 270 km de profondeur.

### 5.2.2) Mesure de la déviation angulaire de polarisation horizontale

Afin de mesurer les polarisations à partir des mouvements de particules, nous avons développé deux méthodes. La première méthode est purement géométrique. Elle consiste à déterminer la déviation angulaire de polarisation horizontale à partir de l'angle se situant entre la direction radiale et la droite joignant les points extrêmes du mouvement de particules. Cette estimation s'effectue dans le plan contenant les directions radiale et transverse. Dans la suite de cette thèse, la déviation angulaire de polarisation horizontale sera également appelée angle de déviation de la polarisation horizontale. L'angle de polarisation verticale est, lui, obtenu en mesurant l'angle se situant entre la direction verticale et la droite reliant les points extrêmes du mouvement de particules, dans le plan contenant les directions radiale et verticale. La deuxième méthode est une analyse en composantes principales (ACP) (Pearson, 1901; Hotelling 1933). Cette méthode permet de caractériser le mouvement de particules en 3 dimensions, en trouvant une solution aux données des trois composantes Est, Nord, et vertical. L'ACP a l'avantage de mieux caractériser les mouvements de particules qui ne sont pas parfaitement linéaires. L'ACP est réalisé sur la matrice de covariance:

$$C_{ij} = \frac{1}{N_p} Y^T Y \quad (30)$$

avec  $N_p$  le nombre de points dans la fenêtre de mesure.  $Y$  est une matrice centrée (car on retranche la moyenne de la colonne à chaque élément de la matrice initiale) de dimensions  $N_p \times 3$ , avec comme colonnes les valeurs des 3 composantes (Est, Nord, verticale).  $Y^T$  est la matrice transposée de  $Y$ .  $C$  est symétrique, on peut donc déterminer ses valeurs propres  $\lambda^j$  et ses vecteurs propres  $a^j$ .

L'azimut  $\theta$  est donné par:

$$\theta = \arctan \frac{a_2^1}{a_1^1} \quad \text{pour } \lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3 \quad (31)$$

$a_2^1$  et  $a_1^1$  sont les coordonnées de  $a^1$  dans le repère cartésien. La Fig. 42 montre un exemple de mesure de la déviation dans le plan horizontal.

Jour Julien 355 Année 2000 11h00 Station RKTTL Back-azimut 122.2°E  
 Profondeur 11 km

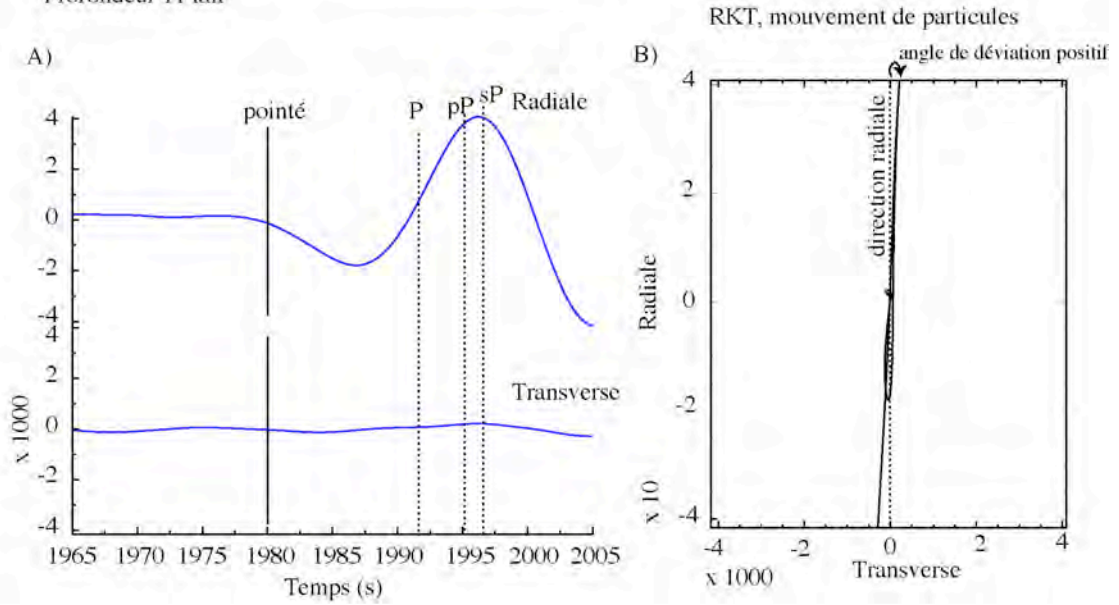


Fig. 42. Exemple de mesure de la déviation horizontale de la polarisation par rapport au grand cercle à RKTTL. La fenêtre de mesure commence 15 s avant le pointé manuel de l'onde P et se termine 25 s après. Le filtrage des données se fait entre 0.03 et 0.07 Hz à l'aide d'un filtre passe-bande.

### 5.2.2a) Détermination qualitative de l'azimut de l'axe rapide

L'ajustement est réalisé sur les mesures obtenues par ACP. Les droites donnent une indication sur le maximum, le minimum, et la moyenne des déviations. D'autre part, la médiane des back azimuts vaut 263°E. Elle est représentée par une droite verticale afin de mieux voir le poids des différents azimuts sur les mesures. On note la forte influence des tremblements de terre se produisant au niveau des Tonga-Fidji.

Les mesures obtenues par l'ACP sont représentées à la Fig. 43. A partir de ces valeurs, on divise les données en 4 familles de 20° de back azimut, d'au moins 3 mesures. On évalue ensuite la médiane pour chacune de ces familles: ce sont les données en rouge (Fig. 43). L'écart type sur les déviations est représenté par les barres d'erreurs. L'ajustement a été réalisé à partir de ces données. C'est, cet ajustement qui a donné la mesure de la direction rapide. La déviation de l'azimut dans le plan horizontal s'exprime en fonction du back azimut (Schulte-Pelkum et al., 2001):

$$\delta\eta = \eta_0 + a \sin \eta + b \cos \eta + c \sin (2\eta) + d \cos (2\eta) \quad (32)$$

avec,  $\eta_0$ : le paramètre correspondant à la mauvaise orientation du capteur,

$a \sin \eta + b \cos \eta$ : le terme prenant en compte un Moho incliné ou un axe de symétrie incliné,  
 $c \sin (2\eta) + d \cos (2\eta)$ : un terme anisotrope.

Pour un milieu anisotrope, avec un axe de symétrie dans le plan horizontal, le maximum de déviation se produit à 45° de la direction rapide ou lente. La direction rapide est déterminée par:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \arctan\left(\frac{c}{d}\right) + \frac{\pi}{2} \quad (33)$$

L'amplitude de l'anomalie est obtenue par:

$$\delta\eta = \sqrt{c^2 + d^2} \quad (34)$$

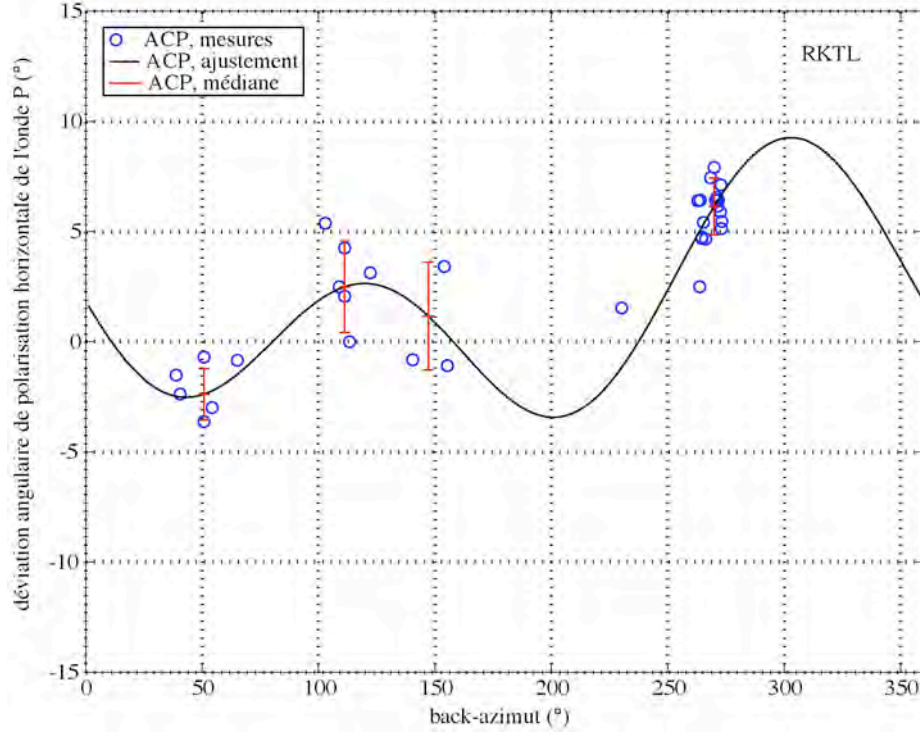


Fig. 43. Variations de l'angle de déviation de polarisation horizontale de l'onde P par rapport au back azimuth. Les mesures sont réalisées pour la station RKTL entre 0.03 et 0.07 Hz. La courbe (en noir) ajustée aux données permet la détermination de l'azimut de la direction rapide dans la méthode qualitative.

### 5.2.2b) Détermination quantitative de l'azimut de l'axe rapide

White (1983) et de Parscau (1991) donnent l'expression de la vitesse  $v$  et de l'angle de polarisation  $\xi$  dans un milieu à symétrie hexagonale (e.g., Bokelmann, 1995):

$$\rho v^2 = 0.5 (c_{11} + c_{44}) \sin^2 \chi + (c_{33} + c_{44}) \cos^2 \chi + \{[(c_{11} - c_{44}) \sin^2 \chi - (c_{33} - c_{44}) \cos^2 \chi]^2 + 4(c_{13} + c_{44})^2 \cos^2 \chi \sin^2 \chi\}^{0.5} \quad (35)$$

$$\tan 2\xi = \frac{A_{dp} \sin 2\chi}{1 - (1 + \tau) \sin^2 \chi} \quad (36)$$

$\chi$  est l'angle entre la direction de propagation et l'axe de symétrie.  $\xi$  est un angle mesuré à partir de l'axe de symétrie et dépend uniquement de 4 constantes élastiques car:

$$A_{dp} = \frac{c_{13} + c_{44}}{c_{33} - c_{44}} \quad (37)$$

$$\tau = \frac{c_{11} - c_{44}}{c_{33} - c_{44}} \quad (38)$$

Pour chaque événement mesurable, on connaît la direction de polarisation observée ( $\theta_a, \phi_a$ ) et la direction de propagation théorique ( $\theta_s, \phi_s$ ). On compare les différences angulaires et l'on cherche à déterminer l'azimut  $\tilde{\theta}$  et l'inclinaison  $\tilde{\phi}$  de l'axe de symétrie.

$$\begin{pmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \theta_a - \theta_s \\ \phi_a - \phi_s \end{pmatrix} \quad (39)$$

avec les valeurs prédites par les modèles:

$$\begin{bmatrix} \Delta\theta'_i(\eta, \tau, \tilde{\theta}, \tilde{\phi}) \\ \Delta\phi'_i(\eta, \tau, \tilde{\theta}, \tilde{\phi}) \end{bmatrix} \quad (40)$$

Le meilleur modèle correspondant aux meilleurs paramètres est obtenu lorsque l'on minimise la somme des carrés des écarts:

$$S(\tilde{\theta}, \tilde{\phi}, A_{dp}, \tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \cos^{-1} \left[ \cos(\Delta\theta_i - \Delta\theta'_i) \cos(\Delta\phi_i - \Delta\phi'_i) \right] \right\}^2 \quad (41)$$

### 5.2.3) Influence du filtrage sur les mesures de déviation

Lors des mesures de polarisation réalisées dans le cadre de ce travail, la taille de la fenêtre d'analyse est de 40 s avec un filtrage des données entre 0.03 et 0.07 Hz, à l'aide d'un filtre passe-bande de type Butterworth d'ordre 2 avec 2 pôles. Nous avons essayé d'acquérir des mesures de polarisation dans une gamme de plus hautes fréquences, notamment entre 0.5 et 1.5 Hz. Les mesures de polarisation obtenues à plus hautes fréquences ne sont pas assez nombreuses à cause du bruit plus élevé et de la dispersion liée aux hétérogénéités dans la croûte pour pouvoir discuter de l'origine des déviations. Lorsque nous avons pu réaliser des mesures de polarisation à RKTL, nous avons noté des différences significatives entre la mesure de déviation réalisée à haute fréquence et celle obtenue à plus basse fréquence pour un même back azimuth. Entre 0.03 et 0.07 Hz, la déviation mesurée dans le plan horizontal pour un back azimuth de 263.9° est positive et de l'ordre de 8.61° (Fig. 43), alors qu'entre 0.5 et 1.5 Hz, cette déviation est négative pour le même événement et, est, approximativement égale à -2.8° (Fig. 44).

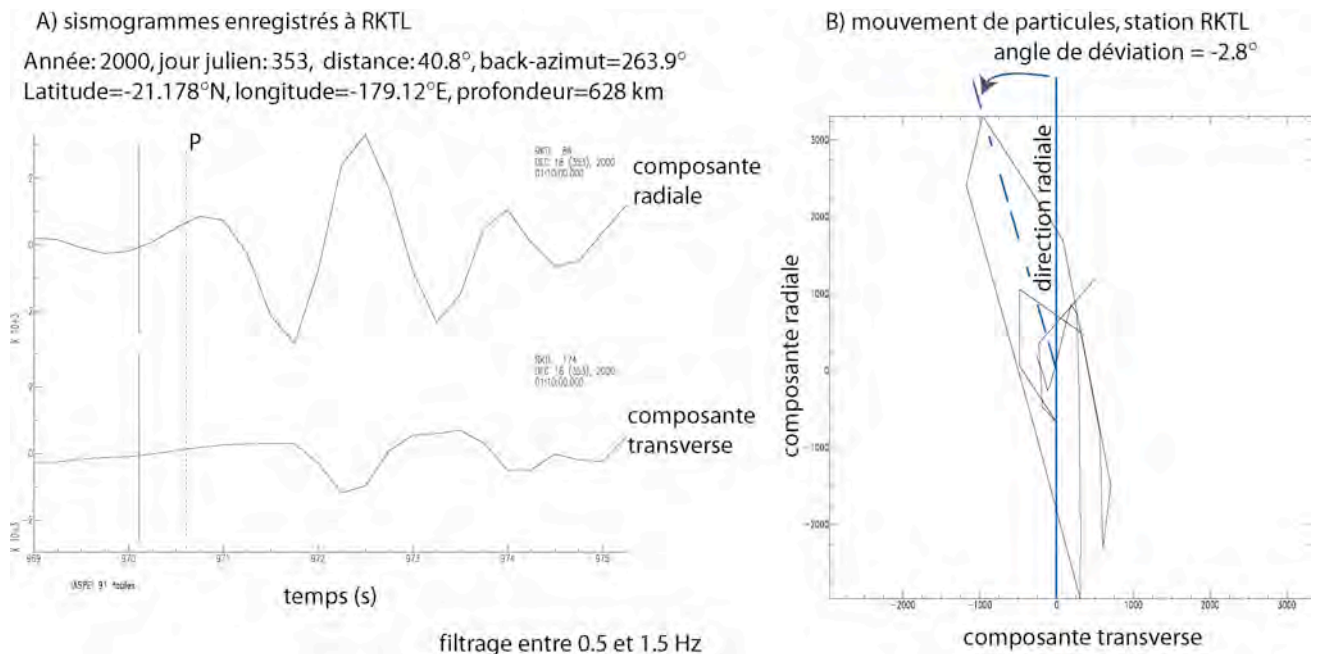


Fig. 44. Exemple d'une mesure de la déviation angulaire de polarisation horizontale par rapport au grand cercle à RKTL. La fenêtre de mesure commence 1s avant le pointé manuel de l'onde P et se termine 5 s après. Le filtrage des données se fait entre 0.5 et 1.5 Hz à l'aide d'un filtre passe-bande.

Considérant la fréquence dominante des mesures à basse fréquence: 0.05 Hz et la fréquence dominante des mesures à haute fréquence: 1 Hz et une vitesse des ondes P de l'ordre de 8 km/s, on peut postuler que la différence dans le résultat obtenu est liée à un échantillonnage différent sous la station RKTL de l'onde P. En effet, la mesure réalisée à haute fréquence échantillonne uniquement la croûte océanique, de 0 à 8 km, sous la station. Tandis que la mesure obtenue à plus basse fréquence, correspond à un signal lié à la lithosphère océanique et à la partie supérieure de l'asthénosphère, entre 0 et 160 km, sous la station.

En outre, si la déviation mesurée, à basse et haute fréquence, était liée uniquement à une anomalie de vitesse ou à une mauvaise orientation du capteur, on devrait observer une déviation similaire dans les 2 gammes de fréquences. Une déviation de la polarisation horizontale associée à l'anisotropie sismique, sous la station, peut, par contre, expliquer cette différence de mesure. L'anisotropie mesurée est fonction de l'échelle d'observation.

#### 5.2.4) Mesure de l'angle de polarisation verticale

L'angle de polarisation verticale,  $P_{vert}$ , est obtenu par :

$$P_{vert} = \arccos(a_3^1) \quad (42)$$

La Fig. 45 montre un exemple de mesure de l'angle de polarisation verticale.

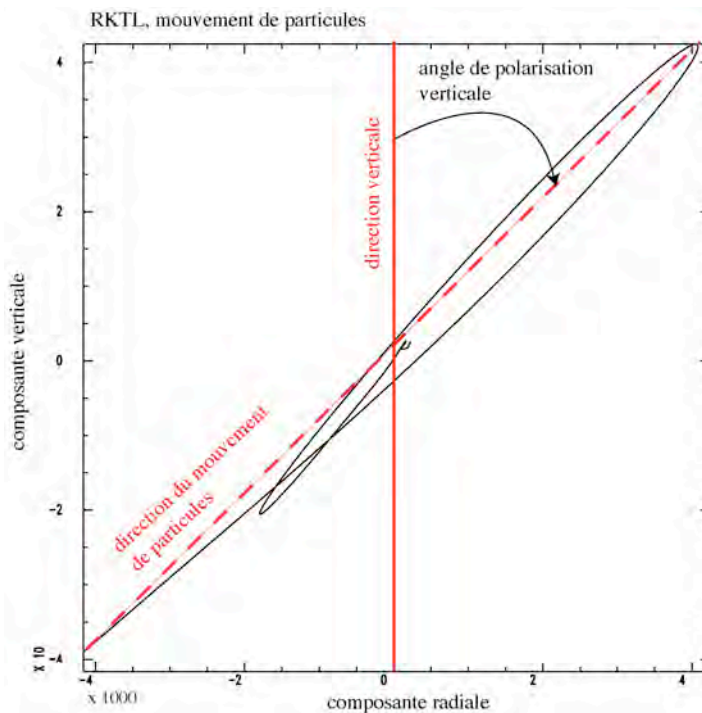


Fig. 45. Mesure de l'angle de polarisation verticale à RKTL. Même événement sismique que l'événement utilisé pour la mesure de la déviation angulaire de polarisation horizontale (Fig. 42).

L'angle de polarisation verticale (i.e, angle entre la direction du mouvement de particules projetée dans le plan contenant les directions radiale et verticale et la direction verticale) n'est pas identique à l'angle d'incidence. Cette différence est due à la conversion de l'onde P en onde SV à la surface. L'angle de polarisation verticale  $\varepsilon$  est lié à l'angle d'incidence  $i$  par la relation suivante (Aki et Richards, 1980):

$$\varepsilon = \arctan\left(\frac{2 \sin i \sqrt{(v_p/v_s)^2 - \sin^2 i}}{(v_p/v_s)^2 - 2 \sin^2 i}\right) \quad (43)$$



avec  $v_p$  et  $v_s$ , les vitesses des ondes P et des ondes S dans le milieu sous la station sismique. L'angle d'incidence théorique de l'onde P est déterminé par :

$$i = (\arcsin((p \times 180/\pi \times v_p)/R_T) \times 180/\pi) \quad (44)$$

avec  $R_T$ , le rayon de la Terre: 6371 km et  $p$  le paramètre du rai.

Le rapport  $V_p/V_s$  peut être exprimé en fonction du rapport de Poisson  $\nu$ :

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}} \quad (45)$$

Dans cette étude, on utilise les valeurs des vitesses sismiques présentées au Tableau 7.

Profondeur (km)	$V_p$ (km/s)	$V_s$ (km/s)
80	8.08	4.47
100	8.05	4.5

Tableau 7. Vitesses sismiques utilisées.

Pour des valeurs réalistes du paramètre de Poisson, l'angle de polarisation verticale peut différer de l'angle d'incidence d'environ  $10^\circ$  (e.g., Schulte-Pelkum et al., 2001).

### 5.3) Pétrophysique: déviation des ondes P dans le monocristal d'olivine et dans des roches mantelliques

#### 5.3.1) Olivine

On utilise les constantes élastiques suivantes exprimées en Mbars, déterminées à pression ambiante, pour un cristal d'olivine de San Carlos, avec une teneur en forsterite: Fo90 (Abramson et al., 1997).

$C_{ij} =$

3.2050	0.6815	0.7160	0.0000	0.0000	0.0000
0.6815	1.9650	0.7680	0.0000	0.0000	0.0000
0.7160	0.7680	2.3350	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000	0.0000	0.0000	0.6400	0.0000	0.0000
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.7700	0.0000
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.7870

La Fig. 46 montre les variations de déviations horizontales dans le monocristal d'olivine pour un axe  $a$  orienté à  $115^\circ E$  (direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique)

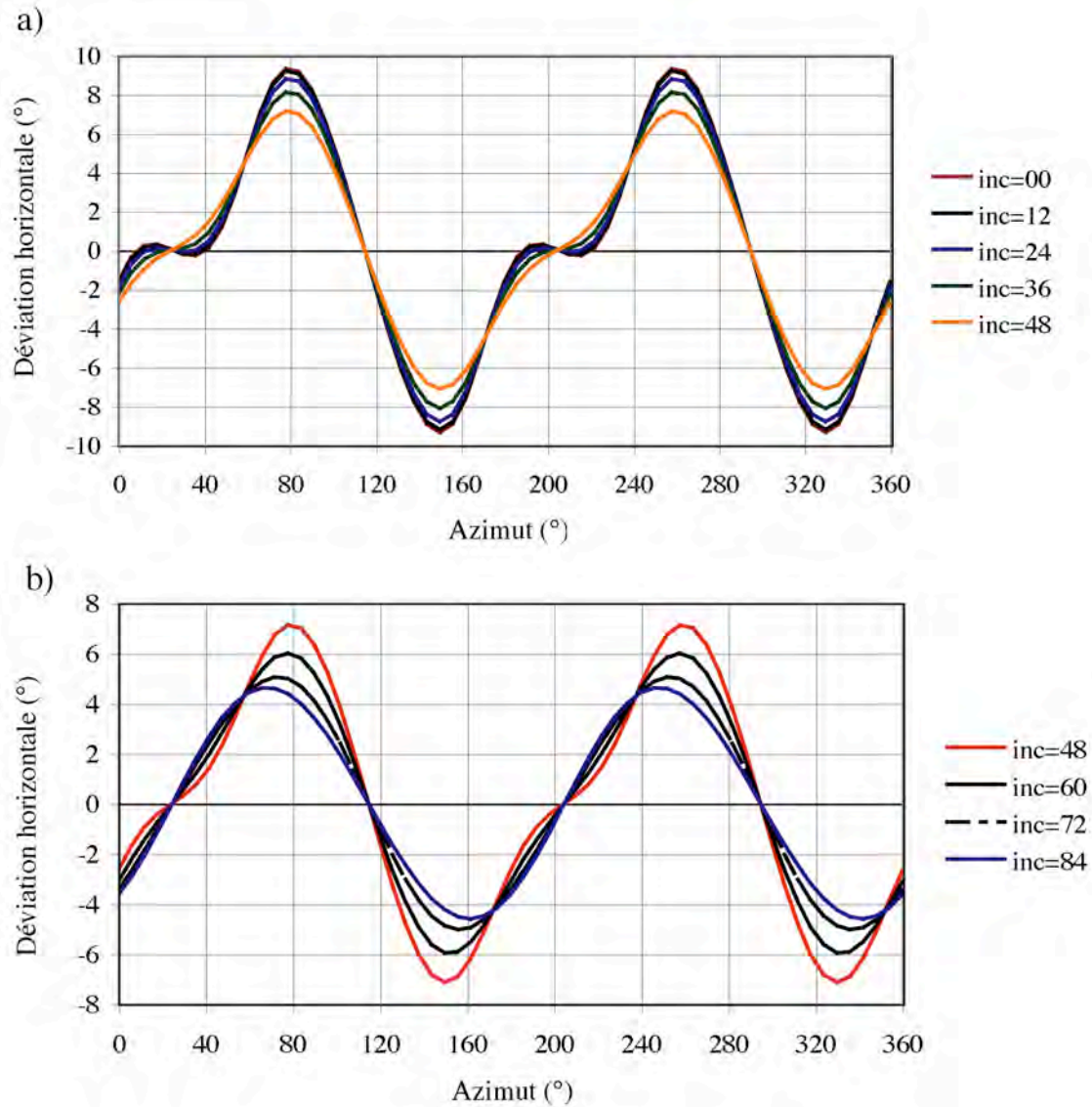


Fig. 46 a et b. Variation des déviations horizontales avec l'azimut de la propagation pour différents angles d'incidence (inc) dans le monocristal d'olivine pour un axe  $a$  orienté à  $115^\circ\text{E}$ . L'axe  $a$  et l'axe  $c$  de l'olivine sont fixés dans le plan horizontal. Résultats obtenus en utilisant le programme de calcul des polarisations VpPG2k de D. Mainprice pour les monocristaux et les roches.

Quel que soit l'angle d'incidence, l'axe rapide correspond à un azimut pour lequel la déviation horizontale est nulle. Pour la majorité des angles d'incidences, la déviation horizontale est maximale à  $-45^\circ$  (sens antihoraire) de l'azimut de l'axe rapide et minimale à  $+45^\circ$ . Entre  $0$  et  $36^\circ$  d'incidence, les déviations horizontales sont proches sauf pour les directions correspondant à l'axe rapide et l'axe lent de l'olivine. Plus l'angle d'incidence est élevé, et moins la déviation horizontale maximale est importante. On observe une périodicité à  $180^\circ$ .

La déviation de l'angle de polarisation verticale dans le monocristal d'olivine pour différents angles d'incidence est représentée à la Fig. 47.

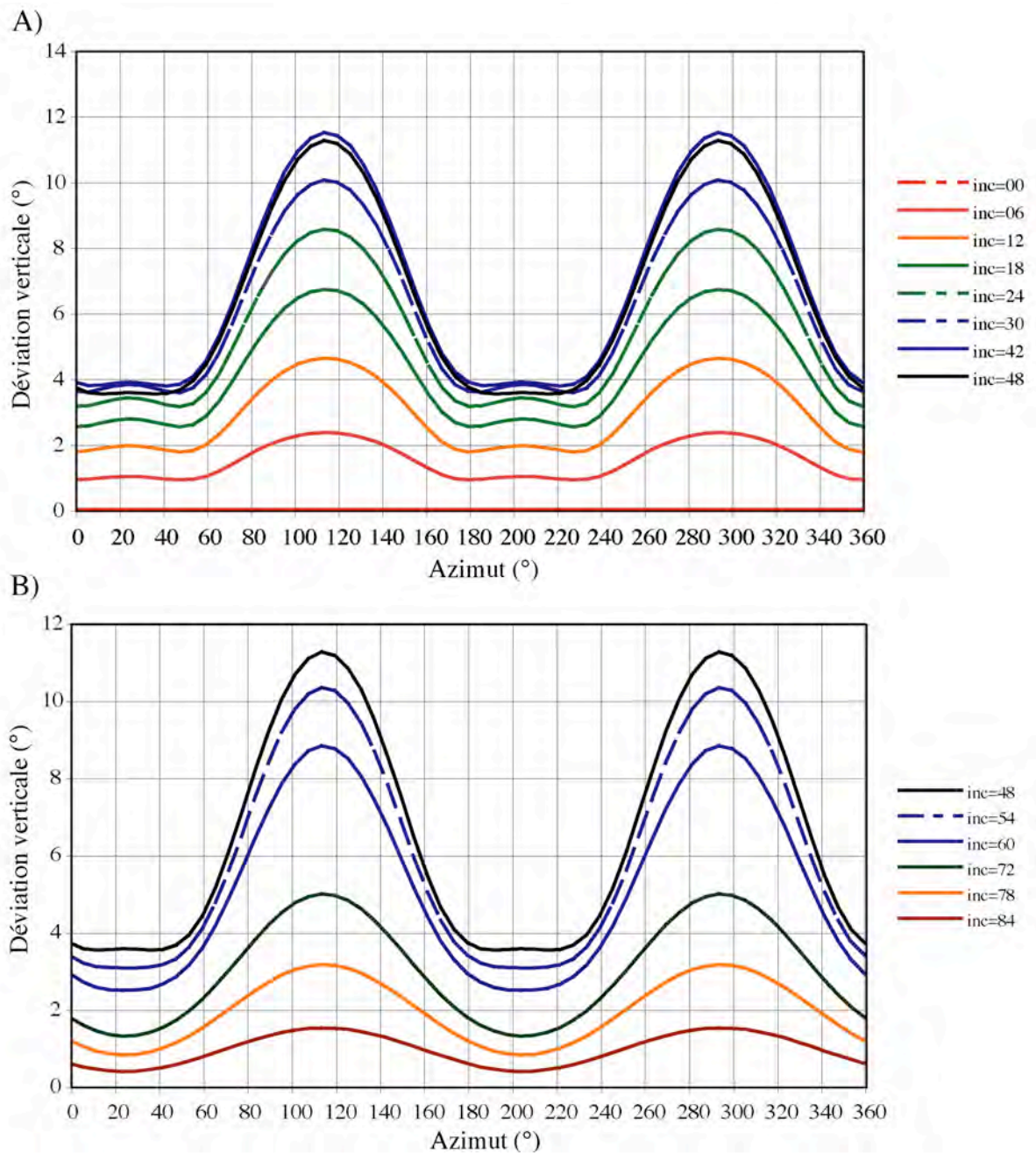


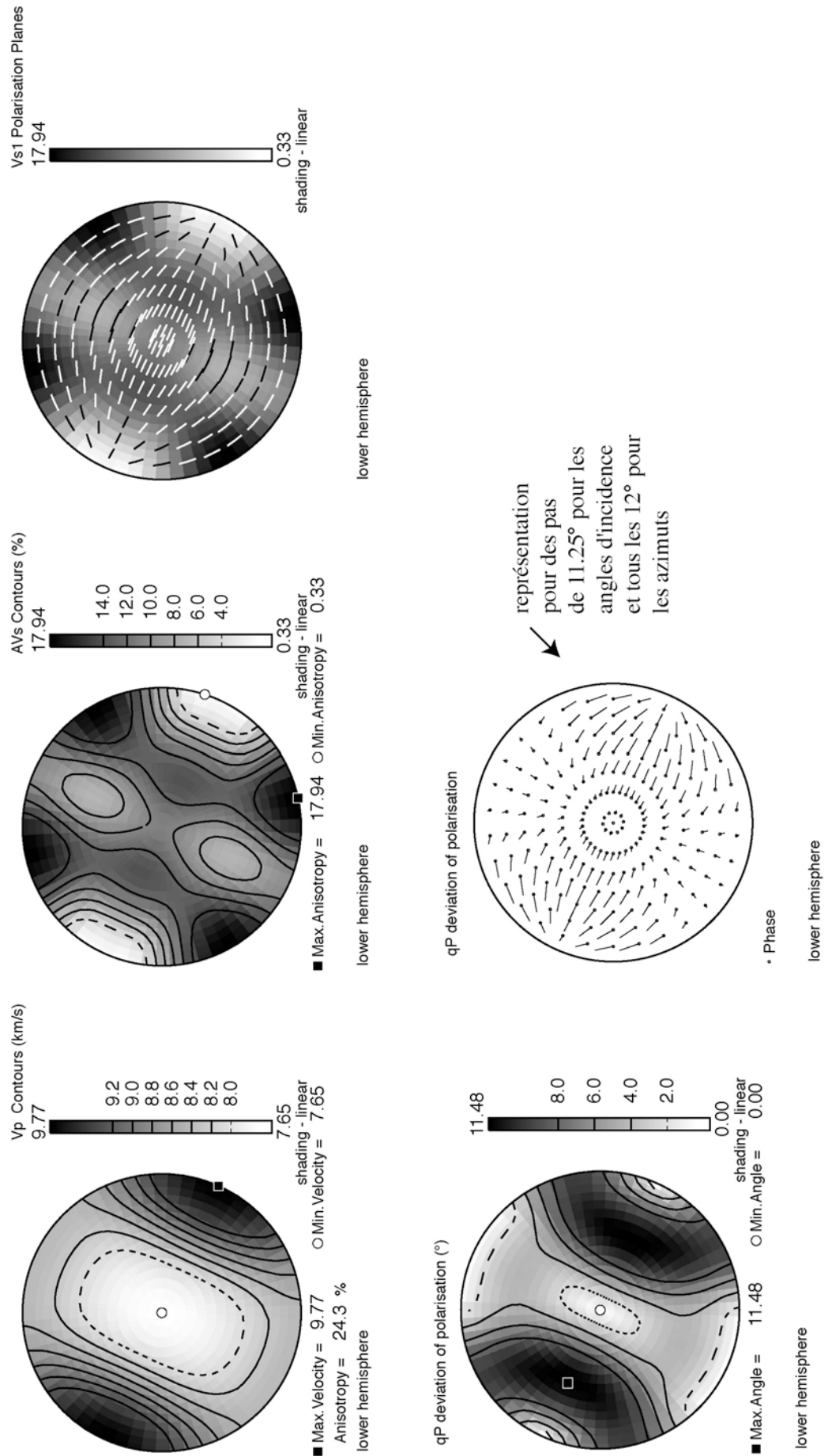
Fig. 47. Déviation de l'angle de polarisation verticale dans le monocristal d'olivine pour un axe *a* orienté à 115°E et pour différents angles d'incidence.

On observe également une périodicité à 180°. De plus, la déviation maximale est obtenue lorsque l'azimut correspond à l'axe rapide.

La Fig. 48 est une représentation stéréographique des résultats des calculs de polarisation horizontale et verticale des ondes P et des ondes S, effectués dans le cadre de cette étude, pour le monocristal d'olivine en fonction de l'angle d'incidence et de l'azimut. En outre, les vitesses sismiques des ondes P et des ondes S sont représentées.

Fig. 48. Représentation stéréographique de la vitesse dans l'olivine de l'anisotropie des ondes S, de la polarisation des ondes S, de la déviation de polarisation de l'onde P dans le monocristal d'olivine. L'axe  $a$  de l'olivine est orienté selon la direction de déplacement de la plaque Pacifique: 115°E. Résultats obtenus dans le cadre de cette thèse.

a115etchor-VpG.txt



### 5.3.2) Harzburgite

On cherchera maintenant à comparer les déviations de polarisation observées à chaque station sismique aux déviations prédites pour des nodules de péridotites échantillonnés en Polynésie française.

Nous utiliserons dans nos calculs des échantillons dont la composition chimique, les fabriques cristallographiques et les vitesses sismiques ont déjà été déterminées par Tommasi et al. (2004): l'échantillon RPA18A, provenant de RAPA de l'archipel des Australes: harzburgite avec 74% d'olivine, 21% d'orthopyroxène, 5% de clinopyroxène, et l'échantillon de dunite UAH289A, provenant de Ua Huka, de l'archipel des Marquises, composé de 99% d'olivine et 1% de spinelle.

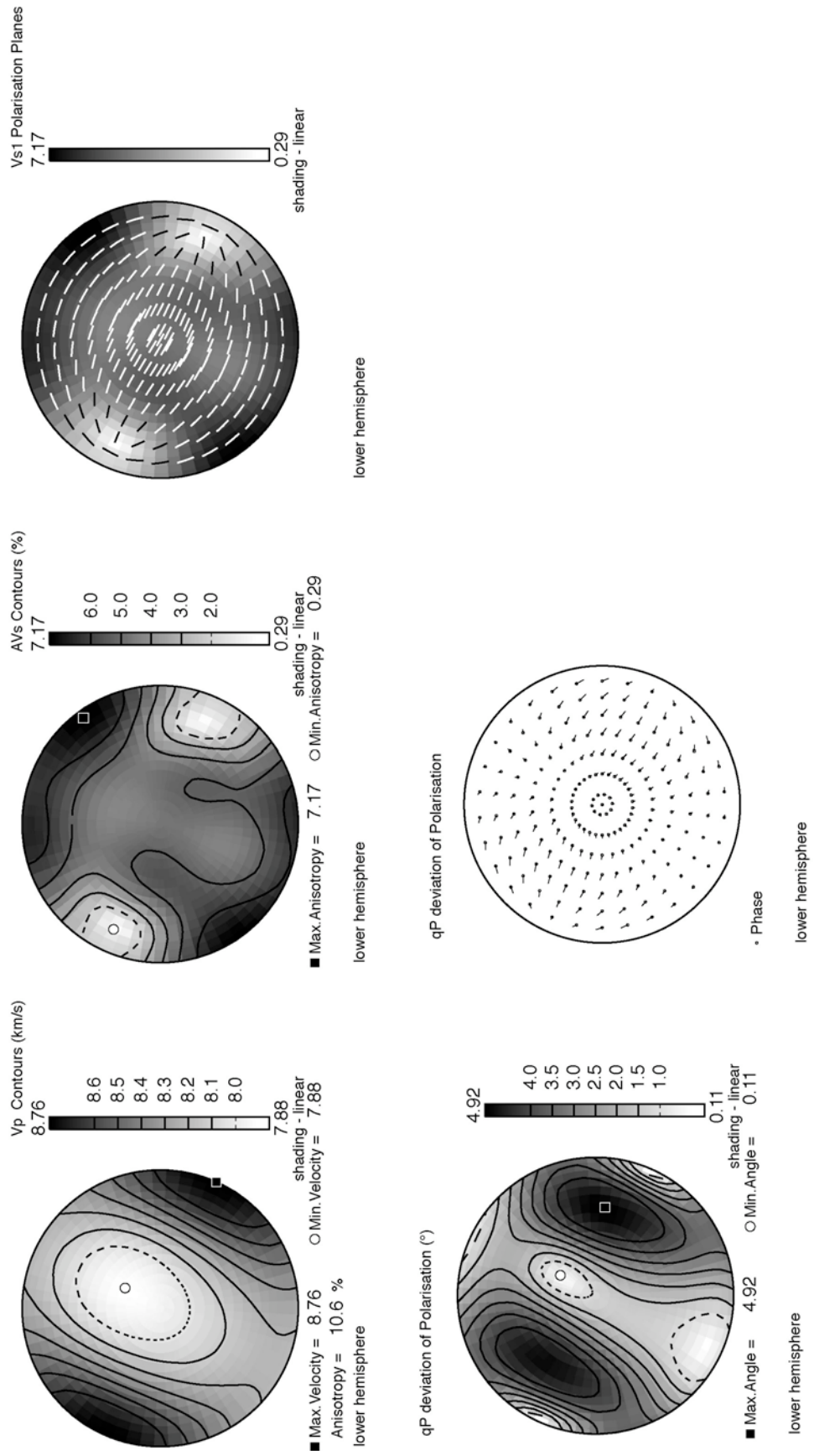
Lors de l'étude des xénolithes de la Polynésie française, Tommasi et al. (2004) ont observé que l'échantillon d'harzburgite présentait l'anisotropie maximale, alors que l'échantillon de dunite était le moins anisotrope (3.9 %). Nous choisissons de calculer les déviations de polarisation des ondes P pour ces deux échantillons et de comparer le résultat de ces estimations. Nous souhaitons aussi pouvoir confronter nos observations sismologiques de la déviation de polarisation des ondes P aux estimations du modèle numérique pétrophysique. Le modèle pétrophysique est calculé pour un nodule du manteau supérieur, le plus anisotrope, échantillonné en Polynésie française et pour un nodule, le moins anisotrope, échantillonné en Polynésie française (Tommasi et al., 2004).

Dans le cadre de cette thèse, nous avons calculé les variations de polarisation horizontale et verticale de l'onde P et de l'onde S, en fonction de l'angle d'incidence et de l'azimut pour un échantillon d'harzburgite (Fig. 49), et une dunite (Fig. 50). La Fig. 49 est une représentation stéréographique des variations de polarisation horizontale et verticale dans l'harzburgite RPA18A, des ondes P et des ondes S, en fonction de l'angle d'incidence et de l'azimut. En outre, les vitesses sismiques des ondes P et des ondes S, ainsi que l'anisotropie sismique des ondes S sont représentées.



Fig. 49. Stéréogrammes montrant pour une harzburgite les variations de vitesses sismiques et polarisation des ondes P et des ondes S. Calculs réalisés dans le cadre de cette thèse. La linéation est orientée selon la direction N115°E correspondant à la direction du mouvement de la plaque Pacifique. L'anisotropie sismique des ondes S est également représentée.

harfolhora115-VpG.txt

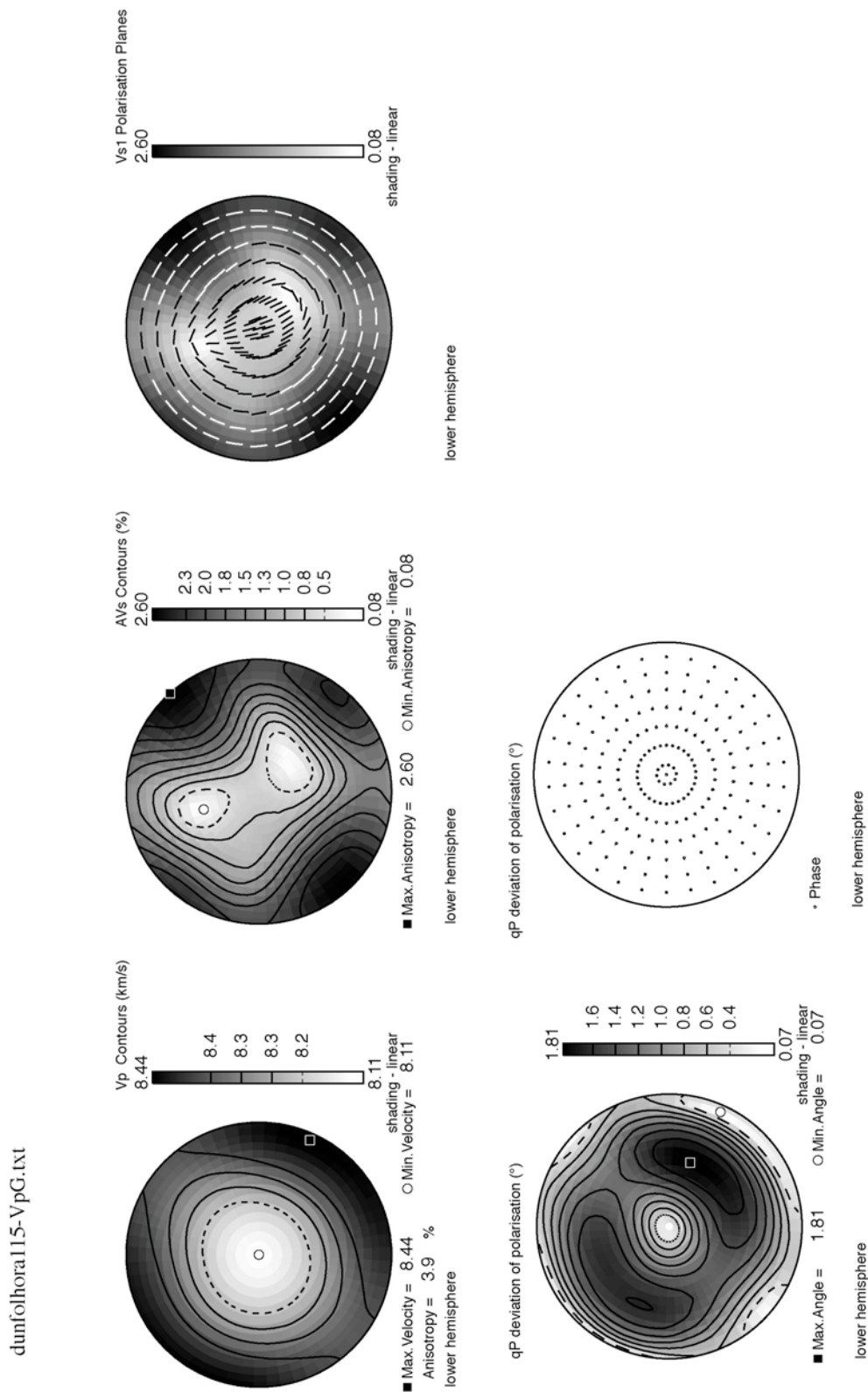




### 5.3.3) Dunite

La Fig. 50 est une représentation stéréographique des variations de polarisation horizontale et verticale dans une dunite des ondes P et des ondes S en fonction de l'angle d'incidence et de l'azimut. En outre, les vitesses sismiques des ondes P et des ondes S sont représentées.

Fig. 50. Stéréogrammes montrant pour une dunite les variations de vitesses sismiques et polarisation des ondes P et des ondes S. La linciation est orientée selon la direction N115°E correspondant à la direction du mouvement de la plaque Pacifique. Calculs réalisés dans le cadre de cette étude.



## 5.4) Résultats

### 5.4.1) Sélection des données

Les données de cette étude viennent de 4 stations sismiques: PPT (Tahiti), RKTL (Rikitea), PTCN (Pitcairn) et RAR (Rarotonga). Les stations sismiques du réseau PLUME n'avaient pas fourni assez de données au moment de la rédaction de cette thèse pour pouvoir faire une telle analyse. La sélection des événements se fait entre 10 et 70 degrés de distance épacentrale (Fig. 51) pour éviter la phase PcP qui échantillonne une région différente du milieu sous la station (Fig. 52). Lors de la sélection, nous n'utilisons pas de critère sur la profondeur du séisme.

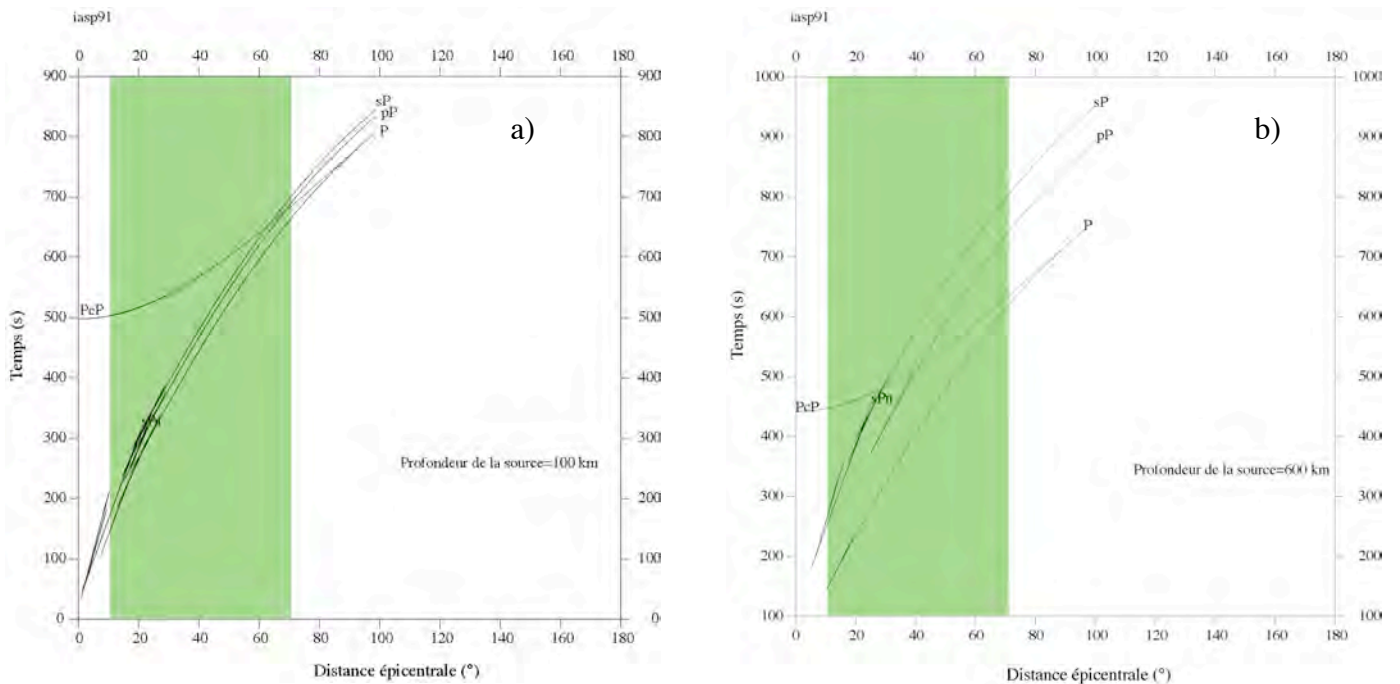


Fig. 51. Temps d'arrivée théorique de l'onde P d'après le modèle iasp91: a) pour une source à 100 km de profondeur, b) pour une source à 600 km de profondeur.

La Fig. 52 représente le trajet des ondes P, sP, pP et des ondes PcP.

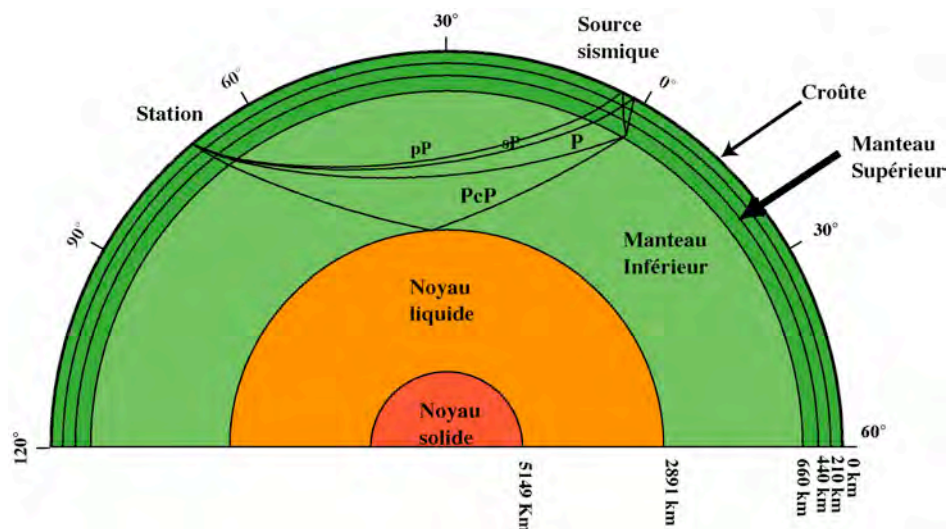
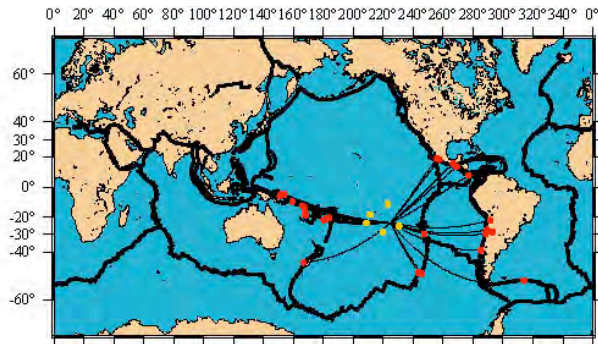
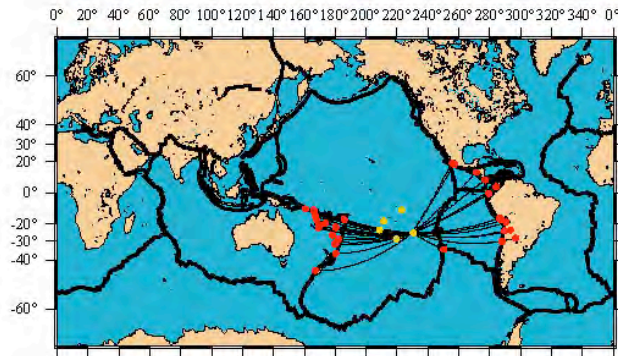


Fig. 52. Représentation des trajets des rais pour une source à 600 km de profondeur avec une distance épacentrale de 70°.

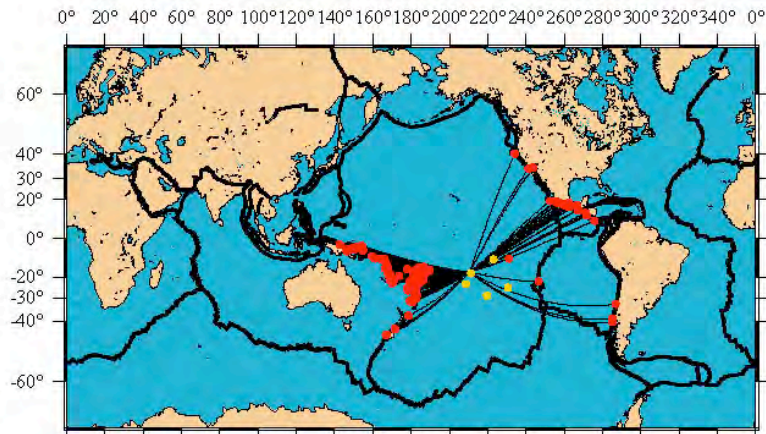
RKT



PTCN



PPT



RAR

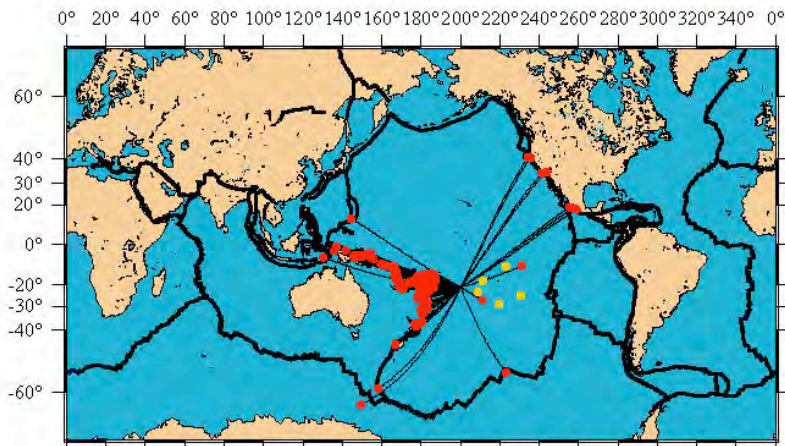


Fig. 53. Localisation des événements utilisés pour l'analyse de la polarisation des ondes P. Les points rouges représentent les événements. Les points jaunes sont les localisations des points chauds.



Le choix de cette gamme de distance épacentrale tient compte du filtrage utilisé (on applique un filtre passe-bande entre 0.03 et 0.07 Hz) et de la taille de la fenêtre s'arrêtant 25 s après l'onde P. La magnitude des ondes de volumes Mb des événements sélectionnés est supérieure ou égale à 5.5. La taille de la fenêtre d'analyse est de 40 s avec un filtrage des données entre 0.03 et 0.07 Hz à l'aide d'un filtre passe-bande. La fenêtre commence 15 s avant l'onde P et termine 25 s après l'onde P. Pour une source sismique située à 100 km de profondeur, la différence de temps d'arrivée entre l'onde PcP et l'onde P est de 44.91 s et de 21.38 s avec une distance épacentrale respectivement de 60°, et de 70°, avec le modèle iasp91 (Fig. 51). Pour une source située à 600 km, cette différence est de 38.18 s et de 17.24 s avec une distance épacentrale respectivement de 60° et de 70°. La localisation des épacentres des données mesurées, lors de notre analyse de la polarisation des ondes P, est représentée à la Fig. 53.

Lors de notre sélection des événements, nous utilisons le critère de linéarité comme critère de sélection des données. Celui-ci est défini de la manière suivante:

$$C_{lin} = 1 - \frac{\lambda_2 + \lambda_3}{2\lambda_1} \quad (46)$$

$C_{lin}$  équivaut à 1 pour un mouvement de particules parfaitement linéaire.  $C_{lin}$  est égal à 0 pour un mouvement de particules, désorganisé, de forme sphérique. Le critère de linéarité  $C_{lin}$  doit être strictement supérieur à 0.93 pour que l'on considère la mesure. Sinon, on considère que le rapport signal sur bruit n'est pas assez bon pour retenir la mesure.

## 5.4.2) Résultats par stations sismiques

### 5.4.2a) RKTL – station installée à Rikitea

La majorité des ondes P (plus de 90%) mesurées ont un angle d'incidence théorique compris entre 24° et 42° (Fig. 54).

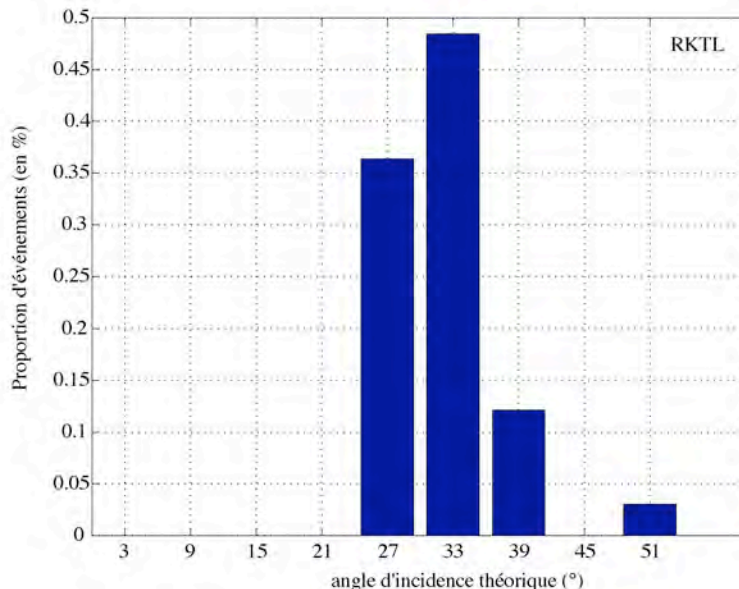


Fig. 54. Distribution des angles d'incidence théoriques pour les événements mesurés à RKTL.

Les variations de la déviation angulaire de polarisation dans le plan horizontal sont représentées à la Fig. 55.

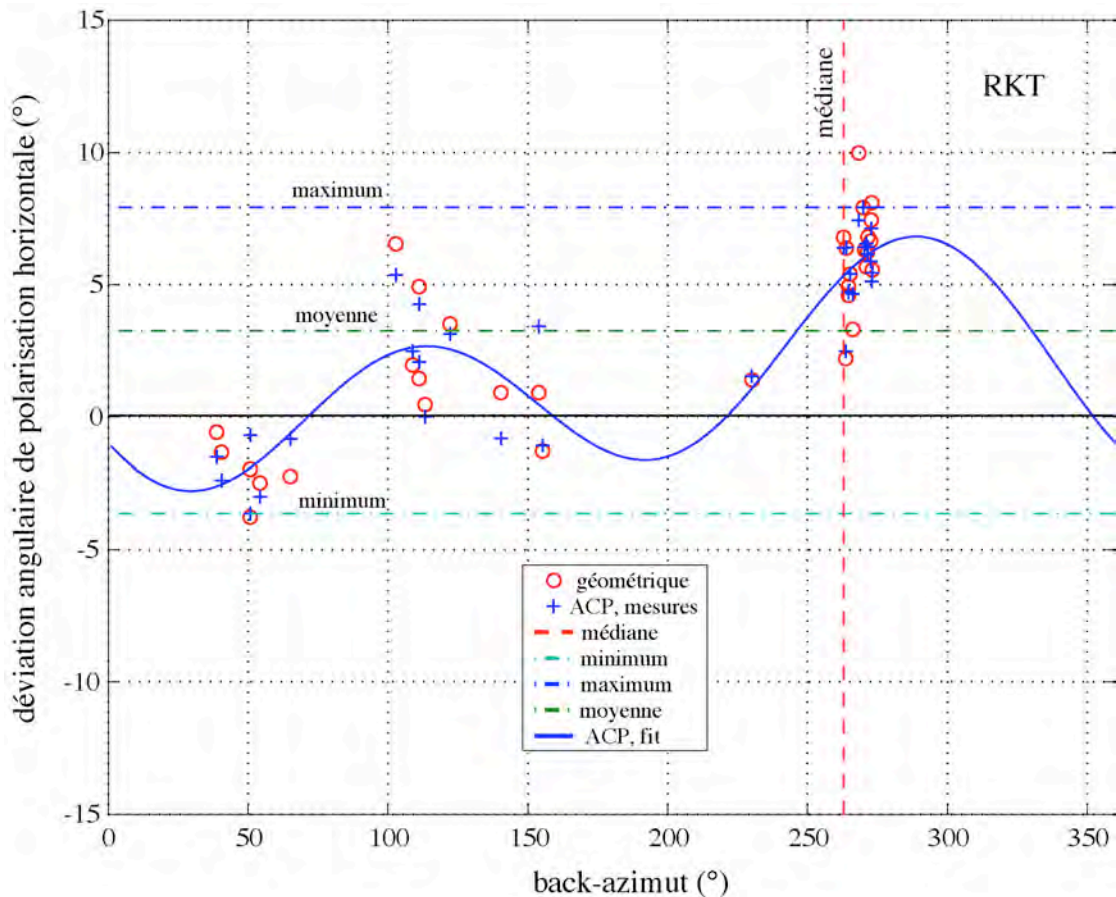


Fig. 55. Variations de la déviation angulaire de polarisation horizontale observée par la méthode géométrique (cercles rouges) et la méthode ACP (croix bleues). La droite verticale (en tiret rouge) représente la médiane des back azimuts des événements mesurés. La droite horizontale (en tiret vert) montre la moyenne des déviations angulaires de polarisation horizontale. La fonction sinusoïdale ajuste les données obtenues par ACP. Noter la bonne corrélation entre la fonction sinusoïdale et les mesures.

Les déviations horizontales mesurées avec la méthode ACP sont similaires aux déviations mesurées par la méthode géométrique. Cette similarité des mesures confirme la robustesse de nos observations. A chaque station, nous représentons la moyenne des déviations horizontales, celle-ci nous donne une estimation de la mauvaise orientation du capteur. En outre, nous traçons la médiane des back azimuts des événements mesurés. La médiane nous permet de constater que la majorité des mesures réalisables avec l'étude de la déviation de polarisation des ondes P se fait sur des événements avec un back azimut proche de 260°. L'ensemble des déviations mesurées semble suivre une variation de type sinusoïdale en fonction du back azimut. Nous ajustons aux mesures par la méthode ACP une fonction de type sinusoïdale (Fig. 55).

La Fig. 43 montre les déviations de la polarisation de l'onde P par rapport à la direction radiale dans le plan horizontal. La courbe ajustée aux données permet la détermination de l'azimut de la direction rapide dans la méthode qualitative.

La Fig. 56 montre la comparaison les mesures de déviations angulaires de polarisation horizontale obtenues à la station RKT (Rikitea) avec les estimations de modèles pétrophysiques pour un monocristal d'olivine.

Il ne semble pas y avoir de meilleure corrélation entre les observations et le modèle pétrophysique, lorsque les axes  $a$  et  $c$  de l'olivine sont dans le plan horizontal à la place des axes  $a$  et  $b$ .



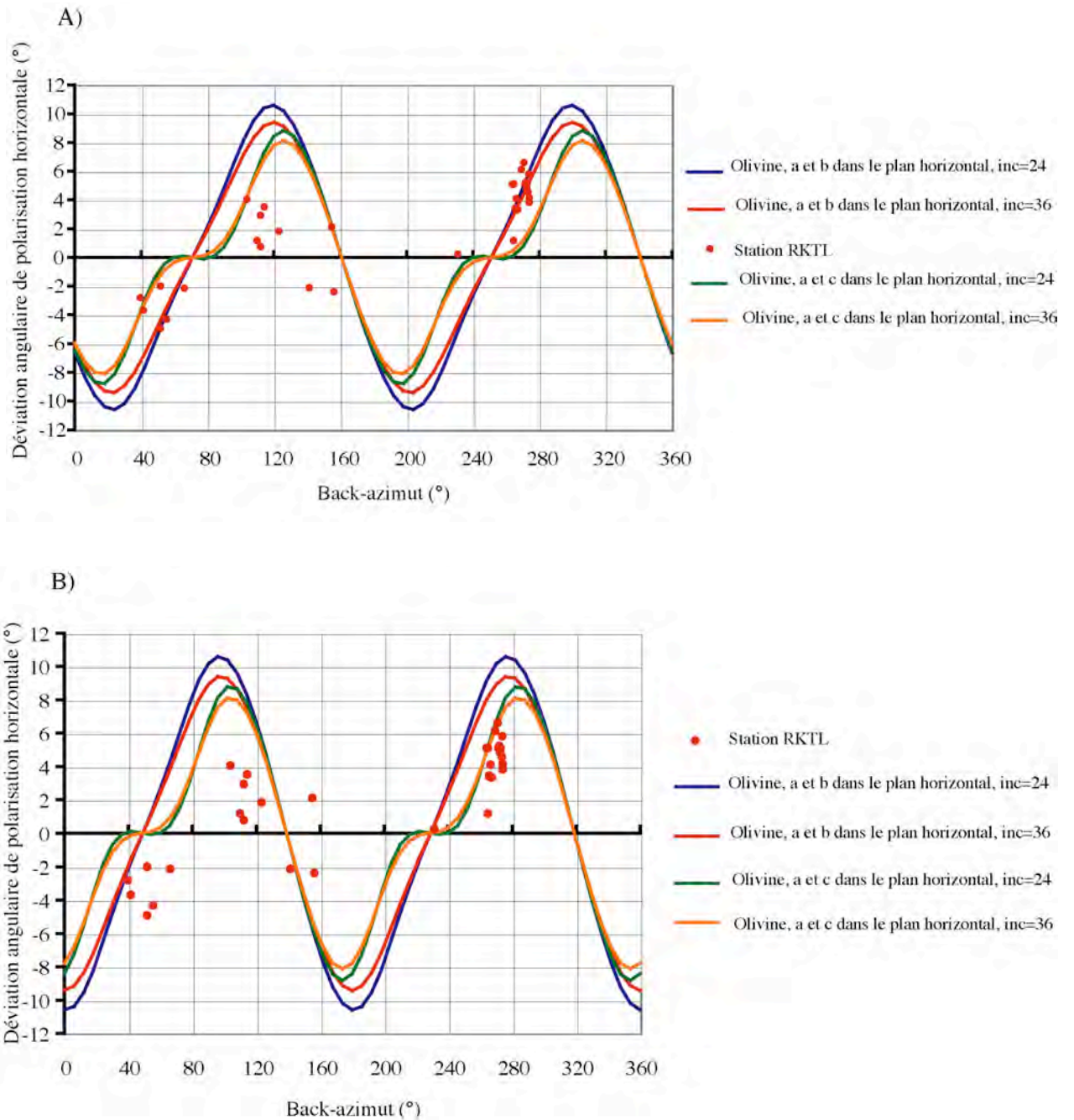


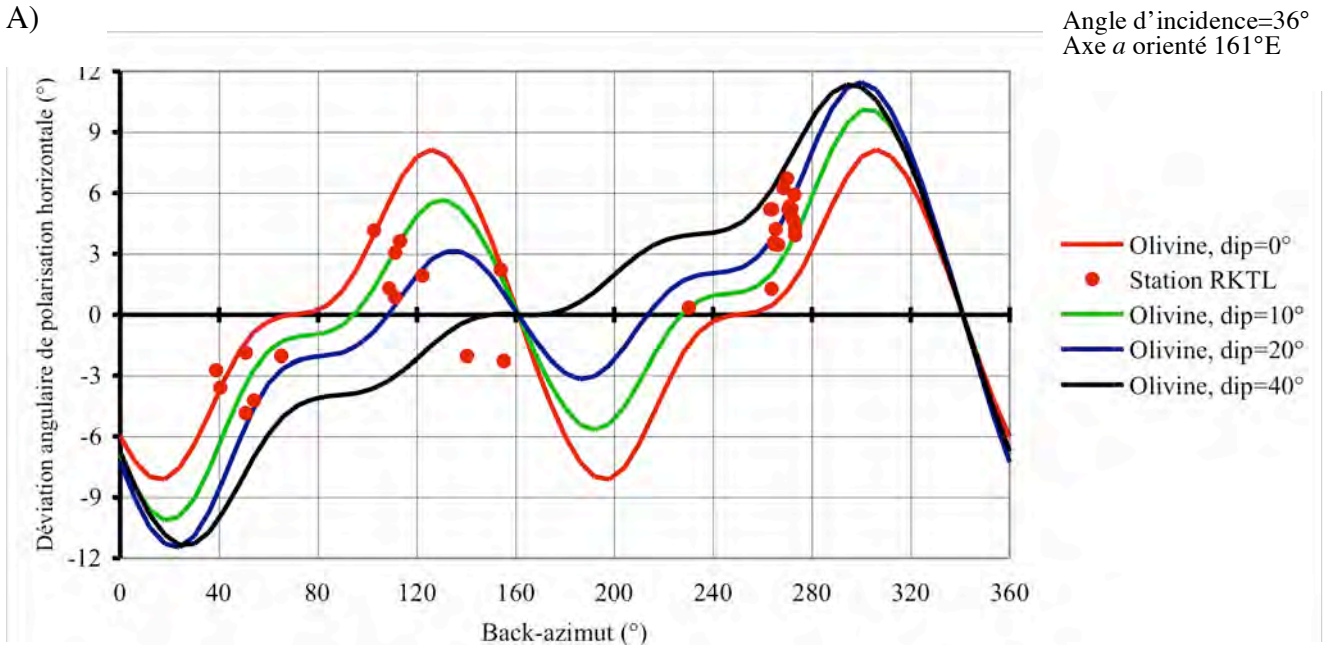
Fig. 56. Comparaison entre les observations réalisées à RKT et les estimations de modèles pétrophysiques pour le monocristal d'olivine. A) solution de l'approche qualitative avec l'axe  $a$  orienté à  $161^\circ\text{E}$ , B) solution de l'analyse quantitative avec l'axe  $a$  orienté à  $139^\circ\text{E}$ . inc = angle d'incidence. Les déviations angulaires de polarisation horizontale mesurée à RKT sont corrigées par la mauvaise orientation du capteur.

Pour la station RKT (aussi appelée RKTl), la meilleure corrélation est obtenue avec la méthode quantitative quand l'axe  $a$  de l'olivine est dans le plan horizontal. Le coefficient de corrélation est élevé pour la méthode quantitative: 0.73. Alors qu'il est faible: 0.28 pour la méthode de Schulte-Pelkum et al. (2001).

La figure suivante évalue la possibilité d'avoir un axe rapide incliné de  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ , et  $40^\circ$  par rapport au plan horizontal pour expliquer les observations obtenues à RKT. On observe la disparition de la périodicité à  $180^\circ$  lorsque l'axe  $a$  n'est plus dans le plan horizontal. La

meilleure solution est obtenue pour une inclinaison de  $20^\circ$ . La meilleure solution reste la solution obtenue par la méthode quantitative. Un axe  $a$  incliné de  $20^\circ$ , avec un azimuth de  $139^\circ\text{E}$ , permet de modéliser les données avec un coefficient de corrélation de 0.88. Alors que le modèle obtenu avec un axe  $a$ , possédant un azimuth de  $161^\circ$  et une inclinaison de  $20^\circ$  fournit un coefficient de corrélation de 0.84.

A)



B)

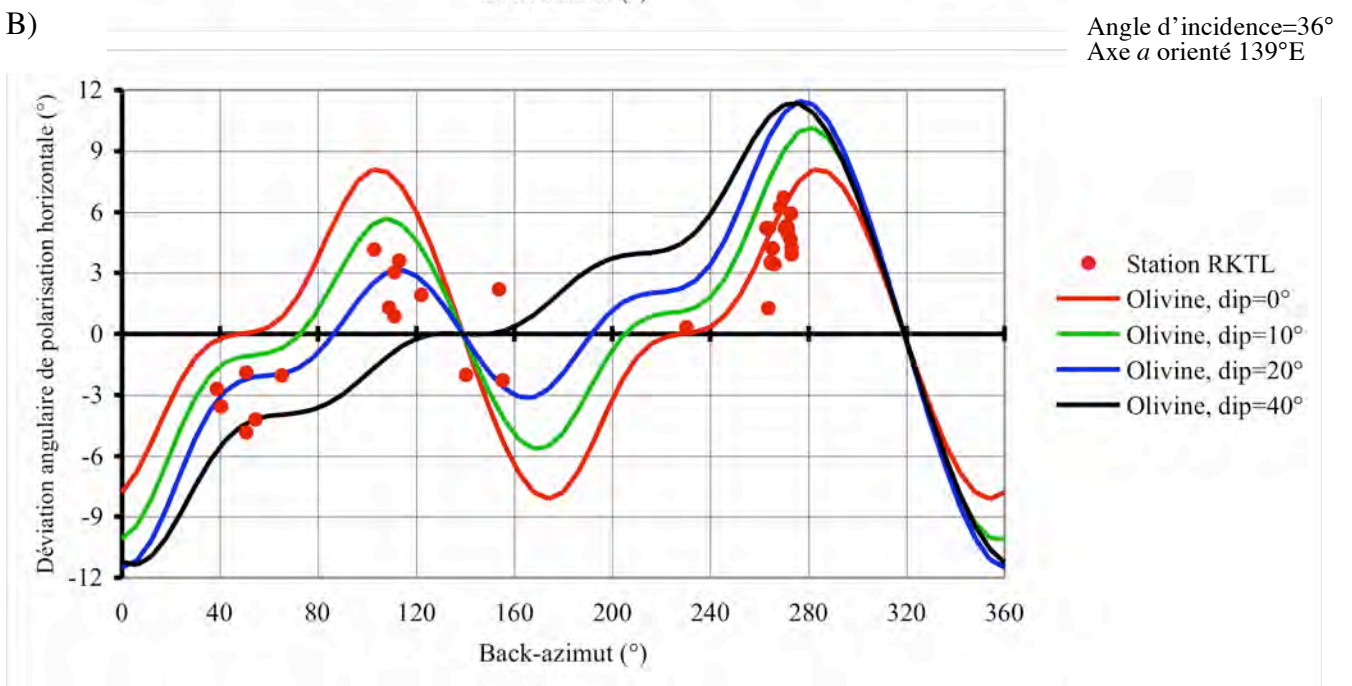


Fig. 57. Comparaison entre les mesures de déviations angulaires de la direction de polarisation horizontale à RKT, et les variations de la déviation de polarisation horizontale calculées pour l'olivine, lorsque l'axe rapide est incliné. A) L'axe  $a$  de l'olivine est orienté selon la solution de l'approche qualitative, son orientation est:  $161^\circ\text{E}$ , B) L'axe  $a$  est orienté selon la solution de l'analyse quantitative, son azimuth est:  $139^\circ\text{E}$ .

Les variations de la polarisation verticale et de la polarisation horizontale permettent de déterminer l'orientation de l'axe rapide dans la méthode quantitative. La Fig. 58 montre les

variations de l'angle de polarisation verticale, mesuré avec la méthode ACP à la station RKT en fonction de la distance épacentrale. L'angle de polarisation verticale mesuré est supérieur d'environ  $10^\circ$  à l'angle de polarisation verticale théorique, déduit à partir de l'équation (43). L'angle de polarisation verticale théorique est obtenu en utilisant les valeurs des vitesses sismiques de l'onde P et de l'onde S du Tableau 7, correspondant à des profondeurs de 80 et 100 km (selon le modèle iasp91 et le modèle PREM).

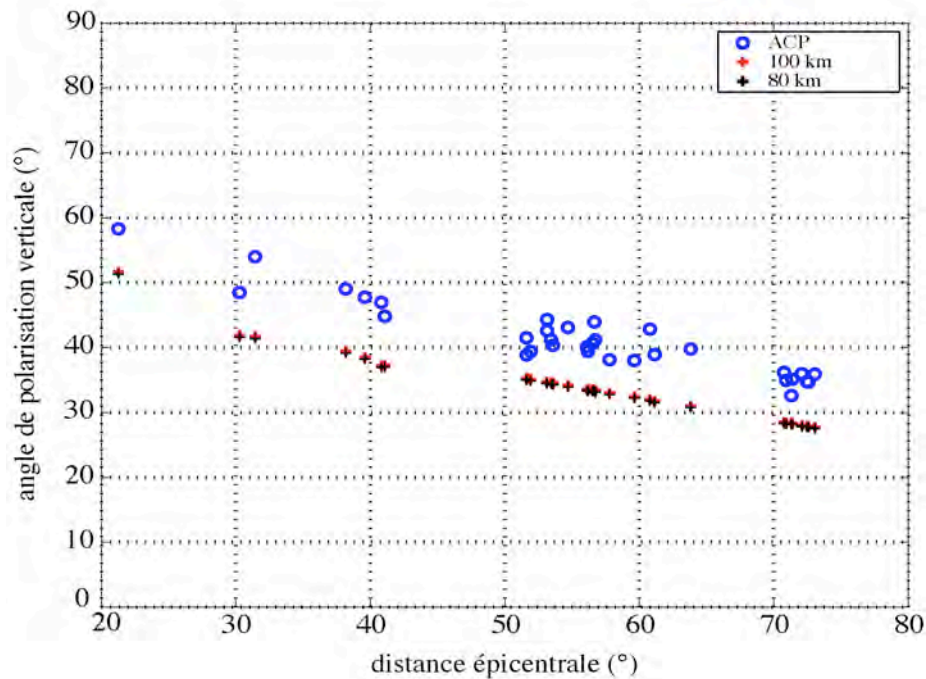


Fig. 58. Variation de l'angle de polarisation verticale mesuré à RKT (avec la méthode ACP) par rapport à la distance épacentrale (cercles bleus). Les croix représentent l'angle de polarisation verticale théorique.

La différence entre les angles théoriques pour des vitesses correspondant à des profondeurs de 80 km et 100 km est faible, cela s'explique par le fait que le coefficient de Poisson à 80 km est proche de celui à 100 km: respectivement 0.279 et 0.273. L'angle de polarisation verticale théorique à 100 km est légèrement plus élevé à 100 km qu'à 80 km car le coefficient de Poisson est plus faible à 100 km qu'à 80 km (Bokelmann, 1995).

L'angle de polarisation verticale mesuré ne correspond pas à l'angle d'incidence à cause de la conversion de l'onde P en onde SV à la surface. L'angle de polarisation verticale théorique est inférieur à l'angle de polarisation verticale mesuré. L'ajustement des mesures de l'angle de polarisation verticale par les valeurs théoriques en faisant varier le coefficient de Poisson procure des valeurs similaires à celles observées pour un coefficient de Poisson de 0.08. Cependant, une telle valeur du coefficient de Poisson est irréaliste car les valeurs du coefficient de Poisson sont en général comprises entre 0.2 et 0.3 au niveau de la lithosphère. En outre, l'anisotropie sismique du milieu crée également une déviation angulaire de la polarisation verticale qui dans le cas du monocristal d'olivine est entre  $0^\circ$  et  $11^\circ$  (Fig. 47). Il semble difficile de distinguer l'effet de l'anisotropie sismique et de la conversion de l'onde P sur l'angle de polarisation verticale.

#### 5.4.2b) PTCN, station installée à Pitcairn

La majorité des mesures de déviation de polarisation des ondes P se fait sur des événements possédant un angle d'incidence théorique compris entre  $24^\circ$  et  $42^\circ$  (Fig. 59).

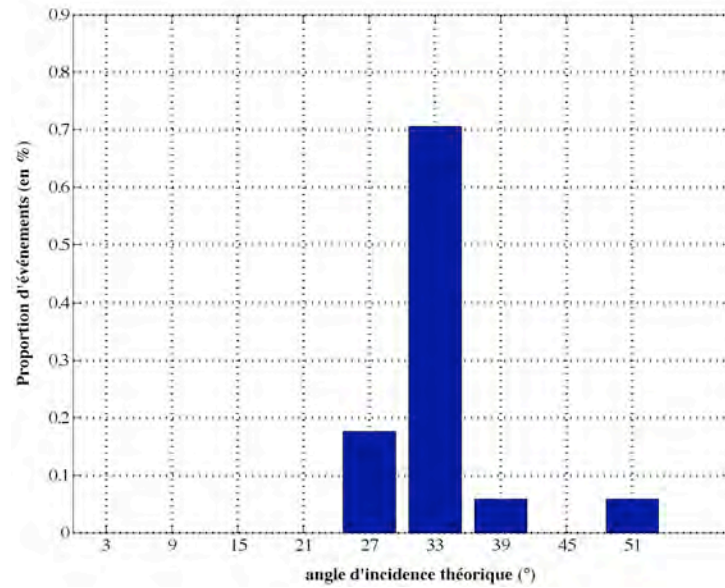


Fig. 59. Distribution des angles d'incidence théoriques pour les événements mesurés à PTCN.

La Fig. 60 représente les mesures de déviations angulaires de la direction de polarisation horizontale de l'onde P pour la station PTCN. Ces mesures sont obtenues avec la méthode ACP et la méthode géométrique.

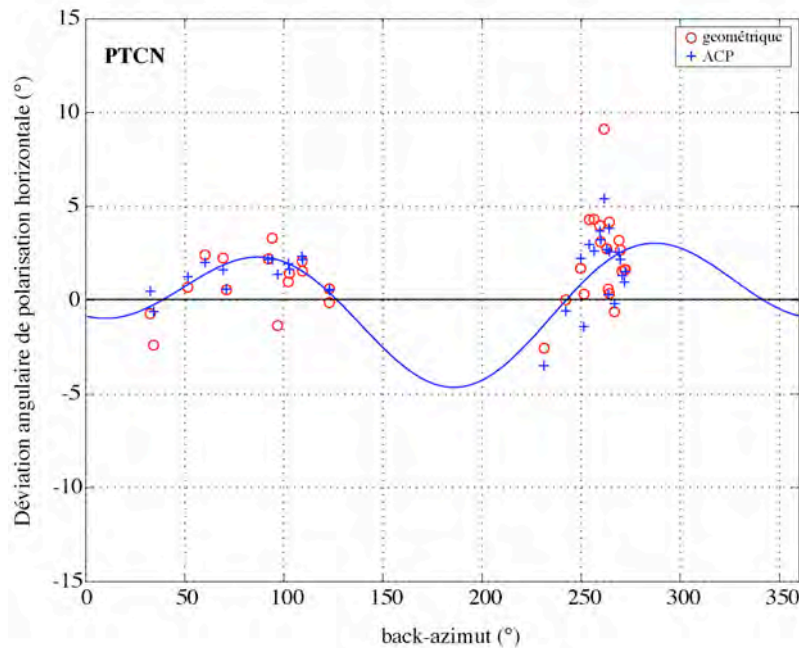


Fig. 60. Variations de la déviation angulaire de polarisation horizontale observée à la station PTCN avec la méthode géométrique (cercles) et avec la méthode ACP (croix). La courbe sinusoidale est ajustée aux mesures réalisées avec la méthode ACP.

La Fig. 61 représente la fonction sinusoidale permettant l'ajustement des médianes des familles de mesures obtenues par la méthode ACP. L'orientation de la direction rapide est déterminée à partir de cette fonction sinusoidale dans la méthode qualitative.



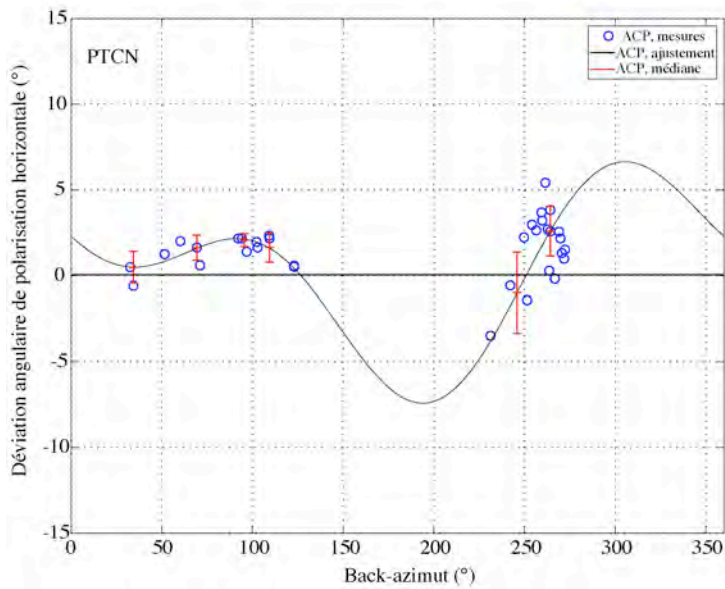


Fig. 61. Variation de la déviation angulaire de polarisation horizontale observée à PTCN par la méthode ACP (cercles bleus). La courbe représente la fonction sinusoïdale ajustée aux médianes (croix en rouge) des familles de mesures. Cette courbe permet la détermination de l'azimut de l'axe rapide avec la méthode qualitative.

La Fig. 62 montre une comparaison à la station PTCN des mesures de déviations de polarisation horizontale avec les déviations du modèle pétrophysique pour un monocristal d'olivine dont l'axe  $a$  est orienté selon les solutions des deux méthodes.

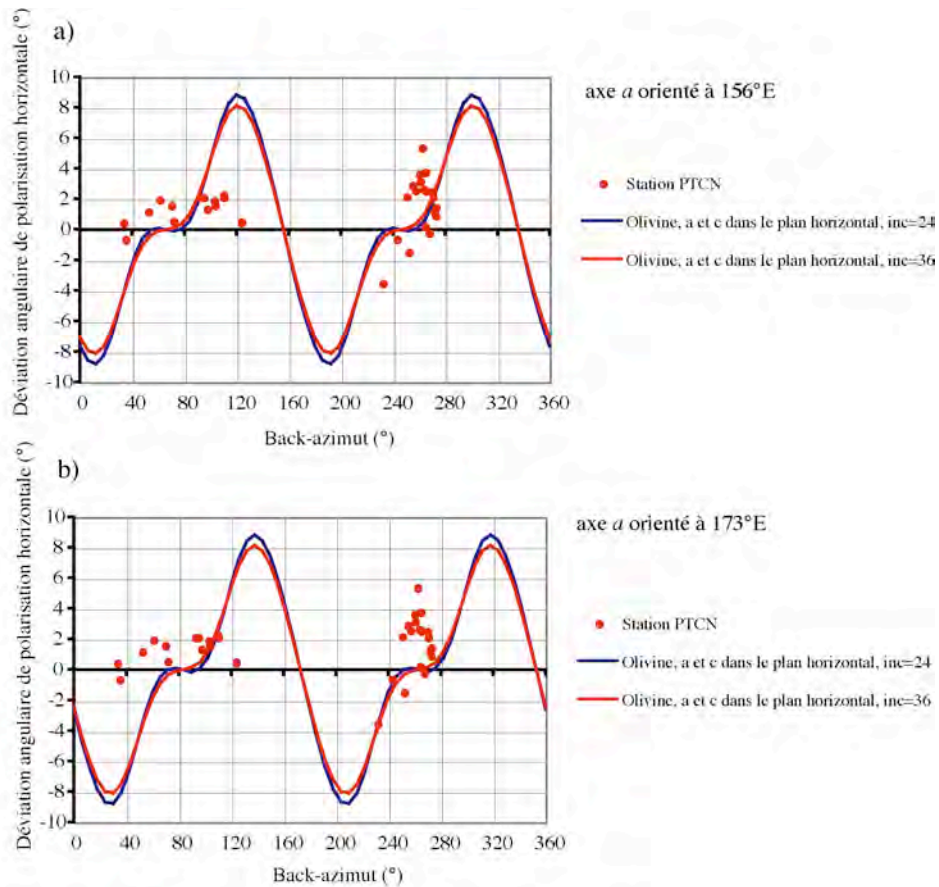


Fig. 62. Comparaison des observations sismologiques obtenues à PTCN avec les estimations du modèle pétrophysique pour l'olivine. a) L'axe  $a$  de l'olivine est orienté selon la solution de l'approche qualitative b) L'axe  $a$  est orienté selon la solution de la méthode quantitative. inc = angle d'incidence.



Le coefficient de corrélation  $R= 0.15$  pour la solution de la méthode qualitative et  $R=0.28$  pour la solution de la méthode proposée par Bokelmann (1995). De telles valeurs du coefficient de corrélation ne sont pas significatives.

Etant donné la faible couverture azimutale et le fait que la corrélation entre observations et modèles dans le plan horizontal est mauvaise nous ne testons pas la possibilité d'avoir un axe rapide incliné.

Les variations de l'angle de polarisation verticale sont représentées en fonction de la distance épacentrale (Fig. 63a) et en fonction du back azimuth des événements mesurés (Fig. 63b).

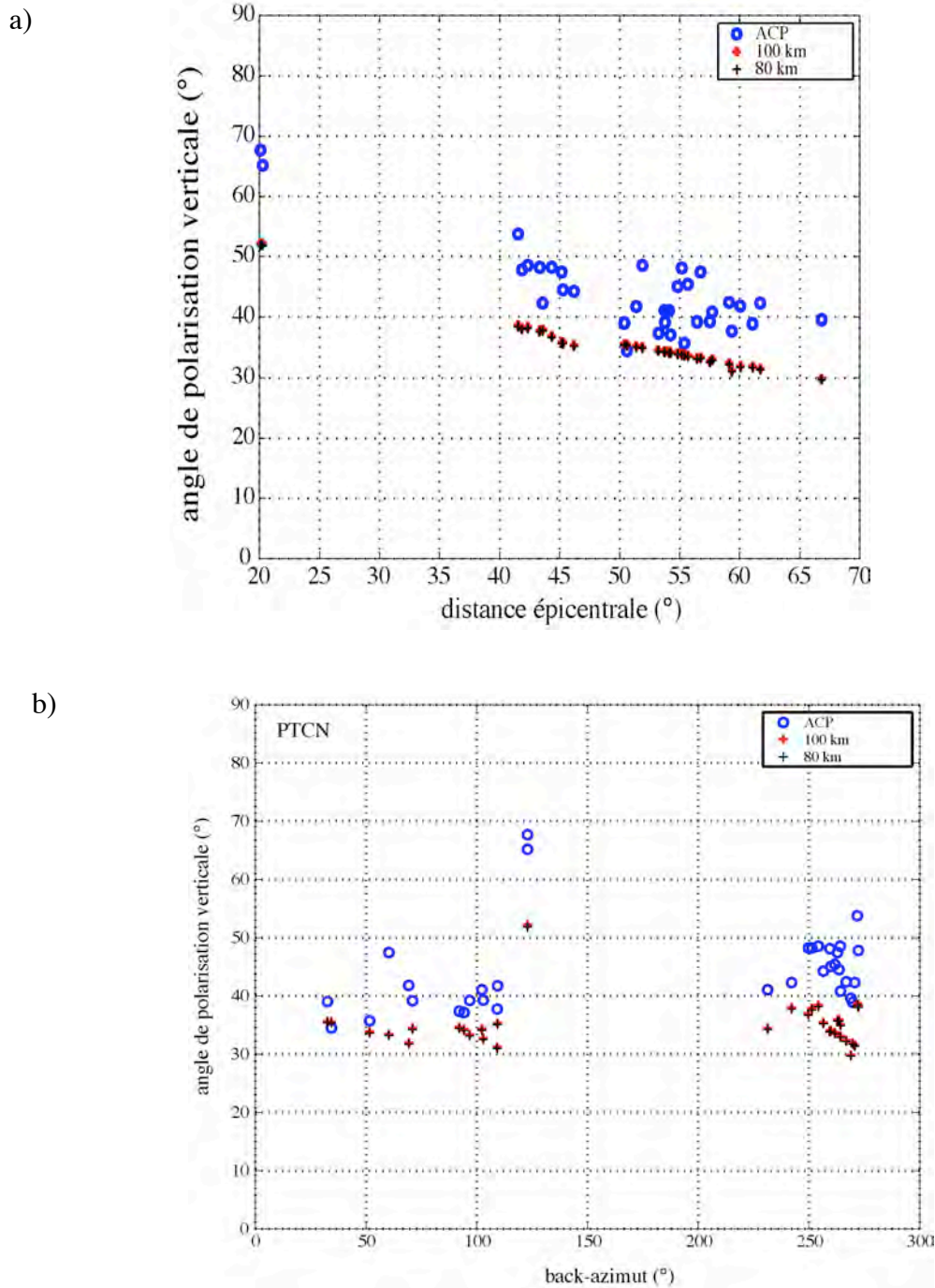


Fig. 63. Variations de l'angle de polarisation verticale, mesuré à la station PTCN en fonction de la distance épacentrale (a) et du back-azimut (b). Les croix représentent les valeurs théoriques.

La Fig. 63 montre que l'angle de polarisation verticale mesuré est supérieur d'environ  $10^\circ$  à l'angle de polarisation verticale théorique à PTCN pour les angles de polarisation verticale les plus élevés. Cette différence peut s'expliquer par le fait que nous n'avons pas réalisé une correction de surface suffisante, c'est-à-dire, que l'on n'a pas utilisé le coefficient de Poisson adéquat. Le coefficient de Poisson semble inférieur à celui utilisé dans le cadre de ce travail. En utilisant un coefficient de Poisson beaucoup plus faible, nous arrivons à obtenir des valeurs des angles de polarisation verticale proches de celles mesurées, mais cette valeur du coefficient de Poisson n'est pas réaliste.

La mauvaise couverture back azimuthale (Fig 63b) ne permet pas d'utiliser les variations de l'angle de polarisation verticale afin de pouvoir déterminer l'axe rapide.

#### 5.4.2c) PPT et PPTL, stations à Tahiti

La Fig. 64 représente la distribution des angles d'incidence théoriques pour les événements dont nous avons réalisé des mesures de déviation de la polarisation à PPT (Tahiti).

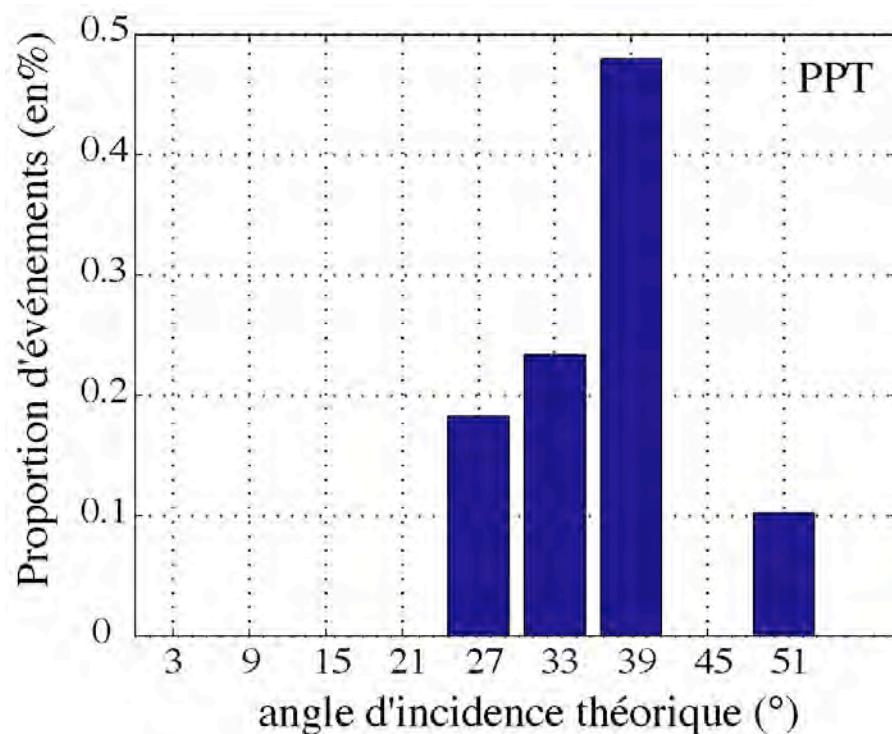


Fig. 64. Distribution des angles d'incidence théoriques pour les événements mesurés à PPT.

La majorité des événements mesurés possèdent un angle d'incidence théorique compris entre  $24^\circ$  et  $42^\circ$  à PPT.

La Fig. 65a montre 175 mesures de la déviation angulaire de polarisation horizontale de l'onde P, obtenues à la fois par la méthode ACP et par la méthode géométrique à PPT. Les variations de la déviation de polarisation horizontale, mesurées par la méthode ACP sont ajustées par une fonction sinusoïdale.

La solution de la méthode qualitative est déterminée à partir de la courbe sinusoïdale, ajustée aux médianes des familles de mesures obtenues par la méthode ACP à PPT.

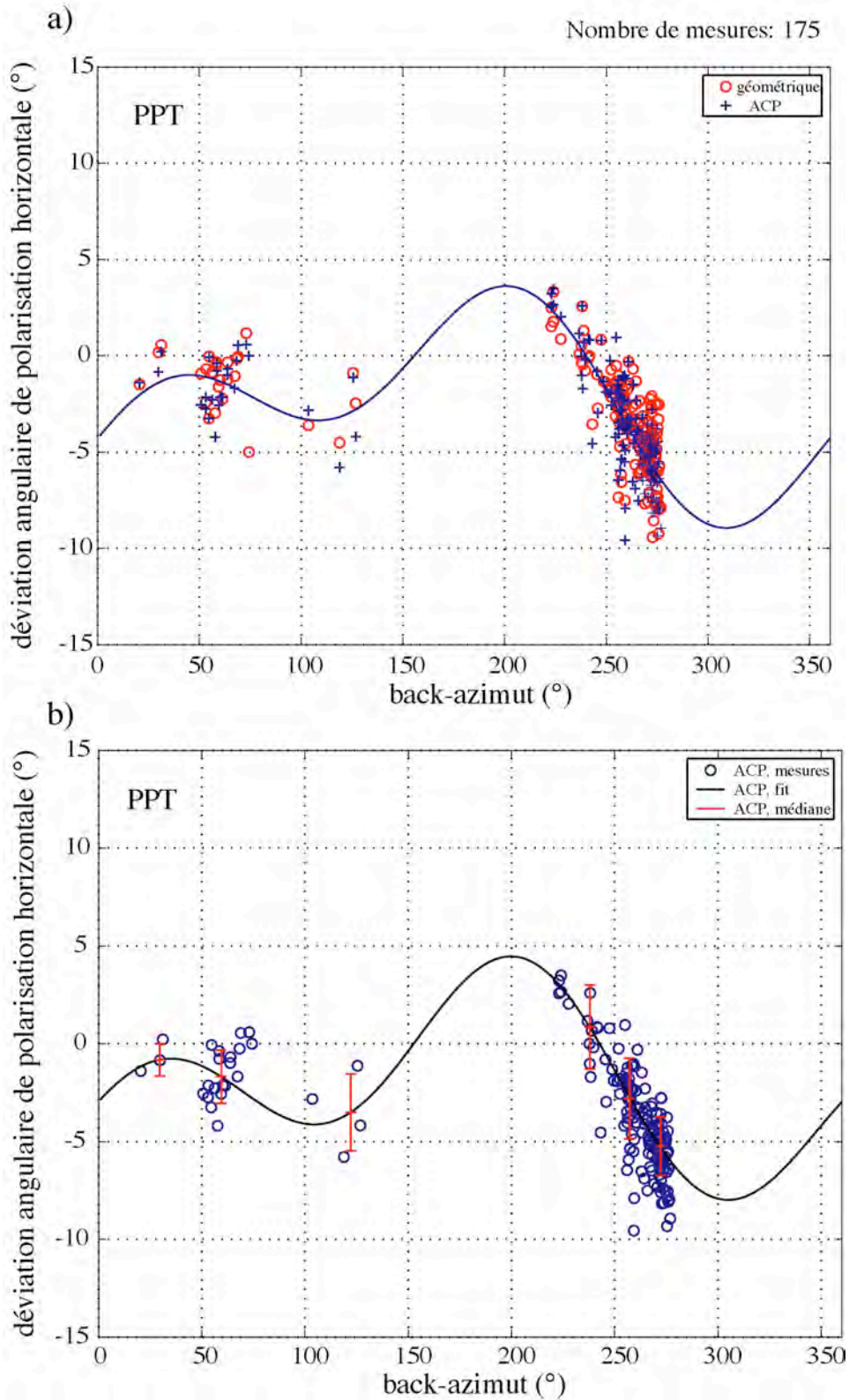


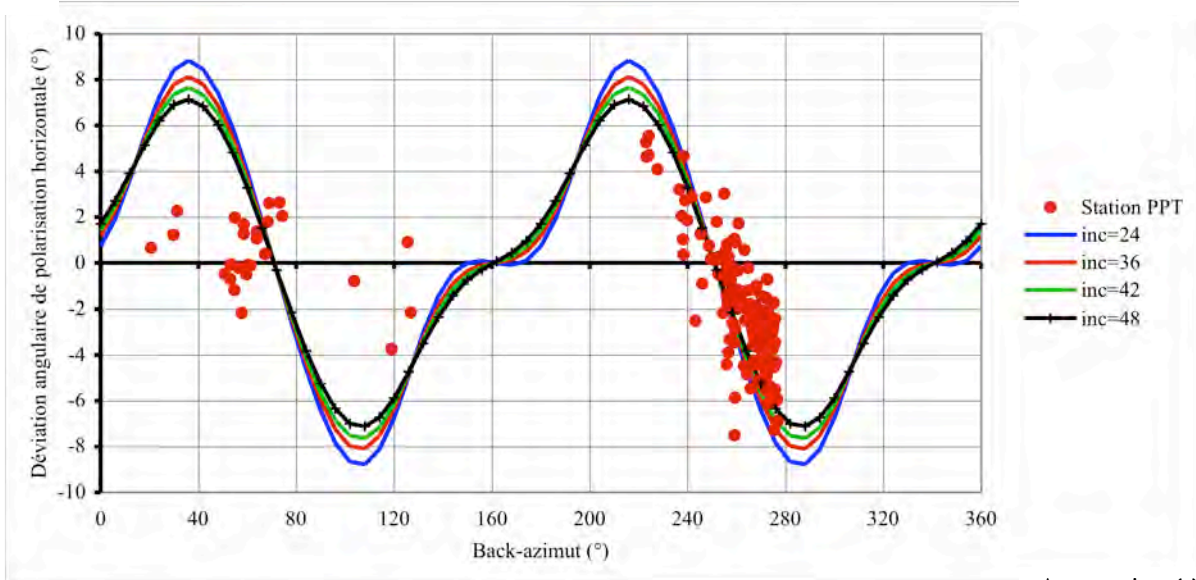
Fig. 65. Variations de la déviation angulaire de polarisation horizontale, observées par la méthode géométrique et par la méthode ACP. L'ajustement des mesures réalisées par la méthode ACP se fait grâce à la fonction sinusoidale proposée par Schulte-Pelkum et al. (2001).

La Fig. 66 compare l'ensemble des mesures de déviations de polarisation horizontale obtenues par la méthode ACP à PPT aux déviations de polarisation horizontale calculées en utilisant des modèles pétrophysiques pour l'olivine.

L'axe  $a$  de l'olivine est orienté selon la solution des deux méthodes: qualitative (A), et quantitative (B).

A)

Axe  $a$  orienté à 71°E



Axe  $a$  orienté à 47°E

B)

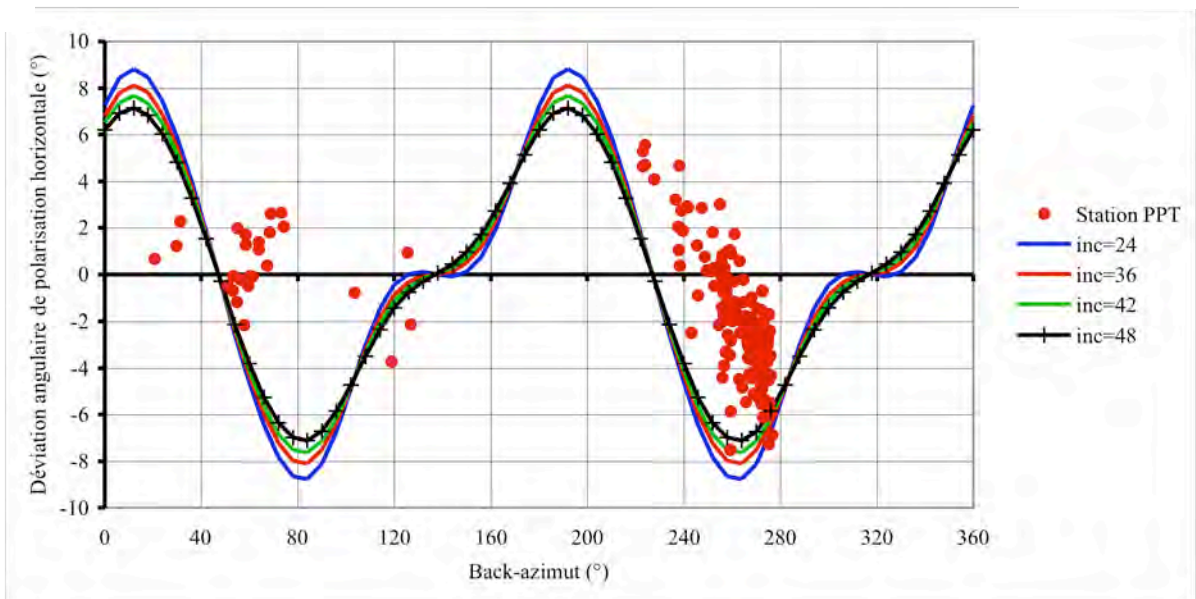


Fig. 66. Comparaison entre les mesures de déviations de polarisation horizontale à PPT et les estimations des modèles pétrophysiques pour le cristal d'olivine. L'axe  $a$  et l'axe  $c$  du monocristal sont fixés dans le plan horizontal. A) solution de l'approche qualitative, l'axe  $a$  est orienté à 71°E, B) solution de la méthode quantitative, l'axe  $a$  est orienté à 47°E. inc=angle d'incidence. Les observations réalisées à PPT sont corrigées par la mauvaise orientation du capteur.

Les Fig. 65 et 66 mettent en évidence la présence d'une anisotropie sismique importante latéralement au niveau de la station PPT (Tahiti).

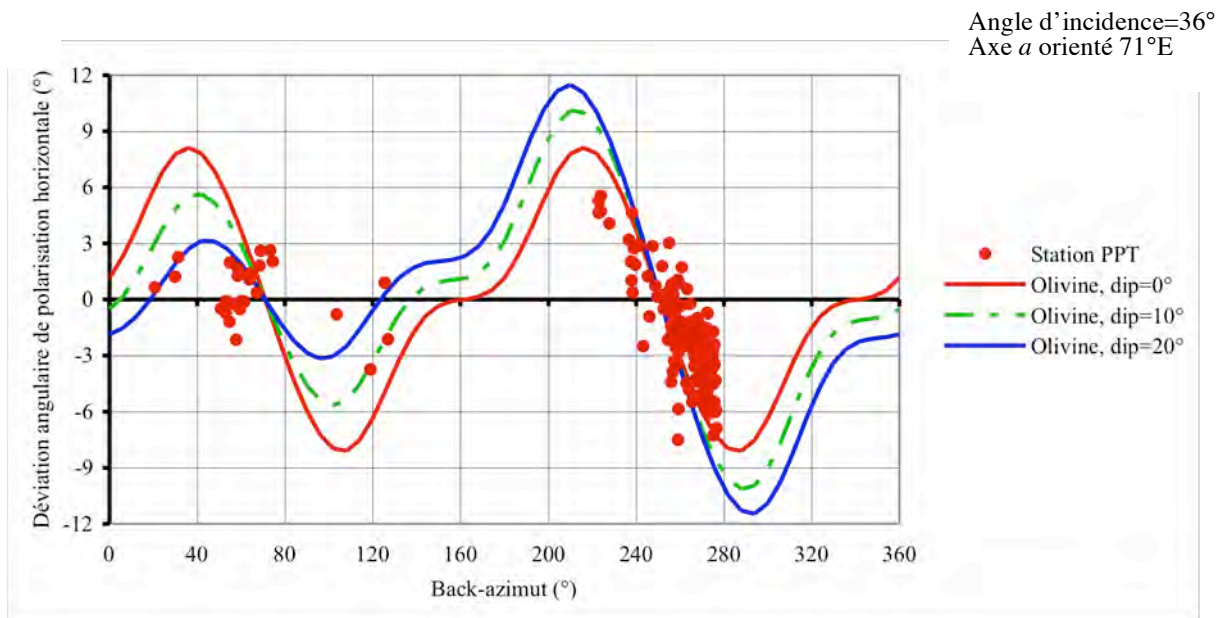
La meilleure solution est obtenue par la méthode qualitative lorsque l'axe  $a$  est dans le plan horizontal avec une orientation à 71°E. Le coefficient de corrélation est de 0.76 pour la



solution proposée par Schulte-Pelkum et al. (2001) alors qu'il est de 0.46 pour la méthode quantitative.

La figure suivante teste la possibilité d'avoir un axe  $a$  de l'olivine incliné sous la station. La meilleure solution est obtenue pour une inclinaison de  $20^\circ$ . Le coefficient de corrélation est 0.80 pour la méthode qualitative et 0.76 pour l'autre méthode. Cette faible différence des coefficients de corrélation ne permet ni de certifier ni d'infirmer la présence d'une anisotropie avec un axe  $a$  incliné sous Tahiti.

A)



B)

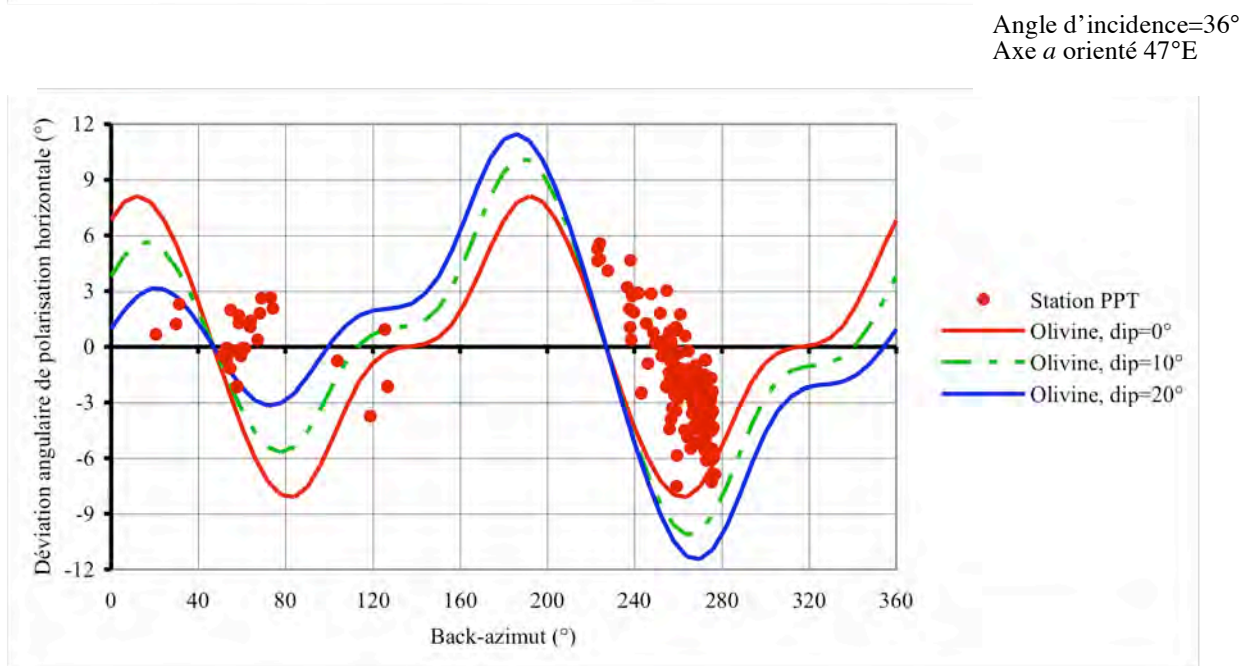


Fig. 67. Comparaison des mesures de déviations de polarisation horizontale avec les déviations de polarisation horizontale calculées par les modèles pétrophysiques pour un cristal d'olivine avec un axe  $a$  incliné. dip=inclinaison de l'axe  $a$  par rapport au plan horizontal. Les déviations de polarisation horizontale observées à PPT sont corrigées par la mauvaise orientation du capteur déduite de cette étude.



La Fig. 68 montre les variations de l'angle de polarisation verticale enregistré à PPT en fonction de la distance épacentrale et du back azimuth.

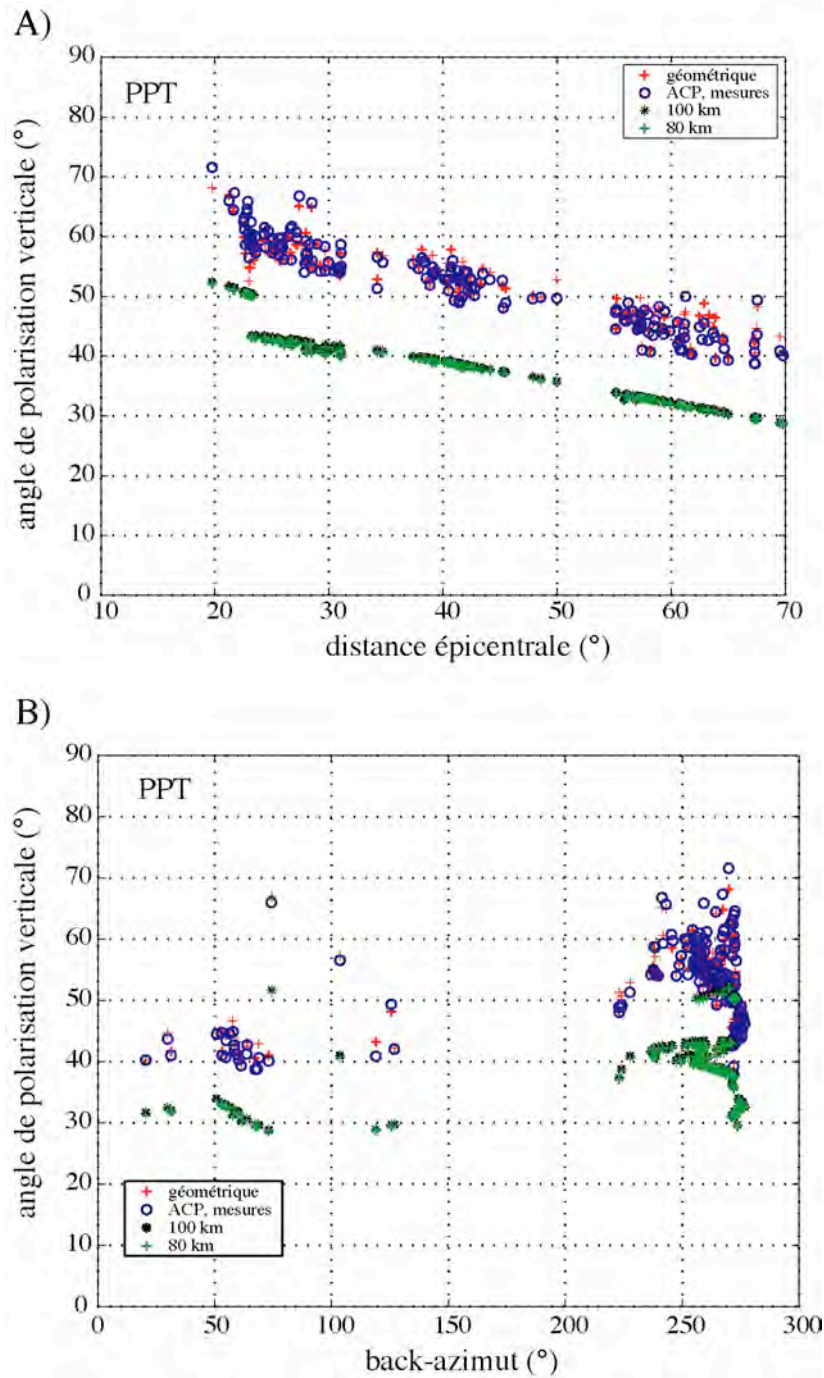


Fig. 68. Variations de l'angle de polarisation verticale, mesuré à PPT en fonction de la distance épacentrale (A) et du back azimuth (B).

L'angle de polarisation verticale est supérieur à l'angle de polarisation verticale théorique de l'ordre de  $10^\circ$ . Le manque d'observations entre  $100^\circ$  et  $220^\circ$  rend difficile l'identification de maxima (Fig. 68a). Cependant, il semble que l'angle de polarisation verticale mesuré soit maximal pour les back azimuths  $250^\circ$  et  $70^\circ$ . Cela pourrait être lié à l'anisotropie sismique du milieu avec un axe rapide orienté à  $70^\circ\text{E}$  (voir Fig. 47).

La Fig. 69 montre un stéréogramme des variations de déviations angulaires de polarisation horizontale en fonction du back azimuth et de l'angle d'incidence théorique.

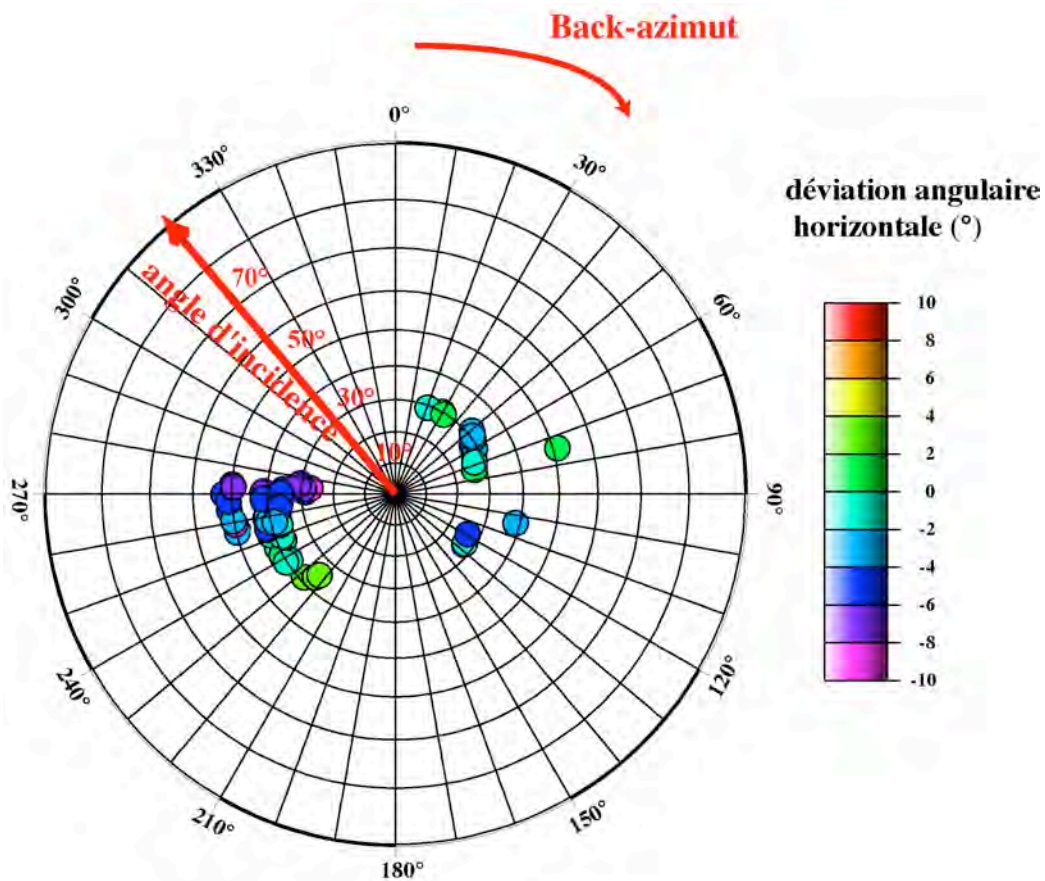


Fig. 69. Représentation stéréographique dans l'hémisphère inférieur des variations de la déviation angulaire de polarisation horizontale mesurée à PPT en fonction du back azimuth et de l'angle d'incidence théorique.

La Fig. 70 compare nos mesures de déviations angulaires de polarisation horizontale à PPT avec celles obtenues à PPTL par Gaucher (1994, rapport interne du CEA, non publié). Notez la très bonne corrélation.

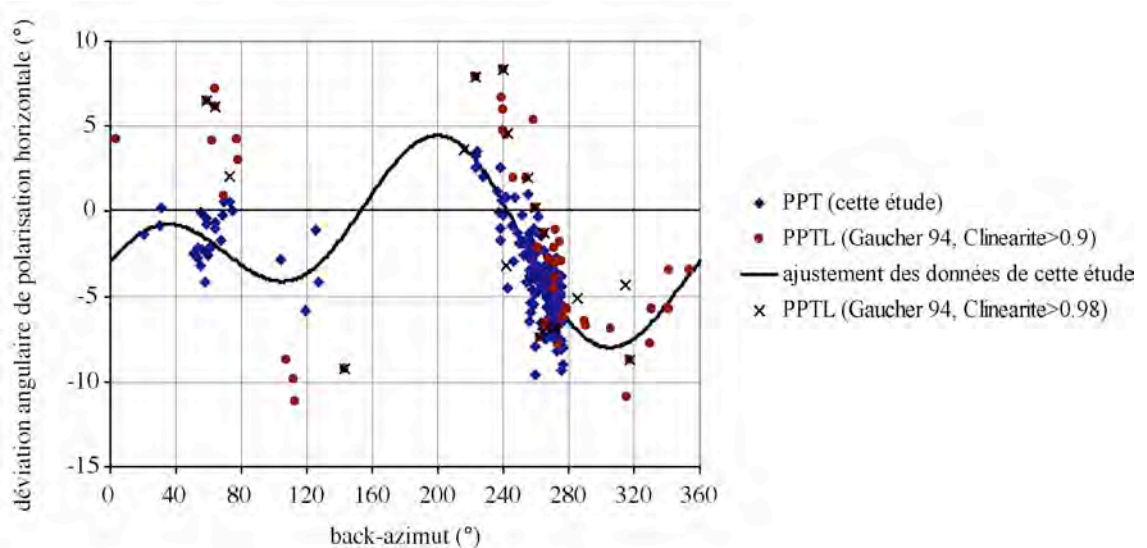


Fig. 70. Comparaison de nos mesures de déviations angulaires de polarisation horizontale avec les mesures de Gaucher (1994) à PPT et PPTL.

#### 5.4.2d) RAR, station à Rarotonga

La majorité des événements mesurés à RAR possèdent un angle d'incidence théorique compris entre 24° et 42° (Fig. 71).

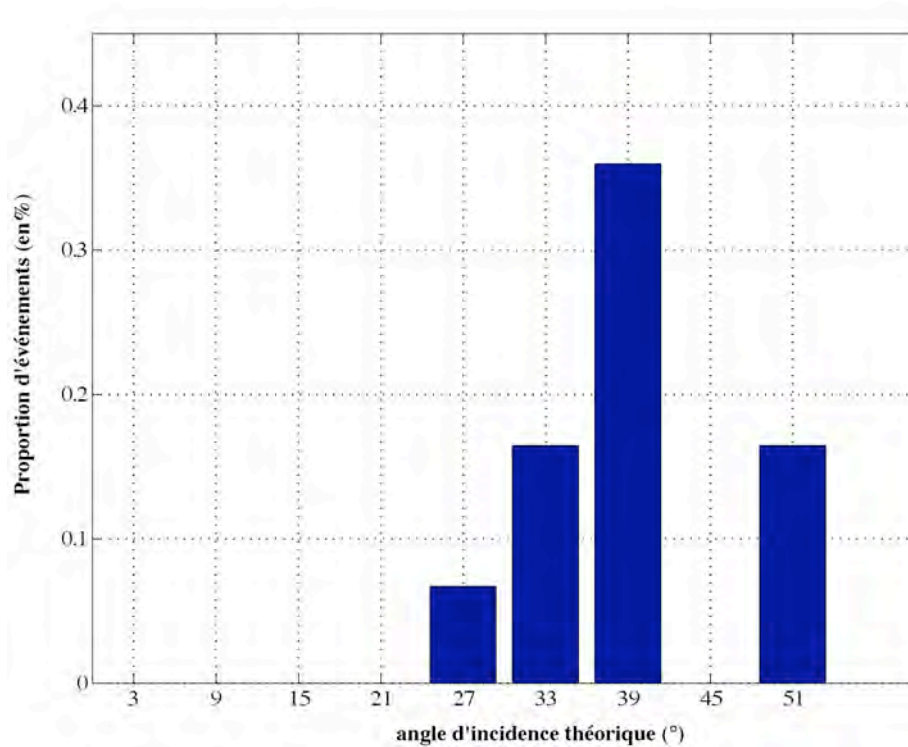


Fig. 71. Distribution des angles d'incidence théoriques des rais des tremblements de terre utilisés pour les mesures de déviations angulaires de polarisation à la station RAR.

La Fig. 72a montre les mesures de déviations de polarisation horizontale obtenues à RAR. Les trois droites horizontales correspondent à la déviation minimale, moyenne et maximale. Les variations de la déviation de polarisation horizontale ne semblent pas de manière claire suivre une relation du type sinusoïdal. Il semble que la majorité des points se répartisse de part et d'autre de la moyenne des déviations sans suivre une dépendance particulière envers les back azimuths des événements. La mauvaise orientation du capteur est de 1.52°. L'axe vertical correspond à la médiane des back azimuths des événements utilisés.

La détermination de l'orientation de l'axe rapide par la méthode qualitative est obtenue à partir de l'ajustement par une fonction sinusoïdale des médianes (Fig. 72b) des familles de mesures de déviations angulaires de polarisation horizontale obtenues par la méthode ACP.

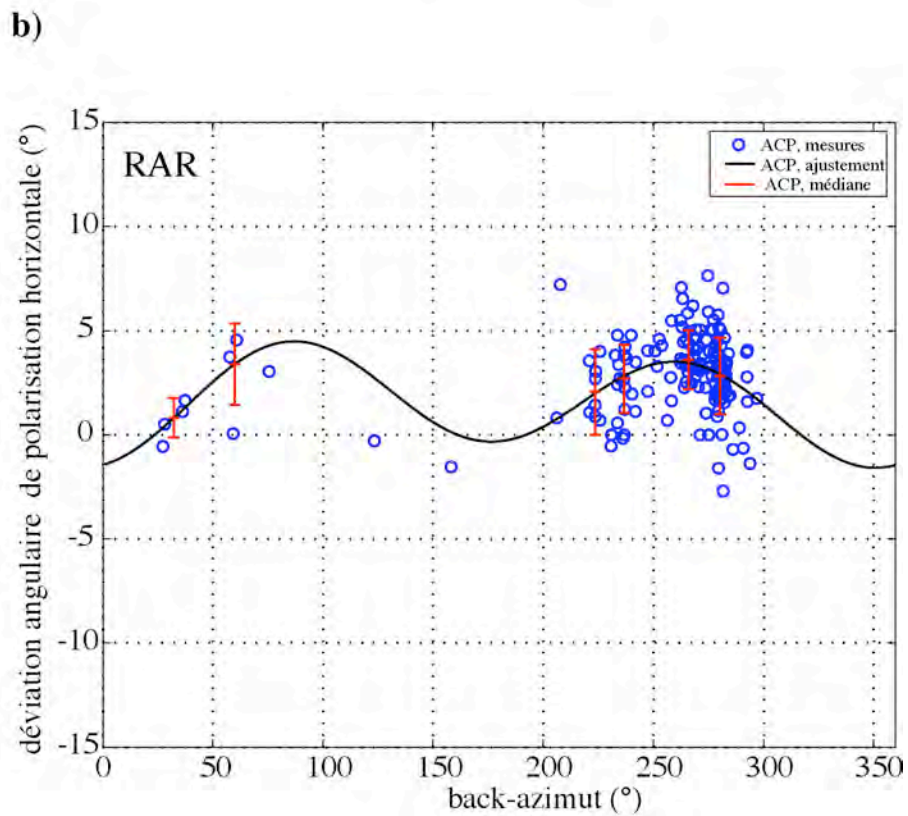
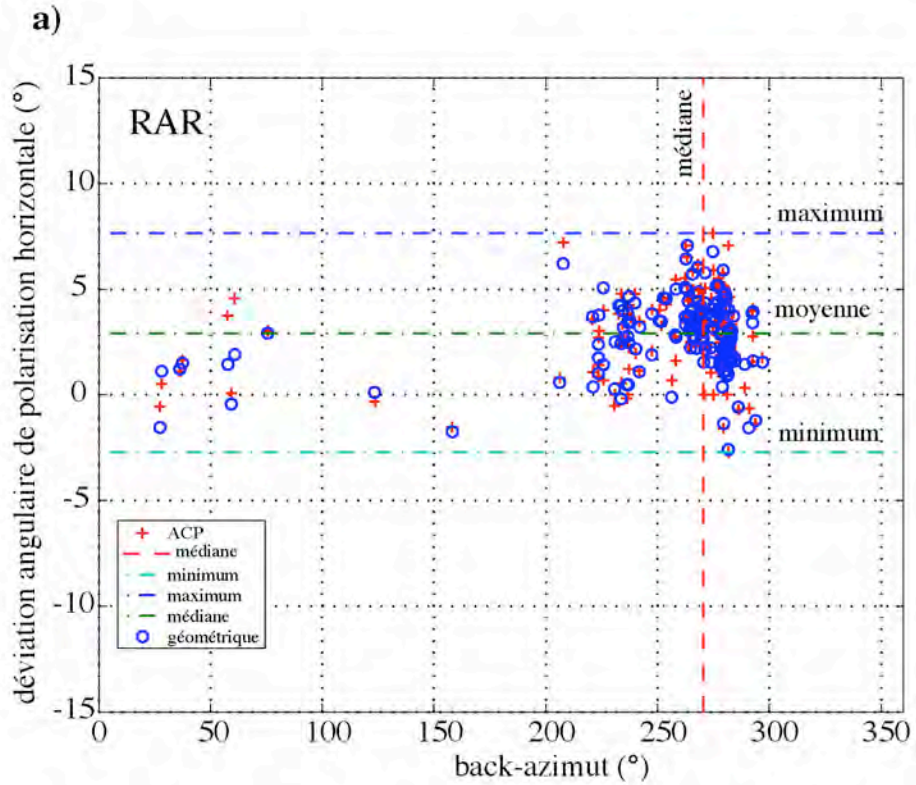
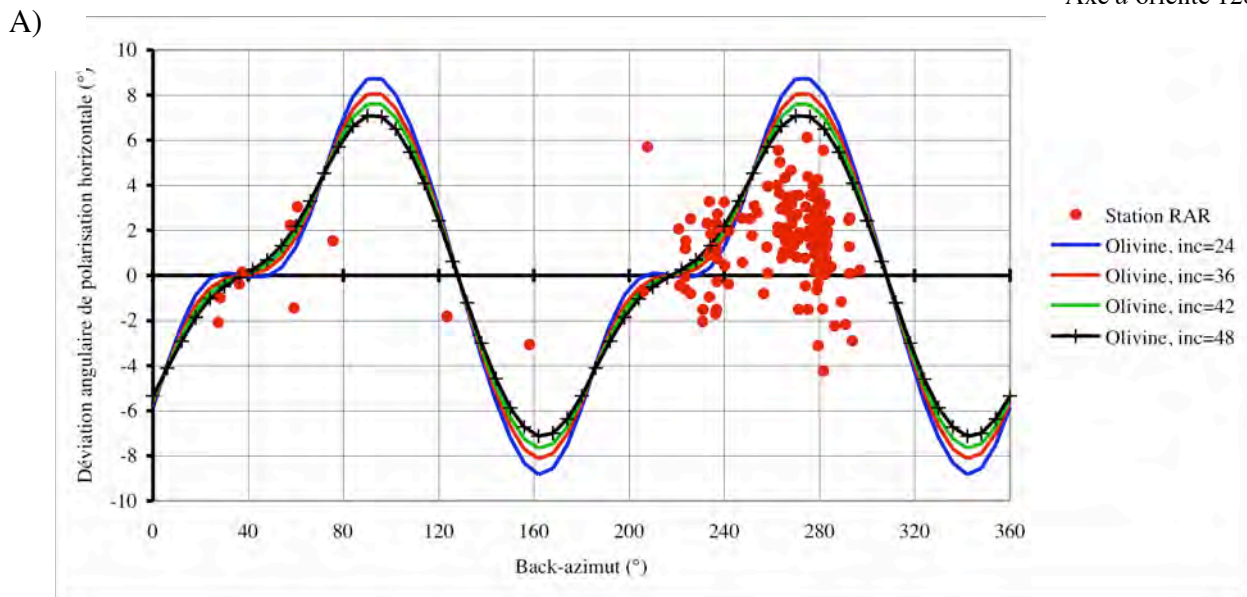


Fig. 72. a) Variations de la déviation angulaire de polarisation horizontale, mesurées, à RAR par la méthode géométrique et par la méthode ACP. b) Les données obtenues par la méthode ACP sont ajustées par la fonction sinusoidale proposée par Schulte-Pelkum et al. (2001)



La Fig. 73 compare les mesures de déviations de polarisation horizontale à la station RAR aux déviations de polarisation calculées pour le monocristal d'olivine. L'axe  $a$  de l'olivine est orienté respectivement selon la solution de la méthode qualitative (Fig. 73A) et quantitative (Fig. 73B).

Axe  $a$  orienté 128°E



B)

Axe  $a$  orienté 87°E

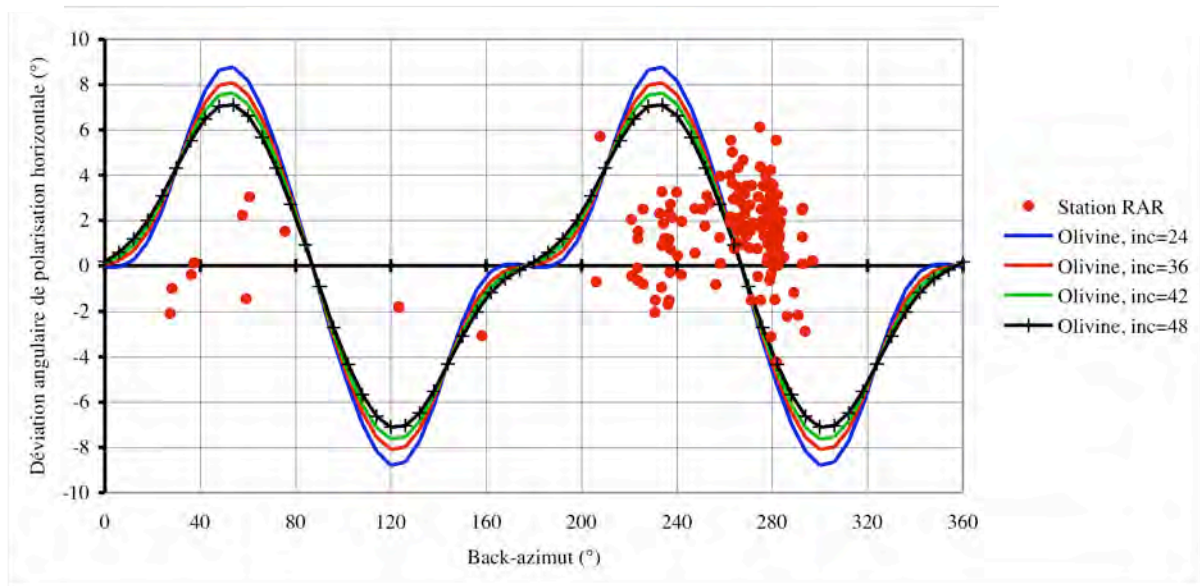


Fig. 73. Comparaison entre mesures de déviations de polarisation horizontale à RAR et les déviations dans l'olivine calculées à partir du modèle pétrophysique. A) solution de la méthode qualitative, B) solution de l'approche quantitative. L'axe  $a$  et l'axe  $c$  de l'olivine sont dans le plan horizontal. inc=angle d'incidence.

Le coefficient de corrélation  $R=0.31$  pour la solution de la méthode proposée par Schulte-Pelkum et al. (2001) et  $R \approx 0$  pour la solution de l'analyse quantitative.

Nous ne testons pas la présence d'un axe rapide incliné étant donné qu'une telle dispersion des mesures nous empêche d'obtenir une solution fiable dans le plan horizontal.



La Fig. 74 montre les variations de l'angle de polarisation verticale en fonction de la distance épacentrale et du back azimuth. L'angle de polarisation verticale observé est en général supérieur de l'ordre de  $10^\circ$  à l'angle de polarisation verticale théorique.

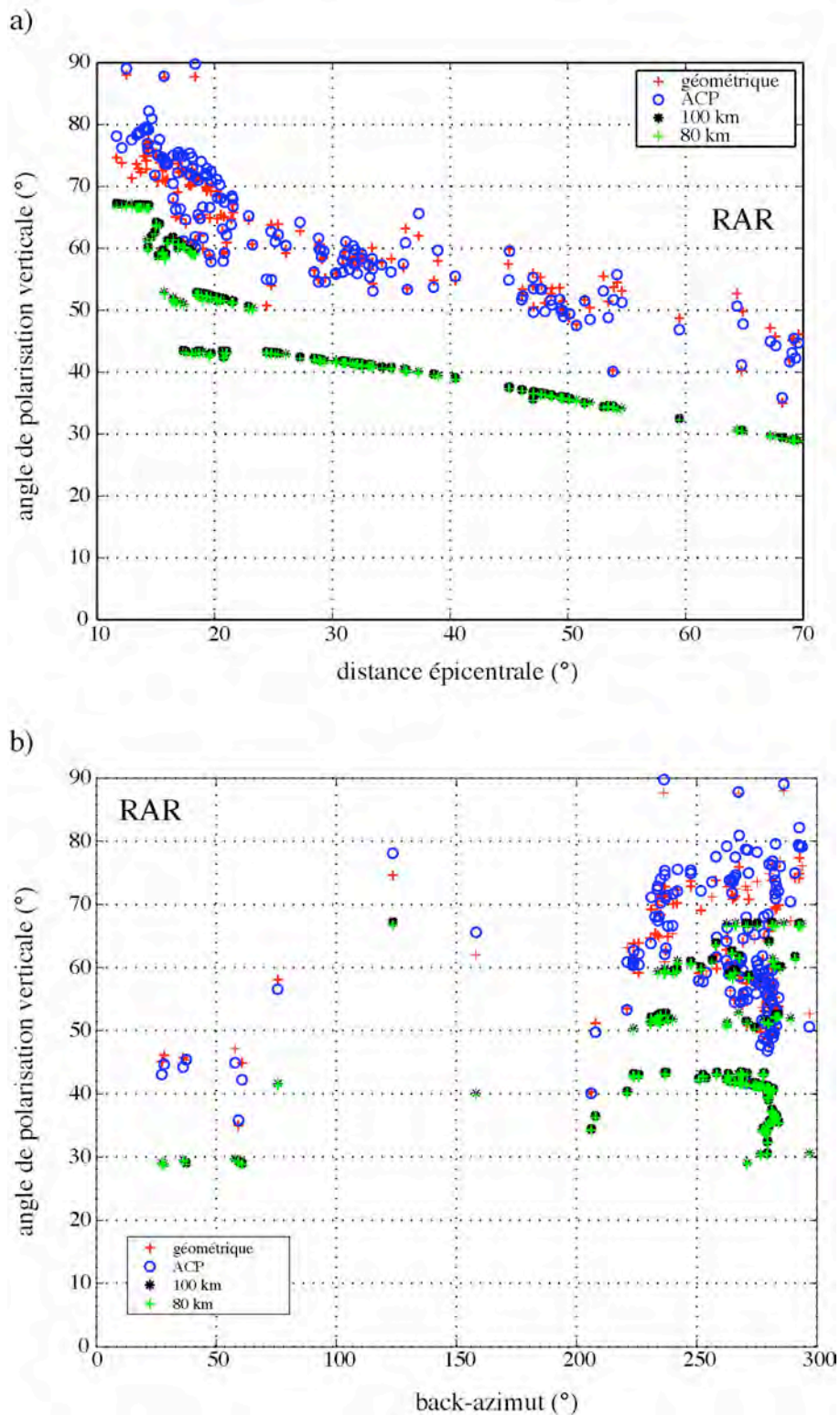


Fig. 74. Variations de l'angle de polarisation verticale, mesuré et théorique à la station RAR en fonction de la distance épacentrale (a) et du back azimuth (b).

L'angle de polarisation verticale mesuré est en général supérieur de  $10^\circ$  à l'angle de polarisation verticale théorique.

Les variations de la déviation angulaire de polarisation horizontale qui sont mesurées à la station RAR sont représentées en fonction du back azimuth et de l'angle d'incidence théorique à la Fig. 75.

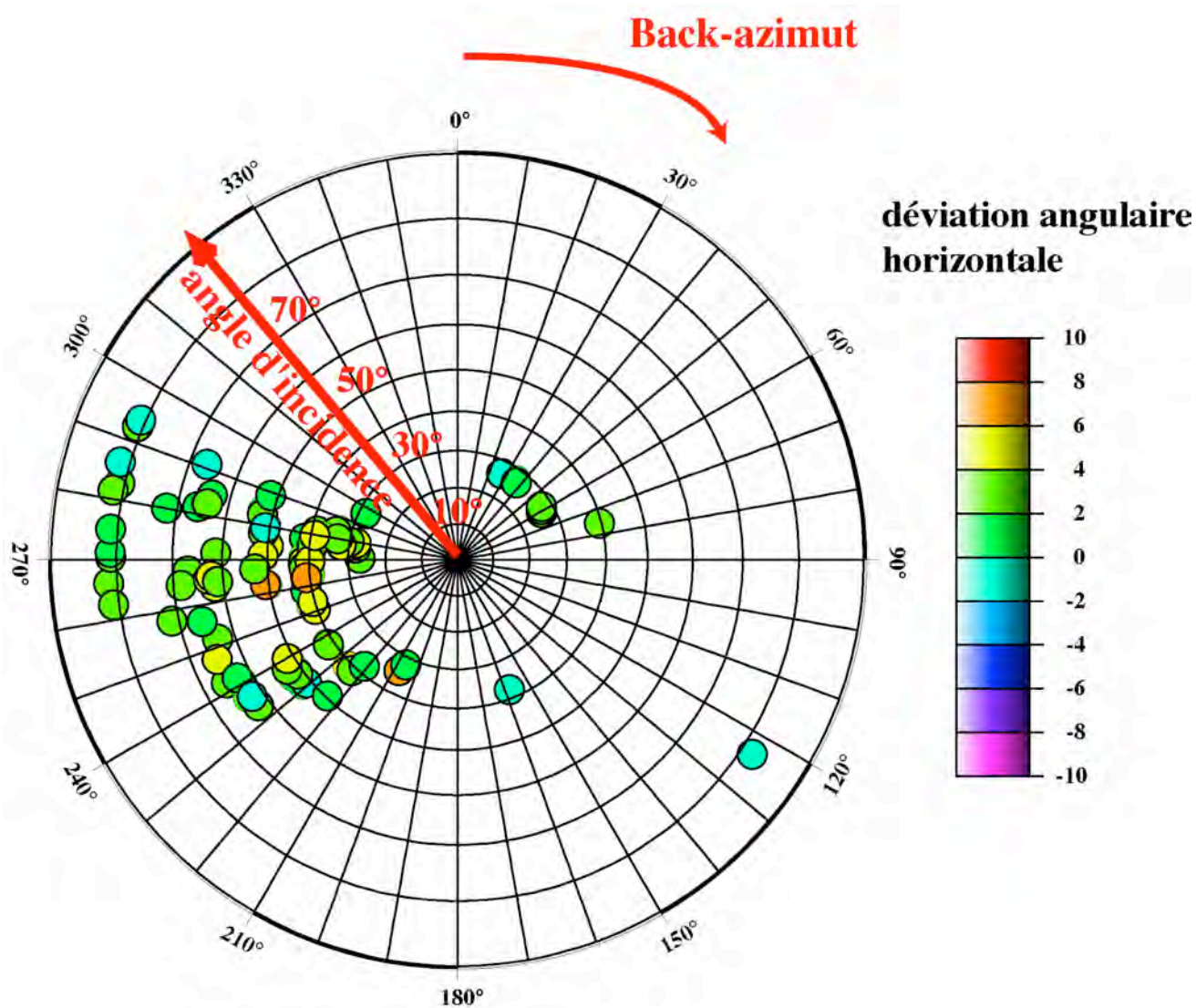


Fig. 75. Représentation stéréographique dans l'hémisphère inférieur des variations de la déviation angulaire de polarisation horizontale en fonction du back azimuth et de l'angle d'incidence.

## 5.5) Discussion

### 5.5.1) Comparaison avec les propriétés des nodules de péridotites de Polynésie française

Les Fig. 76, 77, 78, et 79 comparent nos mesures de déviations de polarisation horizontale aux différentes stations avec les résultats de modèles pétrophysiques.

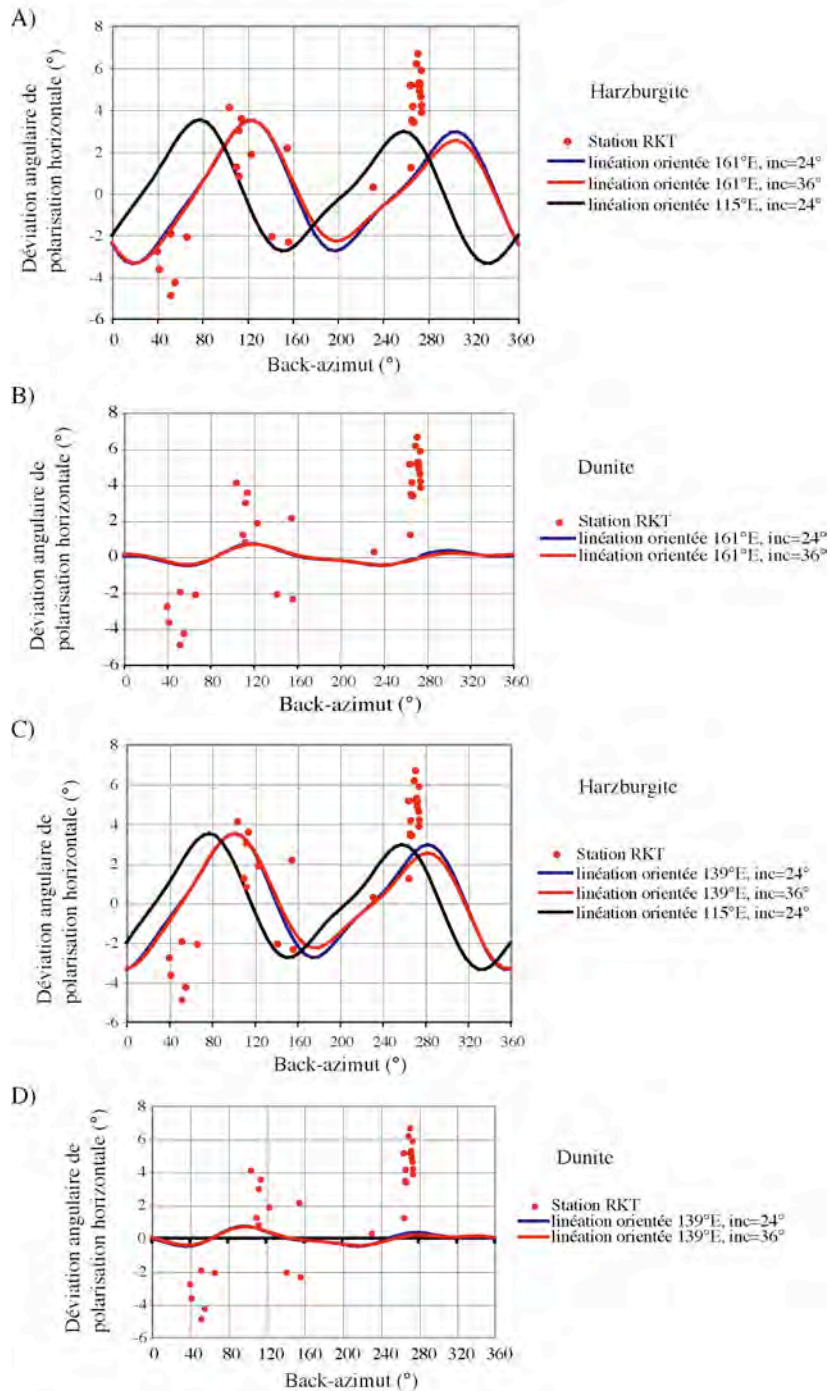


Fig. 76. A) et B) comparaison des déviations de polarisation horizontale prédites pour une harzburgite et une dunite avec les déviations observées à RKT. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode qualitative, et selon la direction du MPP (mouvement actuel de la plaque Pacifique). C) et D) comparaison des déviations de polarisation horizontale calculées pour une harzburgite et une dunite avec les déviations de polarisation horizontale observées à RKT. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode quantitative, et selon la direction du MPP. La foliation est horizontale.



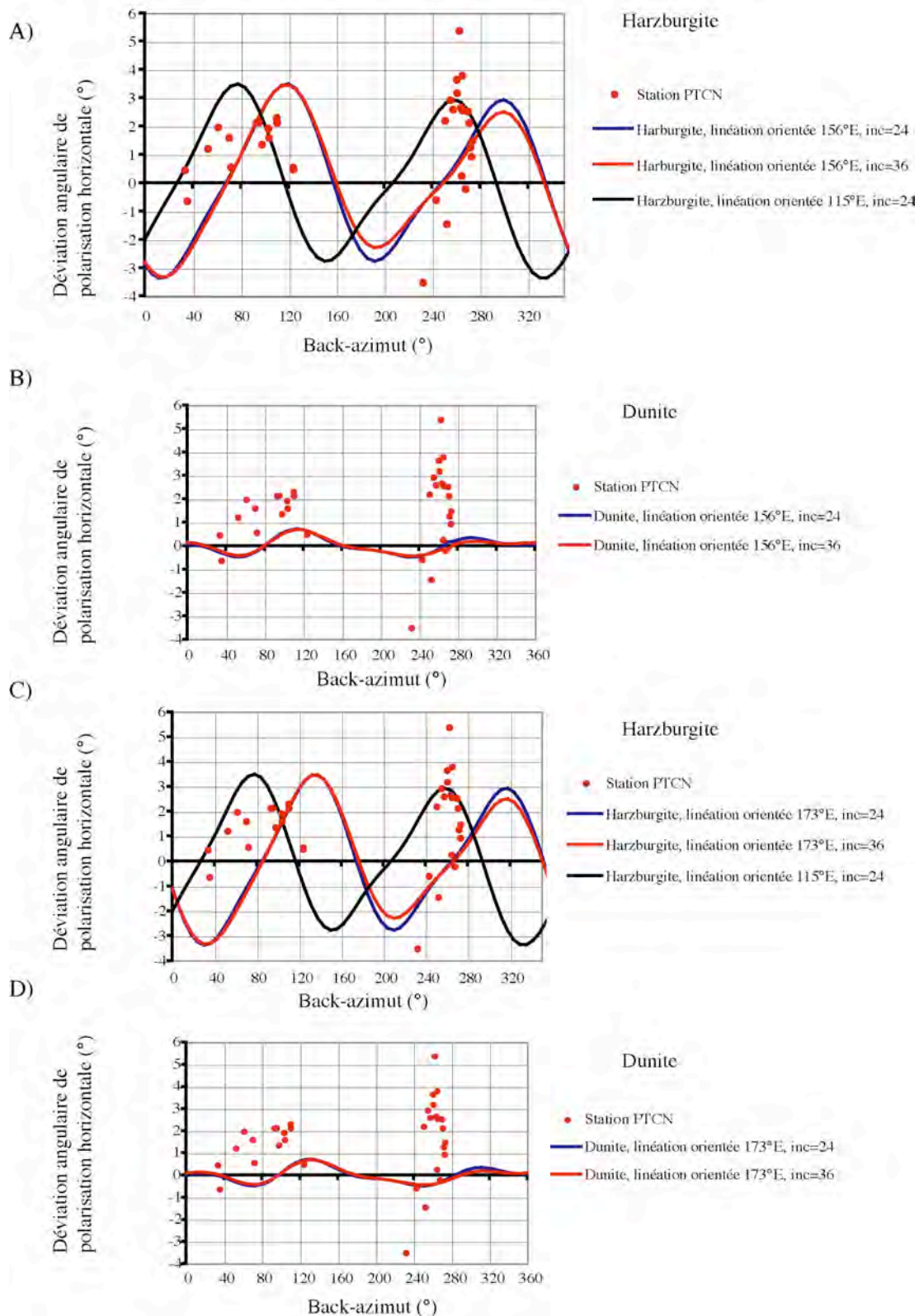


Fig. 77. A) et B) comparaison des déviations angulaires de polarisation horizontale calculées pour une harzburgite et une dunite avec les déviations de polarisation horizontale observées à PTCN. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode qualitative, et selon la direction du MPP (mouvement actuel de la plaque Pacifique). C) et D) comparaison des déviations de polarisation horizontale prédites pour une harzburgite et une dunite avec les déviations de polarisation observées à PTCN. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode quantitative, et selon la direction du MPP (115°E). La foliation est horizontale.

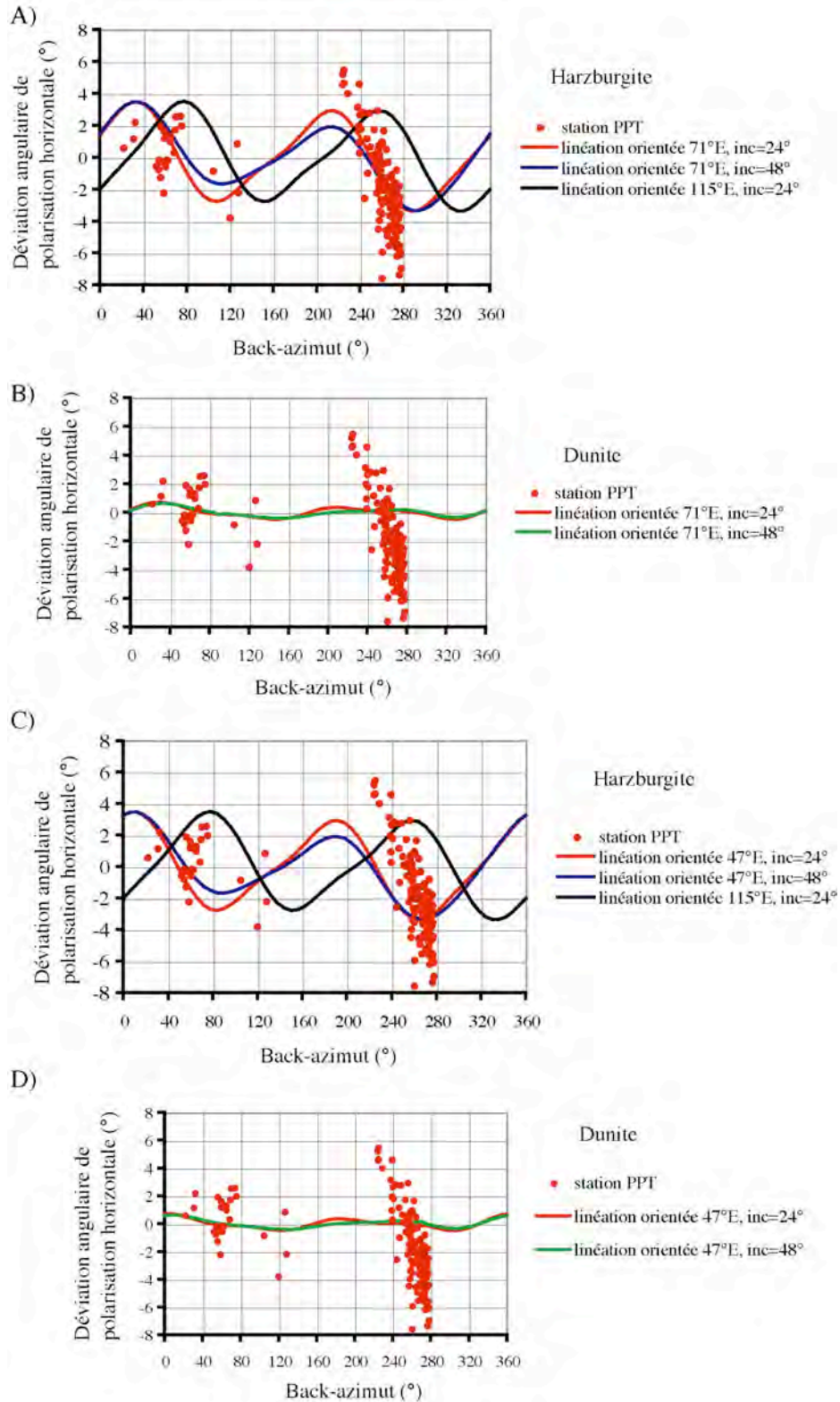


Fig. 78. A) et B) comparaison des déviations de polarisation horizontale prédites pour une harzburgite et une dunite avec les déviations de polarisation horizontale observées à PPT. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode qualitative, et selon la direction du MPP (mouvement actuel de la plaque Pacifique). C) et D) comparaison des déviations angulaires de polarisation horizontale calculées pour une harzburgite et une dunite avec les déviations de polarisation observées à PPT. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode quantitative, et selon la direction du MPP (115°E). La foliation est horizontale.



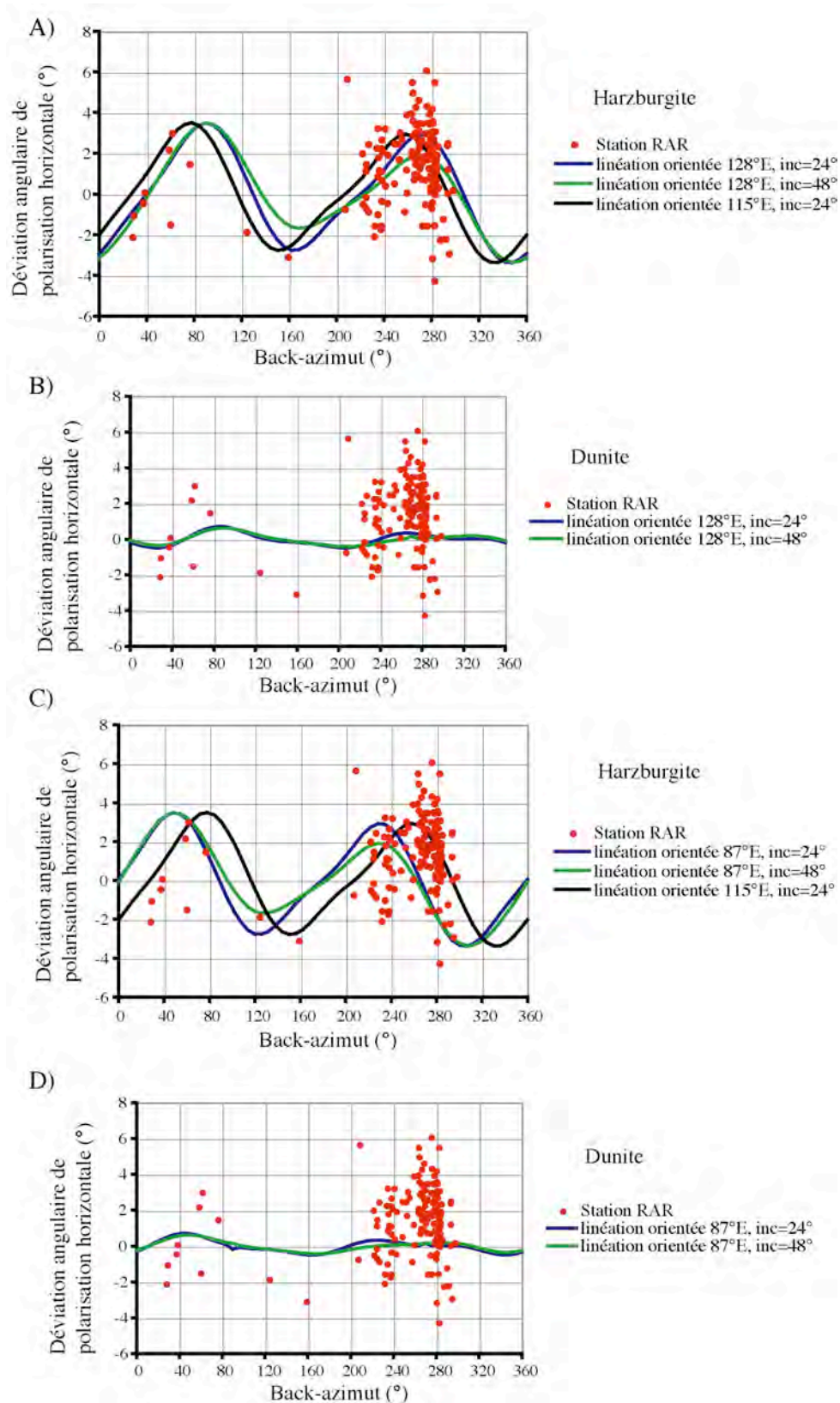


Fig. 79. A) et B) comparaison des déviations de polarisation horizontale prédites pour une harzburgite et une dunite avec les déviations de polarisation horizontale observées à RAR. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode qualitative, et selon la direction du MPP (mouvement actuel de la plaque Pacifique). C) et D) comparaison des déviations de polarisation horizontale calculées pour une harzburgite et une dunite avec les déviations de polarisation horizontale observées à RAR. La linéation est orientée selon la direction obtenue par la méthode quantitative, et selon la direction du MPP (115°E). La foliation est horizontale.

### 5.5.2) Interprétation

Les résultats de l'analyse qualitative en ajustant la fonction proposée par Schulte-Pelkum et al. (2001) sont résumés dans le Tableau 8.

Station	Azimut de l'axe rapide (°E)	Mauvaise orientation (°W)	Amplitude de l'anomalie (sans unité)
RKT	161.49	1.21	5.46
PTCN	156.41	0.28	3.53
PPT	71.08	-2.05	3.77
RAR	128.44	1.52	2.46

Tableau 8. Synthèse des résultats obtenus par la méthode qualitative.

Le Tableau 9 donne les résultats de l'analyse quantitative en ajustant la fonction proposée par Bokelmann (1995) avec les constantes élastiques du monocristal d'olivine, d'une dunité et d'une harzburgite.

Station	Azimut de l'axe rapide (°E)
RKT	139
PTCN	173
PPT	47
RAR	87

Tableau 9. Résultats de l'analyse quantitative.

Le coefficient de corrélation nous permet de discriminer pour chaque station la meilleure méthode (Tableau 10).

Station	R avec la méthode qualitative	R avec la méthode quantitative
RKT	0.28	0.73
PTCN	0.15	0.28
PPT	0.76	0.46
RAR	0.31	0

Tableau 10. Coefficient de corrélation (R) entre les mesures de déviations de polarisation horizontale et les estimations des modèles pétrophysiques.

La méthode quantitative (Bokelmann, 1995) est une méthode qui utilise à la fois la polarisation horizontale et la polarisation verticale pour déterminer l'axe rapide du milieu. Elle utilise pour la résolution du problème une expression exacte pour les milieux transverses isotropes. Cette méthode ne sera donc pas correcte pour les milieux plus complexes, avec une symétrie triclinique. L'approche qualitative (Schulte-Pelkum et al., 2001) propose, elle, d'ajuster uniquement les déviations de polarisation horizontale à partir d'une fonction sinusoïdale. Les termes de cette fonction proviennent de l'observation de différentes études sismologiques (e.g., Schulte-Pelkum et al., 2001) et de la démonstration de Backus (1965). La fonction d'ajustement suppose que la déviation de polarisation horizontale observée soit la somme de trois contributions: mauvaise orientation du capteur, anisotropie sismique, inclinaison du Moho ou de l'axe de symétrie.

#### Rikitea, station RKTL

Les composantes du sismographe semblent mal orientées d'environ 1.2° vers l'ouest.

La direction de l'axe rapide obtenue à RKT par la méthode quantitative est plus fiable que celle déterminée par la méthode qualitative car le coefficient de corrélation est beaucoup plus fort (0.73 au lieu de 0.28). L'orientation de l'axe rapide: 139°E est proche de la direction trouvée par l'étude des ondes SKS (Fontaine et al. 2002): 54°W (126°E) et de la direction de l'alignement Gambier-Pitcairn: 112°. C'est également proche de la direction de déplacement absolu de la plaque Pacifique: 65°W (115°E). Schulte-Pelkum et al. (2001) avaient déjà observé que les directions obtenues par l'étude des ondes SKS et par l'analyse des déviations de polarisation horizontale des ondes P étaient similaires en général. Par exemple à RPN, ils avaient obtenu une direction similaire à celle obtenue par l'analyse du déphasage des ondes SKS par Wolfe et Silver (1998). Cette direction est confirmée par notre étude des ondes SKS. La direction rapide, déduite à Rikitea (RKT) par la polarisation des ondes P est compatible avec un processus de fluage mantellique lié au déplacement de la plaque Pacifique. Cette structure peut représenter l'asthénosphère qui se déforme actuellement sous la plaque, mais aussi une partie de la lithosphère qui a intégré, au fur et à mesure de son refroidissement, les structures pénétratives de l'asthénosphère sous-jacente.

### **Tahiti, stations PPT et PPTL**

Les composantes Nord et Est de PPT sont orientées N05°E et N95°E, selon GEOSCOPE. J'en ai tenu compte dans mon analyse de la polarisation des ondes P. La valeur obtenue pour la mauvaise orientation du capteur à partir des mesures de déviations de polarisation horizontale à PPT est +7° vers l'Est par rapport au repère géographique (i.e les composantes du capteur sont orientées N07°E et N97°E). J'ai pris en considération la mauvaise orientation du capteur de PPT de +5° vers l'Est au départ. A partir de l'analyse de la polarisation de l'onde P avec les données corrigées par la valeur de 5° proposée par GEOSCOPE, on obtient une mauvaise orientation de 2° vers l'Est. Laske et al. (1994) ont observé une anomalie moyenne de la polarisation de l'onde de Rayleigh de -10.9° et -9.2° pour l'onde de Love. Nous proposons donc, ici, une orientation des composantes du capteur de PPT, intermédiaire entre la direction proposée par GEOSCOPE et la direction suggérée par les mesures de polarisation des ondes de surface. De plus, en ne considérant pas les données corrigées par la valeur de la mauvaise orientation proposée par GEOSCOPE mais en les traitant sans faire la rotation de 5° au départ, on obtient directement 7° de mauvaise orientation. La valeur de la mauvaise orientation du capteur dans le Tableau 8 est une valeur qui est à ajouter à la mauvaise orientation du capteur décrit par exemple par GEOSCOPE pour PPT et par IRIS pour RAR. Noter que la station PPTL du LDG a ses composantes Nord et Est orientées N00°E et N90°E.

La direction rapide trouvée par l'analyse quantitative au niveau de Tahiti: 47°E est proche de la direction trouvée par Ansel et Nataf (1989) avec leur mesure du déphasage de l'onde ScS: 51°E. Cependant, le coefficient de corrélation que l'on obtient par la méthode qualitative (0.76) pour Tahiti est beaucoup plus fort et donne plus de confiance dans le résultat à la méthode qualitative (Fig. 66 et Tableau 10). En outre, la direction rapide obtenue par Ansel et Nataf (1989) est problématique car l'onde ScS pourrait avoir échantillonné de l'anisotropie à proximité de l'hypocentre.

L'orientation déterminée à Tahiti par la méthode qualitative avec les déviations de polarisation horizontale: 71°E est beaucoup plus fiable que celle obtenue par la méthode quantitative. Cette orientation est très intéressante d'un point de vue géodynamique. En effet, cette direction est proche de la direction du mouvement de la plaque Pacifique avant 43 Ma: 75°E. Cette direction est celle de la transformante des Marquises et des Australes. En outre, il pourrait y avoir entre Tahiti et les Australes une discontinuité lithosphérique, à environ 150 km au Sud de Tahiti (Fig. 80 d'après la thèse de V. Clouard, 2000). L'orientation de cette probable discontinuité pourrait être la même que celle de l'ancienne direction de la plaque

Pacifique: 75°E. Cette discontinuité décale les anomalies magnétiques. De plus, cette discontinuité est ancienne et pourrait être datée à 66.2 Ma.

On pourrait donc évoquer une anisotropie fossile liée à la lithosphère qui est âgée et qui possède donc une direction différente de celle de la plaque Pacifique actuelle.

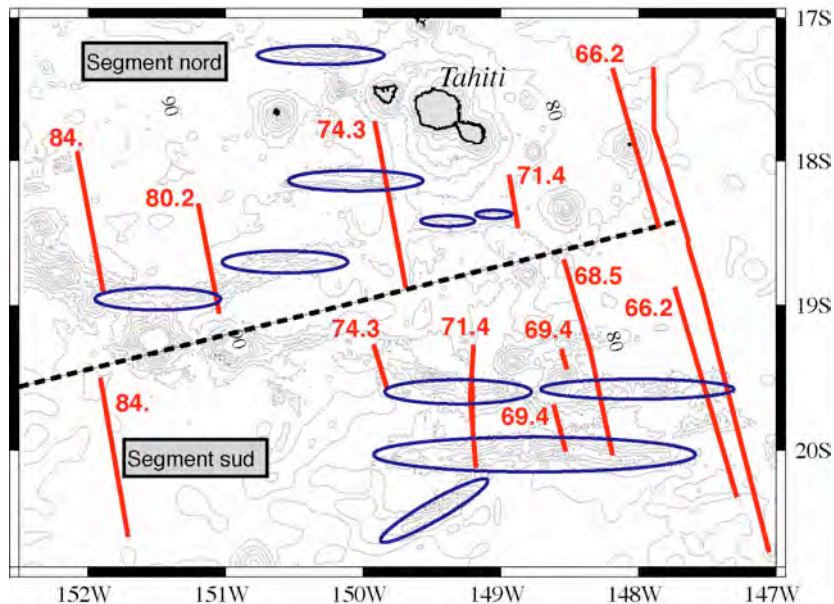


Fig. 80. Localisation sur une carte bathymétrique de la discontinuité non transformante, en pointillés. Les ellipses représentent des rides. Les isocontours sont représentés tous les 500 m. Les âges sont donnés en Ma. D'après Clouard (2000).

L'absence d'anisotropie observée par les ondes SKS pourrait être causée par plusieurs facteurs:

- la présence d'une structure trop perturbée sous la station,
- une orientation de la linéation minérale des péridotites, marquée par l'axe *a* de l'olivine, verticale dans le manteau sous la station,
- l'effet du point chaud sur la recristallisation et sur l'effacement de la structure pénétrative,
- une anisotropie très faible, car la résolution des méthodes de mesure ne permet pas de détecter l'anisotropie si le retard est inférieur à 0.2 s,
- la proximité de la station avec le centre du point chaud de la Société, à cause du changement abrupt de direction de l'axe *a* de l'olivine (Rümpker et Silver, 2000),
- la présence de poches de liquide orientées au niveau du manteau supérieur (e.g., Holtzmann, 2003).

A la verticale de Tahiti, on pourrait avoir en effet une structure complètement perturbée par le point chaud, ce qui expliquerait les observations de mesures nulles avec les ondes SKS, mais par contre, on enregistrerait latéralement cette anisotropie lithosphérique correspondant à cette ancienne direction d'extension (Fig. 81).

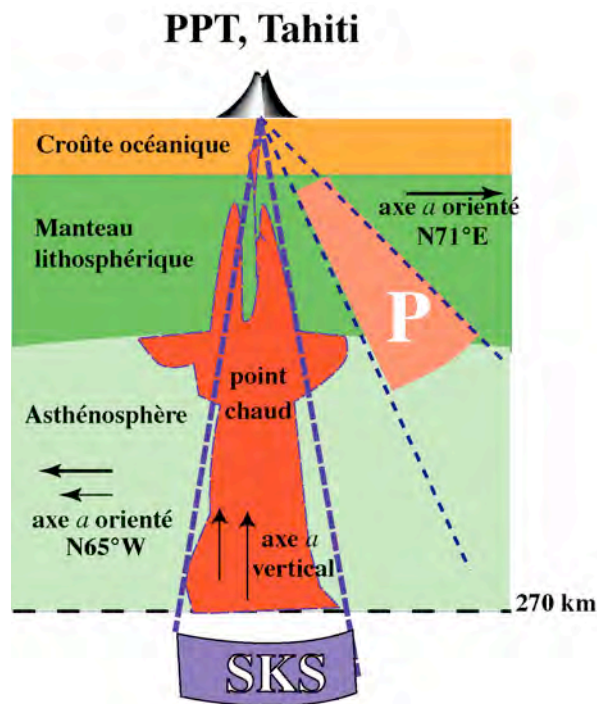


Fig. 81. Cartoon montrant l'orientation possible de l'axe  $a$  de l'olivine sous Tahiti d'après l'analyse des ondes SKS et l'étude de la polarisation des ondes P.

### Rarotonga, station RAR

Les composantes du capteur sismique semblent mal orientées d'environ  $1.5^\circ$  vers l'ouest.

Le coefficient de corrélation est inférieur pour les 2 méthodes (qualitative et quantitative) à 0.31 signifiant une absence de corrélation entre les mesures de déviations de polarisation horizontale et les estimations des modèles pétrophysiques.

### Pitcairn, station PTCN

Les composantes du sismographe semblent légèrement mal orientées d'environ  $0.3^\circ$  vers l'ouest.

Le coefficient de corrélation est inférieur pour les 2 méthodes (qualitative et quantitative) à 0.28 ce qui montre une absence de corrélation entre les mesures de déviations de polarisation horizontale et les estimations des modèles pétrophysiques.

### Cause de la faible corrélation à PTCN et RAR

L'absence de corrélation à RAR et PTCN peut s'expliquer par le manque de données avec une bonne répartition back azimutale. En effet, à PTCN nous n'avons que 34 mesures de déviations de polarisation. En outre, nous ne possédons pas de mesures entre  $0^\circ - 32^\circ$ , entre  $123^\circ - 230^\circ$ , et entre  $273^\circ - 360^\circ$  (Fig. 61). La majorité des déviations de polarisation mesurées est positive. Nous n'avons pas de distribution des mesures dans au moins 3 quadrants de  $90^\circ$  chacun. Schulte-Pelkum et al. (2001) avaient proposé d'utiliser leur méthode seulement si la répartition des mesures se faisait dans au moins 3 quadrants. Le fait que nous n'avons pas pour le moment suffisamment de mesures bien réparties pourrait expliquer l'absence de corrélation avec les modèles. Il semble donc que le fait d'avoir des mesures réparties au moins dans 3 quadrants, soit un critère indispensable, pour appliquer les deux méthodes de détermination de l'axe rapide. A la station RAR, nous avons 164 mesures de déviations de polarisation mais la répartition back azimutale des mesures est également mauvaise. On n'a pas de mesures entre  $0^\circ - 27^\circ$ , entre  $80^\circ - 200^\circ$ , et entre  $297^\circ - 360^\circ$ . Les



mesures de déviation de polarisation ne sont pas non plus réparties selon au moins 3 quadrants à RAR.

Au niveau des stations installées à Rikitea et Tahiti, nous constatons la complémentarité entre les méthodes proposées respectivement par Bokelmann (1995) et Schulte-Pelkum et al. (2001) car à Rikitea la méthode quantitative est préférable à la méthode qualitative, alors que c'est l'opposé au niveau de Tahiti.

L'analyse de la déviation de polarisation des ondes P semble être d'un apport fondamental car échantillonnant un manteau différent et apportant une information complètement indépendante.

### **Perspectives**

Nous souhaitons, dans le futur, généraliser l'analyse quantitative au cas d'une symétrie plus complexe comme la symétrie triclinique en utilisant les programmes de David MAINPRICE.

Enfin, l'étude des stations PLUME, avec plus de données à la fin de l'expérience, nous permettra d'avoir plus de contraintes sur l'anisotropie sismique présente en Polynésie française.

Le déploiement de stations OBS qui a eu lieu autour de Tahiti permettra peut-être dans un proche avenir d'apporter des informations complémentaires en tomographie sismique et sur l'atténuation. Nous essayerons alors de quantifier la quantité de liquide présente au niveau du point chaud de la Société, grâce aux modèles tomographiques en atténuation et aux mesures expérimentales de l'atténuation dans des péridotites partiellement fondues.

### **5.6) Conclusion**

La Polynésie française est dans une situation géométrique défavorable aux mesures de biréfringence des ondes de cisaillement. Pour remédier au faible nombre de mesures de déphasage des ondes SKS, nous avons réalisé des mesures de déviation de polarisation des ondes P en Polynésie française avec une méthode nouvelle couplant une approche qualitative à une analyse quantitative. Cette méthode est particulièrement adaptée au contexte de la Polynésie française. La complémentarité de l'étude de la polarisation des ondes P avec l'analyse du déphasage des ondes SKS est évidente au niveau de Tahiti où les ondes SKS n'observent pas d'anisotropie à la verticale sous la station, alors que les ondes P montrent latéralement une anisotropie importante qui pourrait correspondre à une anisotropie fossile dans la lithosphère. La direction de l'axe rapide obtenue à Rikitea N139°E est proche de la direction de polarisation rapide des ondes SKS (Fontaine et al., 2002): 54°W (N126°E) et de la direction de l'alignement Gambier-Pitcairn: N112°E. Cette direction est également proche de la direction du mouvement absolu de la plaque Pacifique: N115°E.

## Chapitre 6

# Etude de la biréfringence des ondes SKS au niveau des Galápagos

### 6.1) Contexte géologique des Galápagos

L'archipel des Galápagos est constitué d'îles et de monts sous-marins posés sur une plateforme volcanique sous-marine. L'ensemble est situé sur la plaque Nazca (Fig. 82), au sud de la plaque Cocos. Le centre d'expansion Galápagos (en anglais Galápagos Spreading Center) est situé à environ 200 km au nord de l'archipel. La dorsale Galápagos (GSC) est une dorsale avec des vitesses d'expansion intermédiaire. La vitesse d'expansion globale varie de 45 mm/an à 98°W, à 63 mm/an à 86°W (Demets et al., 1994).

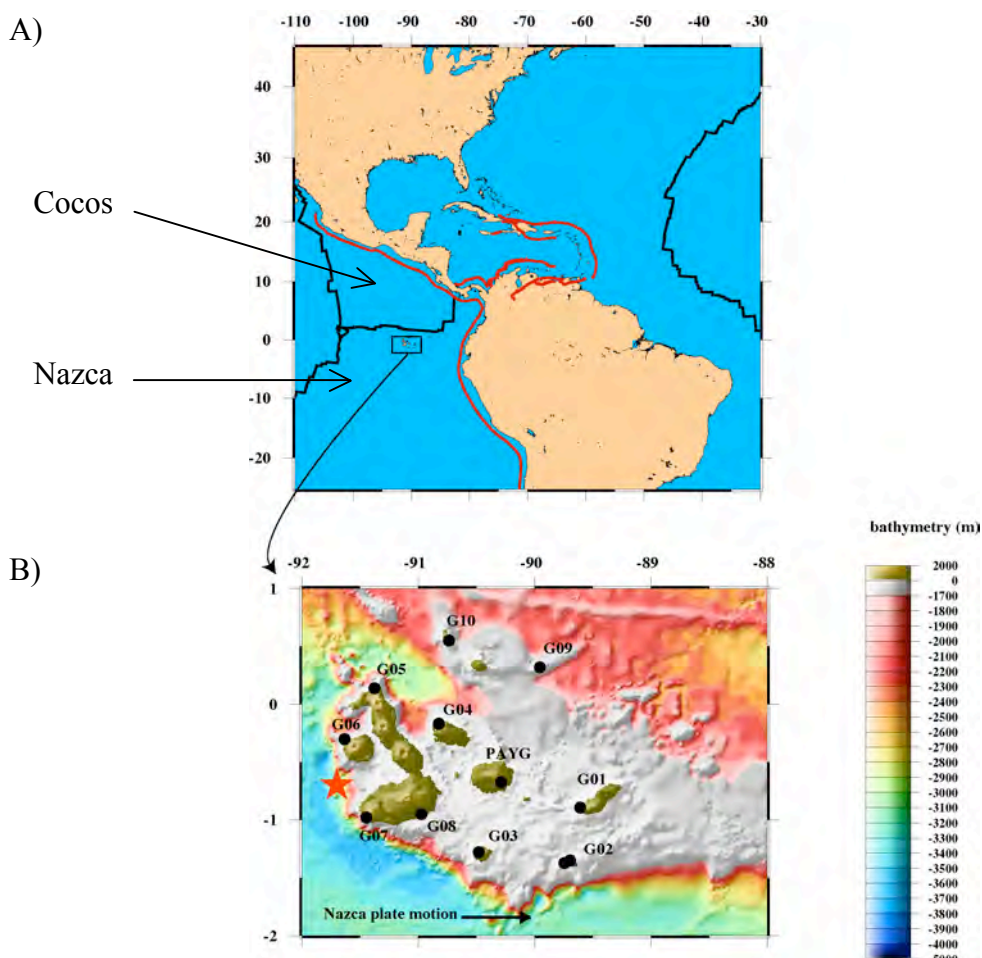


Fig. 82. Localisation de l'archipel des Galápagos et de son point chaud. A) Situation de l'archipel par rapport aux plaques. B) Carte bathymétrique de l'archipel avec l'emplacement des stations sismiques temporaires du réseau IGUANA. La direction du mouvement absolu de la plaque Nazca est comprise entre 88°E et 91°E. La vitesse de déplacement est de 21 km / Ma (Gripp et Gordon, 2002). L'étoile en rouge représente le centre de la région où la zone de transition est moins épaisse que l'ordinaire.

Le point chaud des Galápagos pourrait être situé à l'ouest de l'île de Fernandina, en raison :

- i) de rapport élevé en  $^3\text{He}/^4\text{He}$  (Graham et al., 1993; Kurz et Geist, 1999),
- ii) de l'activité volcanique plus intense à l'ouest de l'archipel,
- iii) de la localisation par les fonctions de transfert à 40 km au sud-ouest du centre de l'île de Fernandina du centre d'amincissement (étoile représentée en rouge à la Fig. 82b) de la zone de transition (Hooft et al., 2003). Cette région moins épaisse de la zone de transition de 18 km par rapport à la normale possède un rayon de 100 km.

Montelli et al. (2004), montrent en utilisant des modèles tomographiques globaux que le point chaud des Galápagos est bien identifié dans le manteau supérieur mais que sa continuité dans le manteau inférieur n'est pas claire.

Le point chaud pourrait être actif depuis 90 Ma (Sinton et al., 1998). Les observations géochimiques montrent une forte interaction entre la dorsale Galápagos (GSC) et le point chaud (e.g., Harpp et Geist, 2002).

### **6.1.1) Reconstruction paléogéographique (formation de l'archipel)**

L'évolution du point chaud des Galápagos lors des 20 derniers millions d'années (Ma) s'est faite en relation étroite avec la dorsale GSC. La séparation de la plaque océanique Farallon en deux plaques: Cocos et Nazca s'est produite il y a 25 Ma (Hey, 1977). Le point chaud des Galápagos pourrait être situé il y a 20 Ma sous la dorsale (Sallarès et Charvis, 2003). Selon la reconstruction tectonique de Sallarès et Charvis (2003), un saut se produit au niveau de la dorsale entre 19 et 20 Ma et la réoriente. Elle passe de N45°E à N75°E, son taux d'expansion diminue. L'interaction entre le point chaud et la dorsale crée un épais plateau océanique. La dorsale est restée à proximité du point chaud entre 20 Ma et 12 Ma (Fig. 83). Le déplacement de la dorsale vers le Nord, entre 19.5 Ma et 14.5 Ma est compensé par des sauts de la ride vers le sud. Les sauts de la ride pourraient être contrôlés par le point chaud (Barckhausen et al., 2001).

Le point chaud est localisé au nord de la dorsale entre 12 Ma et 7.5 Ma, sous la plaque Cocos.

A partir de 7.4 Ma et jusqu'à 5 Ma, le point chaud est à nouveau centré sous la dorsale. Depuis cette période (depuis 5 Ma), le point chaud est situé sous la plaque Nazca. La plaque Cocos est en subduction sous la plaque américaine.

Le point chaud des Galápagos était probablement dans la situation actuelle du point chaud de l'Islande à deux moments: entre 20 et 22 Ma, et entre 5 et 7.4 Ma.

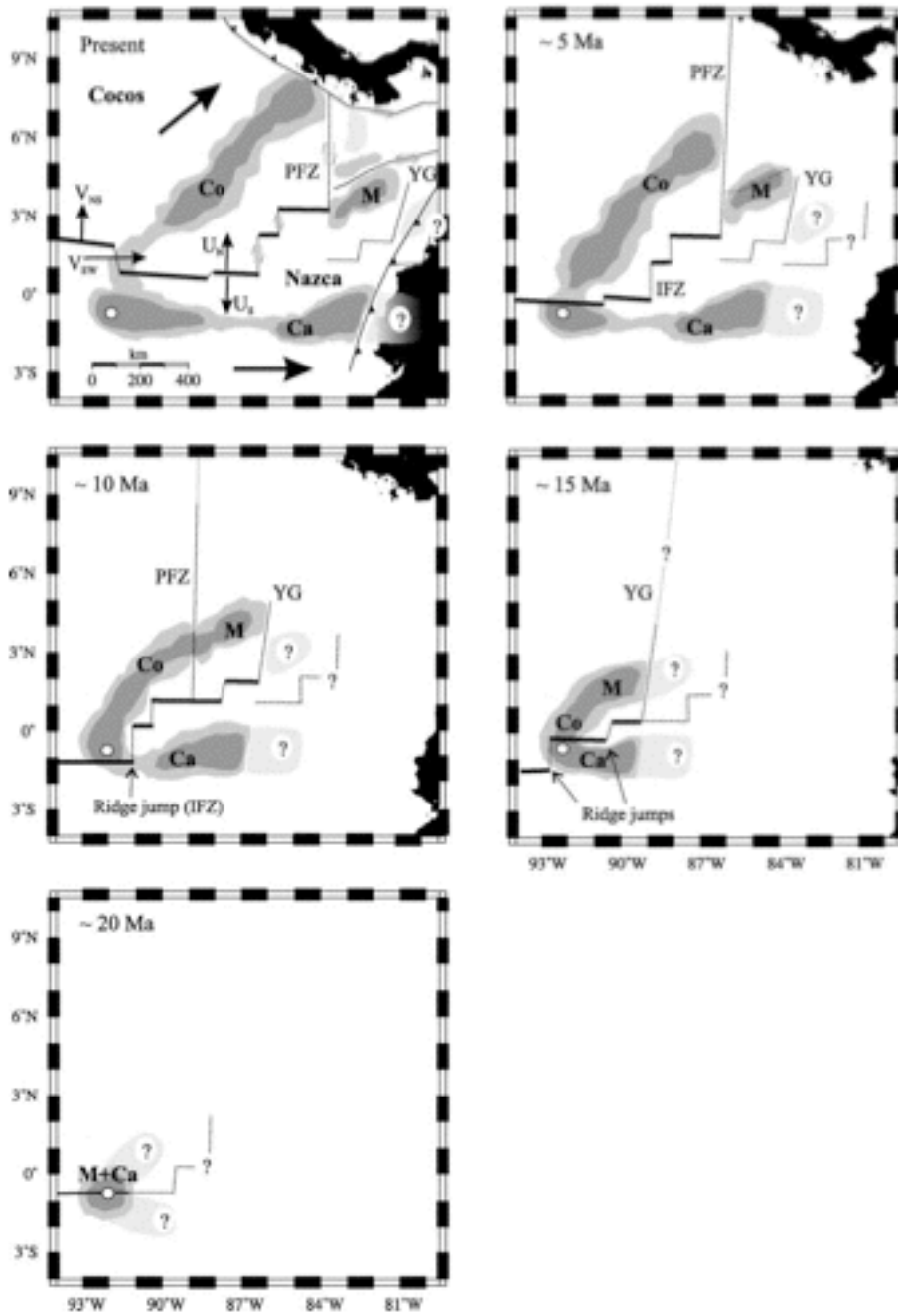


Fig. 83. Reconstruction tectonique de la formation de la province volcanique des Galápagos depuis 20 Ma. D'après Sallarès et Charvis (2003). PFZ=zone de fracture Panama, IFZ=zone de fracture Inca, YG=fossé de Yaquina, Ca=ride Carnegie, Co=ride Cocos, M= ride Malpelo. Les flèches ( $U_N$  et  $U_S$ ) le long de la dorsale (a) indiquent la direction d'expansion de la dorsale. Les vecteurs  $V_{NS}$  et  $V_{EW}$  représentent respectivement les directions de déplacement de la dorsale par rapport au point chaud, et de l'archipel des Galápagos par rapport au craton sud américain fixe.

### 6.1.2) Modèle géodynamique

L'analyse en composantes principales de la géochimie des laves des îles et monts sous-marins des Galápagos permet d'identifier 4 réservoirs isotopiques distincts (Harpp et White, 2001) avec des compositions:

- i) proches des laves des îles océaniques (PLUME),
- ii) de laves issues des dorsales océaniques, du manteau appauvri (DGM),
- iii) de laves dont la composition, riche en éléments en trace, est typique de celle observée pour les laves de l'île de Floreana (FLO). Cette composante pourrait être liée à de la croûte océanique recyclée, qui aurait été subductée puis piégée par le panache mantellique,
- iv) de laves d'une composition que l'on retrouve dans les laves de Wolf et Darwin (WD) et dans des monts sous-marins au nord-ouest de l'archipel. Cette composante pourrait être associée à du manteau situé sous une plaque continentale.

2 forces principales pourraient agir dans le manteau sous l'archipel des Galápagos. (Fig. 84). D'une part, des courants mantelliques dirigés vers le bas, liés à la diminution de la contribution du point chaud dans la direction de déplacement de la plaque, approximativement vers l'est. D'autre part, un écoulement latéral profond, en direction de la dorsale qui alimente le manteau situé sous la dorsale.

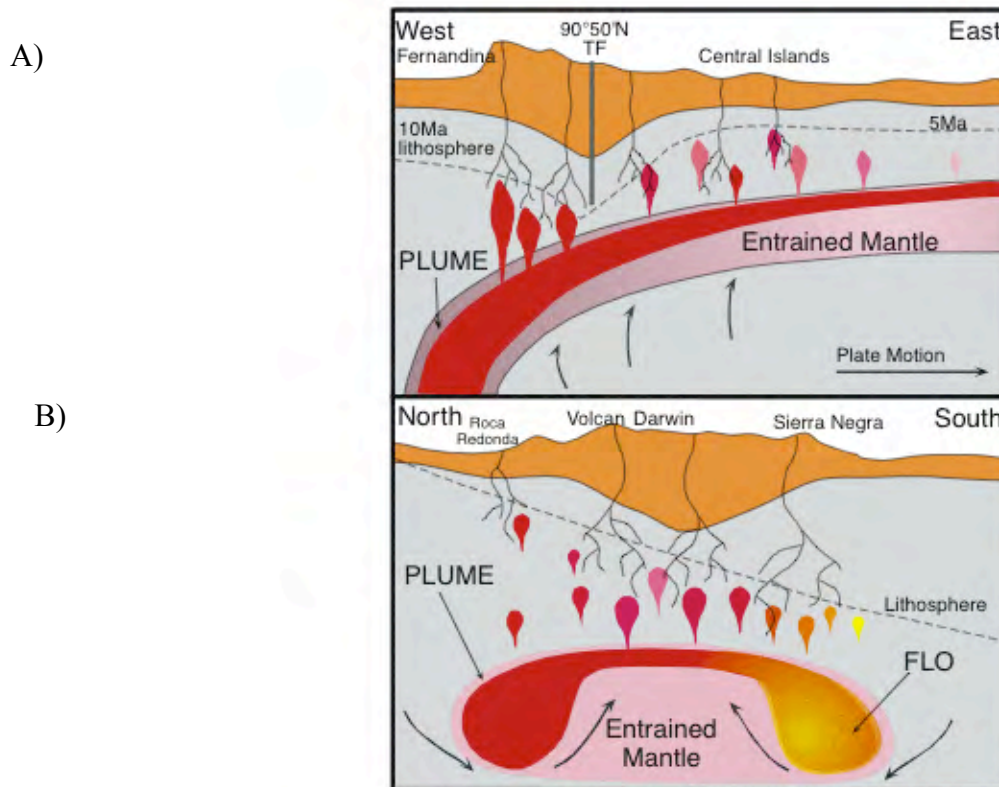


Fig. 84. Cartoon représentant le point chaud sous l'archipel des Galápagos. D'après Harpp et White (2001). Modèle initial de White et al. (1993) d'un panache mantellique cisailé par l'asthénosphère. Les lignes en pointillés marquent la limite inférieure de la lithosphère (Feighner et Richards, 1995). Les flèches montrent les directions d'entraînement de l'asthénosphère appauvrie vers le panache mantellique. Les diapirs représentent des poches de liquide. A) Coupe est-ouest à travers le centre de l'archipel. Le panache mantellique est courbé sous la lithosphère. B) Coupe nord-sud au niveau de Roca Redonda, de l'île d'Isabela. FLO=réservoir géochimique appelé Floreana où les laves ont des compositions voisines. PLUME=réservoir géochimique de laves dont la composition est proche de celle d'un point chaud, c'est le cas des compositions mesurées à Fernandina. TF = zone de fracture séparant une lithosphère plus épaisse à l'Ouest qu'à l'Est (Feighner et Richards, 1994).



## 6.2) Analyse de la biréfringence des ondes de cisaillement au niveau de l'archipel des Galápagos

### Résumé

Nous présentons le résultat de mesures du déphasage des ondes SKS, et SKKS au niveau de l'archipel des Galápagos. L'analyse des variations latérales des paramètres d'anisotropie sismique (direction de la polarisation rapide et retard) nous permet d'examiner l'interaction entre le point chaud des Galápagos et la dorsale GSC (Galápagos Spreading Center). Les données proviennent de 10 stations larges bandes installées temporairement de 1999 à 2003 dans le cadre de l'expérience IGUANA et d'une station large bande permanente du réseau GSN (Global Seismograph Network) installée à Santa Cruz (PAYG). La distance entre les stations sismiques varie entre 50 et 70 km. Nous avons utilisé deux méthodes afin de déterminer les paramètres d'anisotropie: i) la méthode mono-événement de Silver et Chan [1991] et ii) la méthode de stacking de Wolfe et Silver [1998]. Les deux méthodes donnent des résultats qui sont proches sauf en quelques stations à cause du bruit océanique qui est élevé, dans ce cas la deuxième méthode donne des résultats plus robustes.

A l'exception d'Española, la direction de polarisation rapide mesurée au Nord et au Sud de l'archipel est comprise entre N85-90°E, proche de la direction du mouvement absolu de plaque Nazca (N91°E). Les retards mesurés entre l'onde  $qS_1$  et  $qS_2$  sont:  $0.4 \pm 0.13$  s à Pinta (G10),  $0.65 \pm 0.18$  s à Punto Albemarle (G05),  $0.85 \pm 0.28$  à Española (G02),  $0.9 \pm 0.28$  s à Fernandina (G06), et  $0.9 \pm 0.45$  s à Caleta Iguana (G07). Etant donné l'âge de la lithosphère (entre 0 et 20 Ma) et sa proximité avec d'une part, le point chaud et d'autre part, la dorsale, l'épaisseur de la lithosphère océanique semble inférieure à 40 km sous l'archipel. En considérant une anisotropie intrinsèque moyenne de 4% obtenue pour des péridotites naturelles [Mainprice et Silver, 1993], on estime que la contribution maximale de la lithosphère sur les retards ne dépasse pas 40%.

De manière surprenante, nous n'observons pas d'anisotropie apparente, avec les deux méthodes, au niveau du centre de l'archipel des Galápagos. Cette absence d'anisotropie apparente pourrait s'interpréter comme l'absence de fabrique mantellique fortement orientée. Cependant, une telle hypothèse semble peu probable dans cette région dynamique où l'on s'attend à une forte déformation du manteau supérieur. Il ne nous semble pas non plus probable que l'isotropie soit due à une orientation verticale de l'axe  $a$  de l'olivine au centre de l'archipel car le point chaud des Galápagos est localisé au sud-ouest de Fernandina. L'hypothèse de deux couches d'anisotropie, avec des directions de polarisation rapide de chacune des deux couches qui seraient orientées perpendiculairement l'une de l'autre est également peu vraisemblable, car cela impliquerait que les deux couches d'anisotropie soient confinées au niveau du centre de l'archipel. Par contre, il semble exister une corrélation entre cette région d'isotropie apparente et une zone du manteau supérieur où les vitesses sont anormalement faibles, imagée sous Santiago et Marchena par tomographie sismique en ondes de surface par Villagomez et al. [2004]. Ces observations suggèrent que la présence de poches de liquide dans le manteau supérieur, au centre de l'archipel, pourrait diminuer l'effet de la fabrique sur le déphasage des ondes de cisaillement, ce qui serait en accord avec les résultats des expériences de Holtzman et al. [2003]. Une autre possibilité serait que l'écoulement sous cette région soit complexe, à cause de la proximité du point chaud avec la dorsale GSC, ce qui résulterait en une isotropie apparente. Nous proposons que l'anisotropie mesurée par le déphasage des ondes de cisaillement soit le résultat d'une anisotropie lithosphérique fossile, et d'une anisotropie asthénosphérique avec l'axe  $a$  de l'olivine orienté selon la direction du mouvement absolu de la plaque Nazca. La présence de liquide dans le manteau supérieur au centre de l'archipel pourrait résulter en une isotropie apparente.

# Shear wave splitting beneath the Galápagos archipelago: Plume-ridge-lithosphere interaction

Fabrice R. Fontaine<sup>1</sup>, Emilie E. E. Hooft<sup>2,3</sup>, Peter G. Burkett<sup>2</sup>, Douglas R. Toomey<sup>3</sup>, Sean C. Solomon<sup>2</sup>, Paul G. Silver<sup>2</sup>,

(1) Laboratoire de Tectonophysique, ISTEEM, CNRS/Université Montpellier II, F-34095 Montpellier cedex 5, France. [fontaine@dstu.univ-montp2.fr](mailto:fontaine@dstu.univ-montp2.fr)

(2) Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington, Washington, D. C., USA. [burkett@dtm.ciw.edu](mailto:burkett@dtm.ciw.edu); [scs@dtm.ciw.edu](mailto:scs@dtm.ciw.edu); [silver@dtm.ciw.edu](mailto:silver@dtm.ciw.edu)

(3) Department of Geological Sciences, University of Oregon, 1272 Cascade Hall, Eugene, OR 97403 USA. [emilie@newberry.uoregon.edu](mailto:emilie@newberry.uoregon.edu); [drt@newberry.uoregon.edu](mailto:drt@newberry.uoregon.edu)

## Abstract

We report measurement of teleseismic shear wave splitting of SKS, SKKS, and deep S phases in the Galápagos Archipelago. The inferred lateral variations in horizontal anisotropy allow us to examine the dynamics of an evolving hotspot-ridge system. The data are from a relatively dense network of 10 portable broadband seismometers deployed from 1999 to 2003 for the IGUANA experiment and from the GSN broadband station in Santa Cruz (PAYG). At the western and northern edge of the archipelago delay times are 0.4 to 0.9 s and fast polarization directions are N85-90°E, with the exception of Española fast polarization directions are close to the current direction of absolute plate motion of the overlying Nazca plate (N91°E). Due to the young lithospheric age and to the effect of both the neighboring ridge and Galápagos hotspot, the lithosphere thickness is likely thinner than 40 km. Using an intrinsic anisotropy of 4% for natural peridotites [Mainprice and Silver, 1993], the maximum lithospheric contribution to delay time should be no more than 40%. Despite clear seismic signals, we do not find any anisotropy beneath the interior of the archipelago. The lack of azimuthal anisotropy in the interior of the archipelago may be interpreted as an absence of strongly oriented mantle deformation fabric beneath these stations. However in this dynamic region, we expect considerable mantle strain. It is not likely that the olivine *a*-axis is oriented vertically beneath the interior of the archipelago as the Galápagos plume is thought to lie at the western edge. It is also unlikely that there are two layers of perpendicularly-oriented anisotropy which are solely confined to the center of the archipelago. However, there appears to be some correlation between the region of apparent isotropy and a zone of anomalously low upper mantle velocities imaged beneath Santiago and Marchena from surface waves by Villagomez et al. [2004]; suggesting that the presence of melt in the upper mantle may weaken the effects of fabric on shear wave splitting, as suggested by Holtzman et al. [2003]. An alternative explanation is that the flow field in the near ridge setting is complex, resulting in apparent isotropy. We propose that the splitting pattern may be due to plate drag and frozen lithospheric anisotropy which, beneath the center of the archipelago, is weakened by the presence of melt in the upper mantle.

**Key words:** hotspot, seismic anisotropy, melt, mid-oceanic-ridge, Galápagos

## 6.2.1) Introduction

Several studies of the Galápagos hotspot indicate its current location. High <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He ratios [e.g., Graham et al., 1993] and modern volcanic activity suggest the Galápagos hotspot lies under the western part of Fernandina Island. Receiver Function analysis by Hooft et al. [2003] suggests that the plume is located 40 km southwest of the center of Fernandina Island

and has a radial extent of about 100 km (schematized by a circle Fig.1). White et al. [1993] demonstrated that the degree of melting was higher in the central western volcanoes and decreases radially. Global tomographic models by Montelli et al. [2004], claim the Galápagos hotspot is visible in the upper mantle but report weak evidence of prolongation in the lower mantle. Geochemical observations evidence strong interactions between the Mid-Oceanic-Ridge and the plume [e.g., Harpp and Geist, 2002]. Crustal thickness constraints [Sallarès and Charvis, 2003] suggest the hotspot was previously beneath the Galápagos Spreading Center (GSC). Such close relationship could induce a particular flow signature, such as those observed in Iceland [e.g., Bjarnason et al., 2002]. In such oceanic environments, one could indeed expect an upper, lithospheric layer with an inherited fabric oriented in the fossil spreading direction, overlying an asthenospheric flow induced by the present-day absolute plate motion.

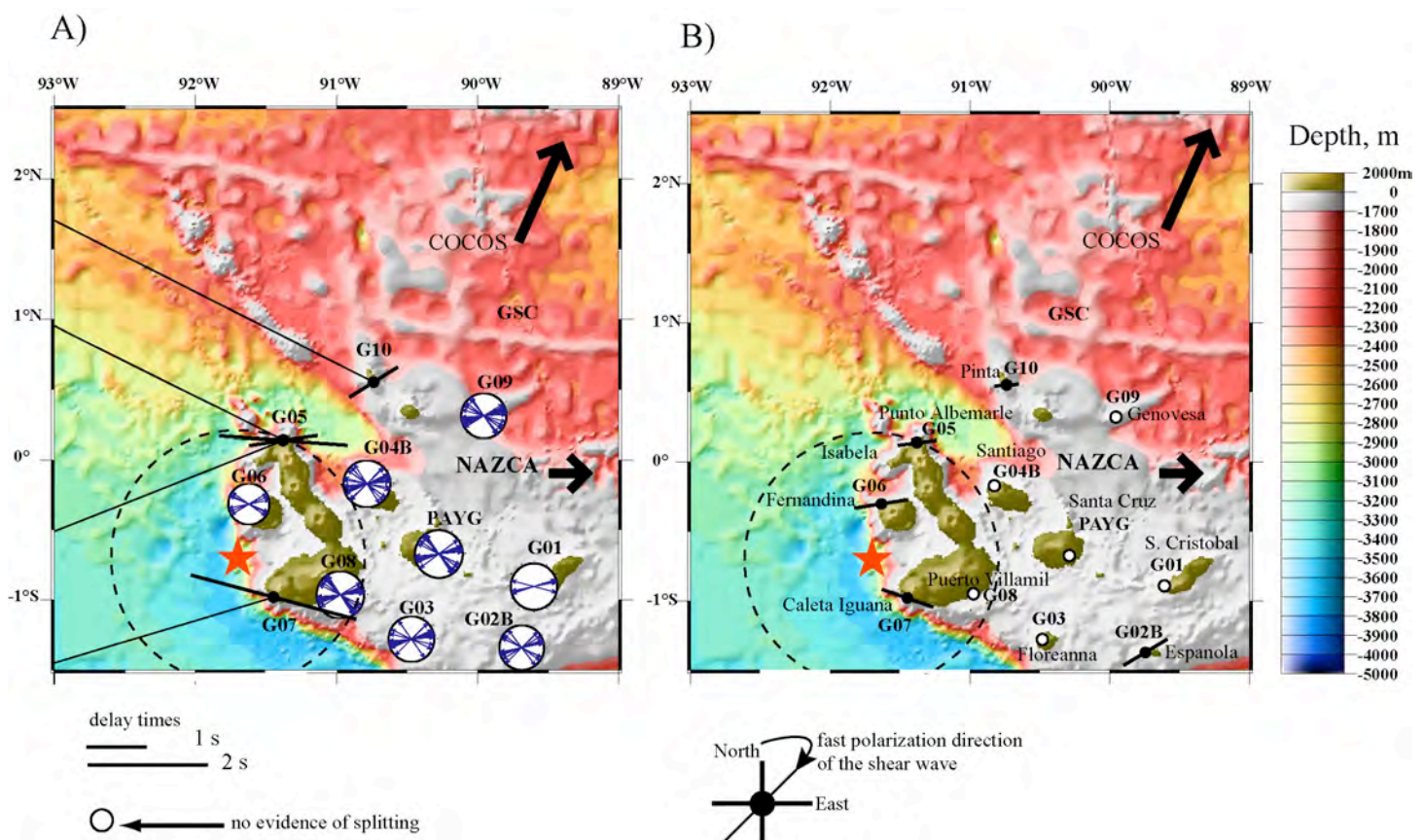


Fig. 85. Maps of shear wave splitting results with bathymetry by A) the single event method and B) the stacking event method. Dots denote the position of the stations and solid lines indicate the orientation of the fast direction  $\Phi$ , with the line length proportional to the delay time  $\delta t$ . Bathymetric data compiled by William Chadwick, Oregon State University. Black lines are ray paths for non-null measurements obtained by individual measurement. Dashed circle with a radius of ca. 100 km indicates a thinner mantle transition zone [Hooft et al., 2003]. The approximate center of anomalously thin mantle transition zone is shown (solid star). Heavy arrows are directions of the current absolute Nazca and Cocos plate motions. The open circles are stations where no splitting were detected with the single event method and the stacking method. Arrows in open circles provide directions of null measurements.

The aims of this paper are: i) to investigate the relative contribution of the asthenospheric

and the lithospheric flow to overall splitting [e.g., Nishimura and Forsyth, 1988; Wolfe and Silver, 1998]; ii) to examine the effect of the presence of melt in the central archipelago [White et al., 1993] on lithospheric and asthenospheric anisotropy [Holtzman et al., 2003].

Seismic anisotropy is now broadly accepted to be a consequence of strain induced lattice preferred orientation of upper mantle minerals [e.g., Nicolas and Christensen, 1987]. Nicolas et al., [1973] observed that under uniaxial compression at high temperatures and pressures olivine a- and b-axis tend to preferentially aligned along the flow direction and perpendicular to the flow plane, respectively. The analysis of shear wave splitting is a useful tool to characterize such mineral preferred orientation [e.g., Silver and Chan, 1991] since it is directly induced by seismic anisotropy: a shear wave crossing an anisotropic medium splits into two perpendicularly polarized waves that propagate at different velocities. The measurement of the delay time between the two waves provides information on the anisotropy magnitude, and thickness of the anisotropic layer.

In this study we report measurements of the splitting of teleseismic shear phases recorded by the temporary IGUANA portable network and by the permanent station PAYG. With the exception of Española, fast polarization directions are close to the current absolute plate motion of the overlying Nazca plate. We propose that the splitting measurements result from plate drag and frozen lithospheric anisotropy. Despite clear seismic signal, we do not find any anisotropy beneath the interior of the archipelago implying an absence of strongly oriented mantle fabric beneath these region which could be related to melt weaken preexisting fabrics.

### 6.2.2) Data analysis

The temporary IGUANA network (Fig. 85) was composed of 10 three-component broadband seismometers running from September 1999 to March 2003. One GSN broadband station is situated in Santa Cruz in the Galápagos archipelago. In this study we select SKS and SKKS phases from events at distances between  $85^\circ$  and  $145^\circ$  to ensure no interference with other seismic phases. These core phases are radially polarized at the core-mantle boundary where they are generated by a P-to-S conversion. They may be affected by anisotropy along their upcoming path to the surface and therefore have poor vertical resolution. However, because they travel steeply through the mantle, they have good lateral resolution. We also select S phases from events deeper than 400 km and between  $20^\circ$  and  $85^\circ$  away. Choosing events this deep limits the effect of the source-side upper mantle anisotropy. We choose events with  $M_b \geq 5.5$  and with a signal-to-noise ratio on the transverse component greater than 2:1. We determine shear wave splitting parameters data first by analyzing individual events and then by stacking data from multiple events in order to improve the signal to noise. Before performing each individual measurement, the traces are analyzed: i) without filtering, ii) after a band-pass filter between 0.02 Hz and 1 Hz to reduce high frequency noise, and iii) after a band-pass filter between 0.02 Hz and 0.10 Hz to remove the main part of the micro-seismic noise. The method of Silver and Chan [1991] is used to compute the splitting parameters: the polarization of the fast shear-wave,  $\Phi$ , and the delay time between the fast and slow shear wave,  $\delta t$ . The initial polarization of SKS wave is known, so  $\Phi$  can be calculated by, minimizing the energy on the transverse component,  $E_t$ . For S waves, the initial polarization is unknown. Here  $\Phi$  is found by searching for the angle theta, which minimizes the smallest eigenvalue of the 2-d covariance matrix of horizontal particle motion,  $\lambda_2$ . For SKS and SKKS splitting measurements, we systematically test both methods in order to check the influence of lateral heterogeneity. Normally we keep the splitting parameters found by minimizing  $E_t$ . We generally use a band-pass filter between 0.02 and 1 Hz to constrain the



delay time of non-null measurements in order to prevent overestimating  $\delta t$  from data filtered between 0.02 and 0.1 Hz [Wolfe and Silver, 1998]. Each measurement is identified as good/fair/poor following the four criteria proposed by Barruol et al. [1997]. Null measurements are characterized by the absence of energy on the transverse component and therefore a linear particle motion in the horizontal plane that may be interpreted as either an absence of anisotropy or an initial polarization parallel to the fast or slow polarization direction of the anisotropic medium. Examples of non-null and null splitting measurements are shown in Fig. 86.

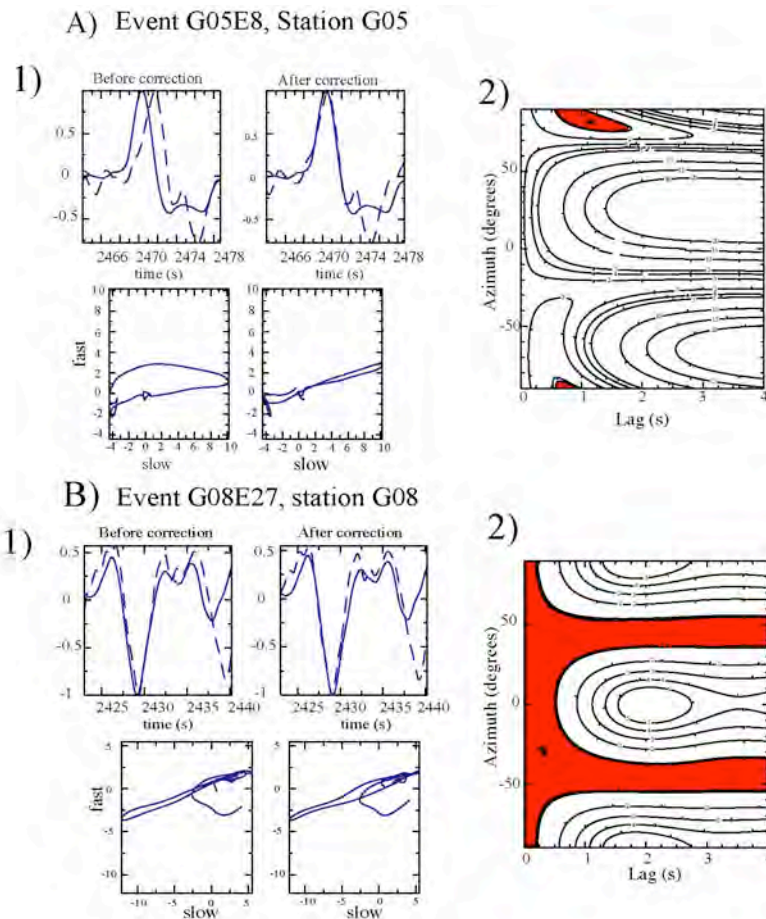


Fig. 86. Examples of shear wave splitting result from a single event at stations G05, and G08. A) Non-null measurement. B) Null measurement. 1) Fast and slow waveforms in the time window used for the measurement and particle motions. 2) Contour plots of energy on the corrected transverse component for all possible values of  $\Phi$  and  $\delta t$ . The star represents the minimum value. The thick contour is the 95% confidence interval and the values are multiples of that contour interval.

Since there is significant oceanic noise at these island stations, we also use the stacking method of Wolfe and Silver [1998] to obtain better quality splitting measurements for a single station. This procedure involves finding the best splitting parameters, which better removes the anisotropy in a data set composed of several events with varying back azimuth recorded at



a single station. This method also assumes a single anisotropic layer, and it provides better results for events azimuthally well distributed (i.e. when initial polarization of the phases varies). This procedure consists to find the best splitting parameters, which minimizes the sum of the smallest eigenvalue of the 2-d covariance matrix of the horizontal particle motion. Using this method we obtain the most robust splitting parameters and the 95% confidence domain is reduced.

### 6.2.3) Results

Analysis of individual splitting measurements revealed a delay times between fast and slow shear waves of 0.95-2.85 s at G05, G07, and G10. The fast polarization direction is oriented roughly N84-94°E beneath G05, N105°E beneath G07, and N58°E beneath G10. The results are plotted in Fig. 85 and the individual measurements and the list of earthquakes used in this study are reported in Table 11 (and in an electronic supplement).

STA	Year	Month	Day	Time	Lat (°)	Long (°)	Depth (km)	Phase	Back (°)	$\Phi$ (°)	$\delta t$ (s)	Qual
G05	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	sSKS	296.5	94±15	2.15±0.93	fair
G05	2002	8	19	11:01:01.10	-21.696	-179.513	580	SKS	248.4	82±6.5	1.15±0.33	good
G07	1999	11	26	13:21:15.50	-16.423	168.214	33	SKKS	253.3	105±5	2.85±0.45	poor
G10	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	sSKS	296.9	58±19.5	0.95±0.5	poor

Table 11. Splitting parameters of non-null measurements obtained from the method of Silver and Chan [1991]. Parameters of all measurements (168) are available as electronic supplement. STA =station name, Lat=latitude, Long=longitude, Back=back-azimut, Qual=quality.

Splitting was not detected at the other stations. Measurements of  $\delta t$  and fast polarization direction for G07 are poorly constrained due to high noise levels and insufficient data at this station. Null-measurements are obtained at G03 (Floreana island) with back azimuths between 249° – 254.6°E, these measurements are better constrained when the initial polarization direction is not fixed with this range of back azimuths. Our observations of SKS waves by minimizing  $\lambda_2$  instead of minimizing  $E_t$  at Floreana are due to lateral heterogeneity for azimuths of N105.4°W-N111°W. A mis-oriented sensor could not be invoked to explain these observations because sensor's orientation was checked using several methods such as surface wave polarization [D. Villagomez, personal communication, 2004]. Vertical heterogeneity, which may be related to the Galápagos hotspot, can rotate the displacement direction of the transverse SKS waves away from the predicted direction.

Stacking individual measurements, our second method of analysis, better constrains on the splitting parameters at five stations. The delay times range from 0.4 – 0.9 s (Table 12), smaller values than those found using the single event analysis.

Station	EventID	Number of Phases	$\Phi$ (°)	$\delta t$ (s)
G01	G01E2,G01E3,G01E4,G01E5,G01E6	5	Null	Null
G02&G02B	G02E2,G02E3,G02BE1,G02BE3,G02BE5,G02BE7	6	59±7	0.85±0.28
G03	G03E2,G03E3,G03E5,G03E9,G03E12,G03E13,G03E14,G03E18,G03E19	9	Null	Null
G04&G04B	G04E1,G04BE1,G04BE2,G04BE5,G04BE9,G04BE10	6	Null	Null
G05	G05E2,G05E3,G05E4,G05E7,G05E8,G05E10	6	83±8.5	0.65±0.18
G06	G06E1,G06E3,G06E4,G06E5,G06E6	5	81±10.5	0.9±0.28
G07	G07E1,G07E2,G07E3	3	109±17	0.9±0.45
G08	G08E5,G08E6,G08E10,G08E16,G08E21,G08E26,G08E27	7	Null	Null
G09	G09E6,G09E8,G09E10,G0918,G09E19,G09E20,G09E21,G09E22,G09E24,G09E30	10	Null	Null
G10	G10E1,G10E4,G10E5,G10E13,G10E14	5	86±10	0.4±0.13
PAYG	PAYGE9,PAYGE11,PAYGE17,PAYGE18,PAYGE19,PAYGE20,PAYGE21	7	Null	Null

Table 12. Shear wave splitting parameters and  $1\sigma$  errors at each station from the stacking method of Wolfe and Silver [1998].

The fast polarization direction are consistent with the single event analysis; N59°E beneath G02B, N83°E beneath G05, N81°E beneath G06, N109°E at G07, N86°E beneath G10. Splitting was not detected at other stations. The result from the individual measurements are consistent with the joint solution, showing a pattern with similar isotropic station except for G02B in the south and G06 which show particularly high swell-induced seismic noise. Since the stacking solution provides a more robust result in noisy oceanic environments, we focus on the results from this method in our interpretation.

#### 6.2.4) Discussion and Conclusion

At ca. 20 Ma, the Galápagos hotspot was roughly ridge-centered [Sallarès and Charvis, 2003]. Between 12 and 7.5 Ma, the hotspot was located north of the ridge beneath the Cocos plate and the GSC was superimposed on the hotspot at 7.4 Ma [Sallarès and Charvis, 2003]. Since this time the hotspot has been located beneath the Nazca plate. The present day motion of the Nazca plate and the Cocos plate relative to the global hotspot reference frame are ca. 21.2 km/m.y. at 88.2-91°E and 62.5 km/m.y. at 24.1°E respectively [Gripp and Gordon, 2002]. Shilling et al., [1976] and Sinton et al., [2003] have shown that it is likely the ridge is still fed at least partially by the plume. Such dynamics should have some signature in the mantle flow.  $\Phi$  is 59±7°E at G02B. This direction is close to the current GSC direction of migration relative to the hotspot reference frame: 55°E at 47 km/m.y. [Harpp and Geist, 2002]. G02B is much farther from GSC than G01, G09 stations, and these stations located between G02B and the GSC do not show a splitting direction, thus this direction is unlikely to be induced by a lithospheric layer with inherited anisotropy oriented in the spreading direction. This apparent anisotropy may be due to an asthenospheric flow attracted to GSC, because Galápagos hotspot and GSC are close enough to strongly interact.

Except for Española, where splitting is detected, to a first approximation, the fast polarization directions are close to the Nazca plate absolute motion. This observation is consistent with the asthenosphere undergoing differential shear along an azimuth close to the

current Nazca plate in the hotspot reference frame. Interestingly, except on Floreana, the stations providing non-null measurements are located north, west, and south of the archipelago and provide a 'horseshoe-like pattern' similar than isotopic ( $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$  ratios) and incompatible elements [e.g., Geist et al., 1988, White et al., 1993]. The exception of Floreana in this general shear wave splitting pattern may be due to the mantle metasomatism by reaction with LREE (light rare earth element) enriched, volatile-rich fluids or small degree of melts [e.g., Bow and Geist, 1992], which may have weakened the preexisting fabric [Holtzman et al., 2003].

Although SKS waves have no vertical resolution, there are indirect arguments that could attribute most of the observed  $\delta t$  to upper mantle anisotropy. Considering the size of the fresnel zones of the SKS phases and because of the large variation in the measured  $\delta t$  between stations separated by distance less than 50-100 km [e.g., Alsina and Snieder, 1995], the measured anisotropy is likely to lie within the uppermost 300 km of the mantle, i.e., in the lithospheric and/or asthenospheric mantle. The maximum thickness of the lithosphere in this area is expected to be ca. 50 km [Feighner and Richards, 1994]. Thus, by using an intrinsic anisotropy of 4% [Mainprice and Silver, 1993] from data obtained on natural oceanic peridotites, the maximum  $\delta t$  which could correspond to the lithospheric contribution should be 0.5 s. Due to the very young lithospheric age and to the effect of both the neighboring GSC and Galápagos hotspot, the lithosphere thickness is likely thinner than 40 km, particularly the lithosphere beneath northernmost stations G05 and G10. Therefore no more than about 40% of the recorded  $\delta t$  could originate from the lithosphere and an asthenospheric contribution to the total splitting is required, particularly at stations where  $\delta t$  around 0.9 s have been detected. Unfortunately, due to the lack of non-null measurements we cannot investigate the possible presence of 2 anisotropic layers.

An important and robust finding of this experiment is the apparent isotropy observed in the central Galápagos area. Such absence of splitting may result from 3 different causes [e.g., Barruol and Hoffmann, 1999]: i) Vertically oriented lineations in the mantle beneath the station. Petrophysical analyses of peridotites [e.g., Mainprice and Silver, 1993] demonstrate that rock lineations marked by olivine *a*-axis concentration, are generally characterized by very weak anisotropy. This could suggest vertical flow lines beneath stations with no recorded splitting. However Hooft et al., [2003] locate thinning of the mantle transition zone by 18 km within an area approximately 100 km in radius centered 40 km southwest of Fernandina. This anomaly of the transition zone is consistent with an excess of temperature. They interpret this zone as a mantle upwelling from depths greater than 410 km. The location of the mantle upwelling proposed by Hooft et al., [2003] west of the region where no splitting were detected render hard to reconcile vertical lineations in the upper mantle beneath the central Galápagos. ii) Presence of two anisotropic layers, each characterized by perpendicular fast axes and by similar  $\delta t$ . It seems unlikely that only two-layer anisotropy is located just beneath the central Galápagos area. If it were two-layer of anisotropy, it should be just about everywhere, iii) Possibility that the Galápagos plume upwelling may have erased the preexisting fabric in the lithosphere and asthenosphere beneath the stations. The Galápagos area is an active volcanic area fed by a mantle upwelling and therefore, partial melt is likely to be present at depth and may influence the anisotropy pattern. Interestingly,  $\delta t$  increase toward the center of hotspot location. On the western edge of the Galápagos area,  $\delta t$  increase from 0.4 s at G10 (the northernmost station) to 0.65 at G05, 0.9 s at G06 and finally to 0.9 s at G07, the southernmost station, which is also the closest of the hotspot actual location (Fig. 85). This north to south increase in  $\delta t$  cannot result from the increase of the lithosphere thickness alone. The presence of a higher melt fraction could explain such strong increase

since the melt can organize as anisometric melt pockets that may be preferentially oriented in the flow direction or in the stress reference frame [Vauchez et al. 2000]. White et al. [1993] demonstrated that the degree of melting was higher in the central western volcanoes and decreases radially. On the other hand, the existence of melt may weaken the alignment of olivine a- axis [Holtzman et al., 2003] and may therefore decrease the medium anisotropy. The decrease in the delay time toward the north and the Galápagos Spreading Center is inferred to be due to upwelling mantle and flow to the north to the spreading center. The spreading related flow orientation is perpendicular to that induced by the Nazca plate motion. As the magnitude of the spreading related anisotropy increases, the observed splitting will decrease toward the spreading center.

There appears to be some correlation between the region of apparent isotropy and a zone of anomalously low upper mantle velocities imaged between 50 and 80 km depth beneath Santiago and Marchena from surface waves by Villagomez et al., [2004] And interpreted as a region of partial melt. This pattern suggests that the presence of melt in the upper mantle may weaken the effects of fabric on shear wave splitting, as suggested by Holtzman et al. [2003].

An alternative explanation is that the flow field in the near ridge setting is complex, resulting in apparent isotropy. Calculations of the lattice preferred orientation evolution in simple fluid dynamical models by Kaminski and Ribe [2002] indicate complex flow fields can occur due to plume ridge interaction, which may end up yielding very small delay times from SKS. However we can't test this model because the main parameter: the value of the dimensionless "grain orientation lag" parameter is unknown for this setting.

On the basis of our splitting results we propose that the splitting pattern in the Galápagos archipelago may be the result of plate drag and frozen lithospheric anisotropy which, beneath the center of the archipelago, is weakened by the presence of melt in the upper mantle.

### **Acknowledgements**

We thank G. Barruol, D. Villagomez, P. Ryan, B. Ildefonse, G. Bokelmann and M. Savage for fruitful discussions. We also acknowledge the Parque National Galápagos (PNG) for permission to work in the area and M.L. Hall and the Estacion científica Charles Darwin (ECCD) for logistical support. We are grateful to developers of SAC software [Lawrence Livermore Nat. Lab.] and GMT software [SOEST, U. of Haw.]. PAYG station is maintained by USGS Albuquerque Seismological Lab. This work was supported by the French Programs Intérieur de la Terre and Dynamique et Evolution de la Terre Interne. This is CNRS-INSU contribution n° xxx. This research has been supported by the National Science Foundation under Grants No. 0221549.





## **PARTIE III**

# **ATTÉNUATION SISMIQUE DANS LA CROÛTE OCÉANIQUE ET LE MANTEAU SUPÉRIEUR**

*"Il n'est désir plus naturel que le désir de connaissance. Nous essayons tous les moyens qui nous y peuvent mener. Quand la raison nous faut, nous y employons l'expérience. "*

Montaigne, Les Essais



## Chapitre 7

### Généralités sur l'atténuation sismique

---

#### 7.1) Qu'est-ce-que l'atténuation sismique?

L'atténuation physique ou amortissement des ondes est une caractéristique anélastique des roches. Elle se traduit par une diminution d'amplitude de l'onde liée à une perte d'énergie et à une perte préférentielle de ses hautes fréquences (Grolier et al., 1991). L'atténuation géométrique correspond à la baisse de l'amplitude de l'onde au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de la source car il faut répartir une même énergie sur un front d'onde de plus en plus grand. Les paramètres d'atténuation  $Q_i^{-1}$ ,  $Q_g^{-1}$ ,  $Q_t^{-1}$  représentent respectivement l'atténuation intrinsèque, l'atténuation géométrique et l'atténuation totale. Ces paramètres sont liés par la relation suivante (e.g., Dainty, 1981) :

$$Q_t^{-1} = Q_g^{-1} + Q_i^{-1} \quad (47)$$

L'atténuation intrinsèque est causée par la conversion de l'énergie en chaleur alors que l'atténuation géométrique est caractérisée par la redistribution de l'énergie lors de l'interaction de l'onde sismique avec les hétérogénéités du milieu.

On peut discriminer la contribution de l'atténuation intrinsèque et la part de l'atténuation géométrique grâce à l'utilisation de la méthode d'analyse à fenêtre d'intervalle de temps multiple d'Hoshiba et al. (1991). L'atténuation géométrique peut être considérée comme négligeable comparée à l'atténuation physique dans la partie Ouest de la Grèce (Tselentis, 1998) et au Japon (Hoshiba, 1993). Notre étude est limitée à la compréhension de l'atténuation physique.

Les roches, matériaux naturels, présentent macroscopiquement des irréversibilités de comportement lorsqu'elles sont soumises à des déformations: l'énergie élastique stockée est dissipée. Cette dissipation d'énergie correspond à un écart à l'élasticité. La compréhension du mécanisme d'atténuation des roches partiellement fondues se fait grâce à la connaissance des comportements anélastiques et viscoélastiques et de leurs caractéristiques suivantes: friction interne, module de cisaillement complexe et viscosité.

Les essais de relaxation et de fluage permettent l'étude des lois de comportement des matériaux en fonction du temps. On distingue 3 grandes techniques expérimentales de mesure de l'atténuation: i) les mesures utilisant la propagation d'ondes, ii) les mesures utilisant des systèmes vibrants, iii) les méthodes utilisant le déphasage entre contrainte et déformation. Les expériences de torsion harmonique utilisées dans cette étude sont des expériences de fluage, qui nous permettent de calculer l'atténuation intrinsèque en mesurant le déphasage entre la contrainte et la déformation.

L'étude de la coda (enveloppe) des ondes s'est révélée très utile pour la caractérisation de l'atténuation sismique au niveau de la lithosphère (e.g., Canas et al., 1998; Aki, 1980) et comme moyen de surveillance des volcans actifs (e.g., Londoño et al., 1998; Fehler et al., 1988). La connaissance des variations de l'atténuation de la coda des ondes sismiques s'est également avérée être importante dans l'analyse des risques sismiques (e.g., Jin et Aki, 1988).

Les modèles de tomographie sismique en onde de volume de l'atténuation permettent de caractériser la structure des systèmes magmatiques au niveau de l'axe de la dorsale Est Pacifique (Wilcock et al., 1992; 1995) et au niveau de l'arc insulaire des Andes (Haberland et

Rietbrock, 2001). La tomographie sismique globale en onde de surface permet d'identifier les grandes structures mantelliques comme les deux superpanaches situés sous une partie du Pacifique sud et sous une partie de l'Afrique (Romanowicz et Gung, 2002). Romanowicz (1994) observe les variations les plus importantes de l'atténuation jusqu'à 300 km de profondeur. Ces variations demeurent importantes jusqu'à 500 à 600 km. Karato (1993) a montré l'importance de la connaissance de l'anélasticité pour l'interprétation des modèles tomographiques des vitesses sismiques. Dans le manteau supérieur, l'effet de l'anélasticité est d'augmenter de manière significative la température que l'on déduit des vitesses des ondes sismiques. Cela implique que les anomalies de température sont en réalité plus basses que ce que l'on obtient sans prendre en compte l'anélasticité. Il faut donc réaliser des corrections des effets anélastiques dans les modèles tomographiques des vitesses sismiques.

L'analyse de l'atténuation des ondes ScS multiples permet, elle, de cerner les zones anormalement chaudes ou partiellement fondues du manteau. Cette technique que nous utilisons également dans cette étude sera présentée dans le chapitre suivant.

Le module élastique  $M^*$  est complexe lorsqu'il y a dissipation de l'énergie de l'onde.  

$$M^*(w) = M_R(w) + i M_I(w) \quad (48),$$

avec  $w$  la fréquence angulaire.

On définit de manière intrinsèque le facteur de qualité  $Q$ , valeur sans dimension, qui caractérise la dissipation d'énergie liée à la déformation du milieu par:

$$Q^{-1}(w) = M_I(w) / M_R(w) = \tan \delta(w) \quad (49)$$

$Q^{-1}$  est également appelé friction interne, il est associé à l'énergie dissipée par cycle  $\Delta\varepsilon$ :  

$$Q^{-1} = \Delta\varepsilon / 4\pi \langle \varepsilon \rangle \quad (50),$$

avec  $\langle \varepsilon \rangle$  l'énergie moyenne stockée durant un cycle de charge. Une approximation de cette expression est souvent réalisée

$$Q^{-1} = \Delta\varepsilon / 2\pi \varepsilon_{\max} \quad (51),$$

avec  $\varepsilon_{\max}$  l'énergie maximale emmagasinée.

## 7.2) Les causes de l'atténuation sismique

Les causes d'atténuation sont nombreuses et il est difficile de les différencier dans la nature. Les principaux facteurs d'atténuation sont:

- Un mécanisme de diffusion au niveau des joints de grains responsable de l'augmentation exponentielle de  $Q^{-1}$  avec la température à des températures supérieures à la moitié de la température de fusion. L'atténuation dépend de la fréquence et de la taille des grains. L'augmentation de la température est le facteur principal d'atténuation dans les solides.

- L'écoulement localisé de liquide (en anglais "s squirt flow").

Le terme a été introduit par Mavko et Nur (1975). C'est le mouvement local du liquide à l'intérieur de la cavité poreuse, induit par le passage de l'onde. Le liquide est expulsé des inclusions orientées perpendiculairement à l'axe principal de compression vers celles qui sont perpendiculaires à l'axe d'extension. L'écoulement du liquide provoque une dissipation d'énergie qui se traduit par un comportement anélastique ou viscoélastique du système. Les calculs de Schmeling (1985) et Mainprice (1997) montrent que ce mécanisme est important, aux fréquences sismiques, dans les milieux partiellement fondus.

- L'insertion d'une lacune ou d'un atome interstitiel dans un cristal produit localement des distorsions du champ de contraintes appliqué au cristal. Les défauts ponctuels relatifs au site du Silicium dans l'olivine, particulièrement ceux qui sont liés à un hydrogène peuvent être à l'origine de phénomènes anélastiques dans le domaine des fréquences sismiques (Karato et Spetzler, 1990). Cependant, Karato et Spetzler (1990) montrent que l'atténuation maximale est très faible (inférieure à  $5 \cdot 10^{-5}$ ). La redistribution de cations dans les pyroxènes est un mécanisme possible d'atténuation des ondes sismiques dans le manteau supérieur, surtout pour les basses températures (Karato et Spetzler, 1990). En effet, dans le pyroxène, le cation (Mg, Ca, Fe) se diffuse plus lentement que pour l'olivine.
- Le cisaillement visqueux lorsque les joints de grains sont mouillés crée une dissipation de l'énergie. Ce type de dissipation nécessite des inclusions de liquide très allongées.
- Le glissement au niveau des joints de grains et la migration des joints de grains.  
Un joint de grain est rarement un plan parfaitement régulier. Il possède toujours des irrégularités topographiques qui gênent le glissement visqueux. Le glissement au niveau des joints de grains peut être contrôlé par la migration au joint de grain, cette dernière pouvant éliminer les irrégularités qui gênent le glissement.
- Le couplage inertiel entre fluide et solide.  
La théorie de Biot (1956) considère le mouvement du liquide par rapport au solide comme le résultat de l'inertie du gradient de pression de l'onde sismique. Dans un système partiellement fondu, Schmeling (1983) montre que ce mécanisme est insuffisant pour prendre en compte l'atténuation sismique.
- Le flux régional de la phase fondue d'une région de forte contrainte à une région de faible contrainte est une cause d'atténuation. Ce mécanisme concerne un ensemble de plusieurs pores, il dépend de la perméabilité de la roche, et de l'amplitude de l'onde.
- La croissance des cristaux dans la phase visqueuse.  
L'atténuation peut être induit par un retard de vibration entre l'amas cristallin et la portion fondue. Un pic d'atténuation est observé pour les hautes températures et les fréquences sismiques sur différents agrégats de monocristaux et de polycristaux (Day et Rindone, 1961).
- La thermo-relaxation.  
Les variations brusques de déformation, consécutives au passage de l'onde, entraînent des variations de température par couplage thermomécanique. Ces variations de température sont hétérogènes en raison de la diversité des propriétés thermomécaniques des constituants à l'échelle microscopique. Au sein de l'élément, à l'échelle macroscopique, un rééquilibrage des températures s'opère alors par conduction thermique.
- L'oxydation conduit à la formation d'oxydes, qui se disposent aux joints de grains et augmentent ainsi la résistance au glissement aux joints de grains.
- L'effet de la saturation.  
Les expériences réalisées sur un granite montrent que l'atténuation des ondes S croît avec la saturation en eau (Murphy, 1982).



- L'effet de la pression effective.

Les variations de l'atténuation en fonction de la pression dépendent de la présence de microfissures. Lors de l'application d'une contrainte uniaxiale Bourbié et Zinszner (1985) ont observé une forte atténuation sismique pour un grès avec joints de grains alors que l'atténuation est faible pour un grès sans joints de grains.

Trois causes d'atténuation sont particulièrement importantes dans le cadre de cette étude par rapport à la présence de plusieurs points chauds en Polynésie française et à la présence d'un point chaud et de plusieurs volcans actifs dans l'archipel des Galápagos:

- i) l'augmentation de l'atténuation à cause d'un mécanisme de diffusion au niveau des joints de grains,
- ii) l'écoulement localisé de liquide, celui-ci doit induire une augmentation de l'atténuation dès que la roche commence à fondre.
- iii) le cisaillement visqueux.

Dans la suite de ce travail, on essaiera de quantifier l'atténuation à grande échelle via l'utilisation des ondes sismiques, puis on abordera le problème par une approche expérimentale, ce qui nous permettra de faire un lien avec la sismologie et de mieux cerner les processus.

## Chapitre 8

# Estimation de l'atténuation des ondes ScS multiples en Polynésie française

---

### 8.1) Introduction

L'objectif de cette analyse est d'obtenir une cartographie de l'atténuation du manteau et d'identifier les zones les plus atténuantes au niveau de la Polynésie française, d'examiner la corrélation de ces régions avec le positionnement des points chauds et du superpanache (e.g., Sleep, 1990; Bonneville et Sichoix, 1998; Steinberger, 2000). Les mesures d'atténuation sismique sont plus sensibles aux variations de température que les mesures de vitesses sismiques étant donné la dépendance exponentielle de l'atténuation envers l'inverse de la température. L'avantage de cette technique est de fournir des informations sur une région du manteau supérieur qui n'est pas instrumenté et en s'affranchissant des difficultés liées à la structure à proximité de la source sismique et sous le sismographe.

Nous suivrons ici la même méthodologie utilisée par Suetsugu (2001) et développée initialement par Anderson et Kovach (1964) et Kovach et Anderson (1964), puis modifiée par Jordan et Sipkin (1977). De nombreuses études ont été consacrées aux mesures de l'atténuation des ondes multiples depuis 1964: Kanamori (1967), Yoshida et Tsujiura (1975), Nakanishi (1979), Sipkin et Jordan (1979, 1980), Lay et Wallace (1983, 1988), Chan et Der (1988), Sipkin (1988), Sipkin et Revenaugh (1994), Isse et Nakanashi (1997), Suetsugu (2001), Gomer et Okal (2003). La Polynésie française est idéalement située pour ce type d'étude de par sa proximité avec la zone de subduction des Tonga-Fidji (à moins de 35° de distance épacentrale) et de par sa sismicité profonde (19 séismes d'une profondeur supérieure à 400 km en 2002).

### 8.2) Principe

Cette méthode repose sur l'analyse des ondes de cisaillement qui sont par définition des ondes transversales dont le mouvement de particules est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. On utilisera donc les composantes transverses des signaux car les amplitudes des ondes ScS multiples sont plus fortes.

Trois critères de sélection des données sont utilisés:

- i) la profondeur des séismes doit être supérieure à 400 km pour avoir de plus fortes amplitudes des ondes de cisaillement se réfléchissant sur l'interface solide-liquide. Les ondes ScS<sub>2</sub>, ScS<sub>3</sub> et ScS<sub>4</sub> sont surtout identifiables pour les séismes profonds.
- ii) la distance épacentrale doit être inférieure à 35° de manière à avoir des incidences quasi-verticales des ondes ScS, afin de ne pas être gêné par les phases PKiKP et SS (Fig. 87).
- iii) la magnitude Mb des ondes de volume doit être supérieure ou égale à 5.5 pour avoir un bon rapport signal sur bruit.

Cette étude préliminaire qui permet de présenter la méthode développée durant cette thèse se porte sur un événement des îles Fidji du 29 mars 1998 située à 537 km de profondeur (Tableau 13).

Date	Heure	Latitude (°S)	Longitude (°W)	Profondeur (km)	Mb
29/03/1998	19h 48 min 16.2 s	17.552	179.092	537	6.5

Tableau 13. Paramètres de l'hypocentre.

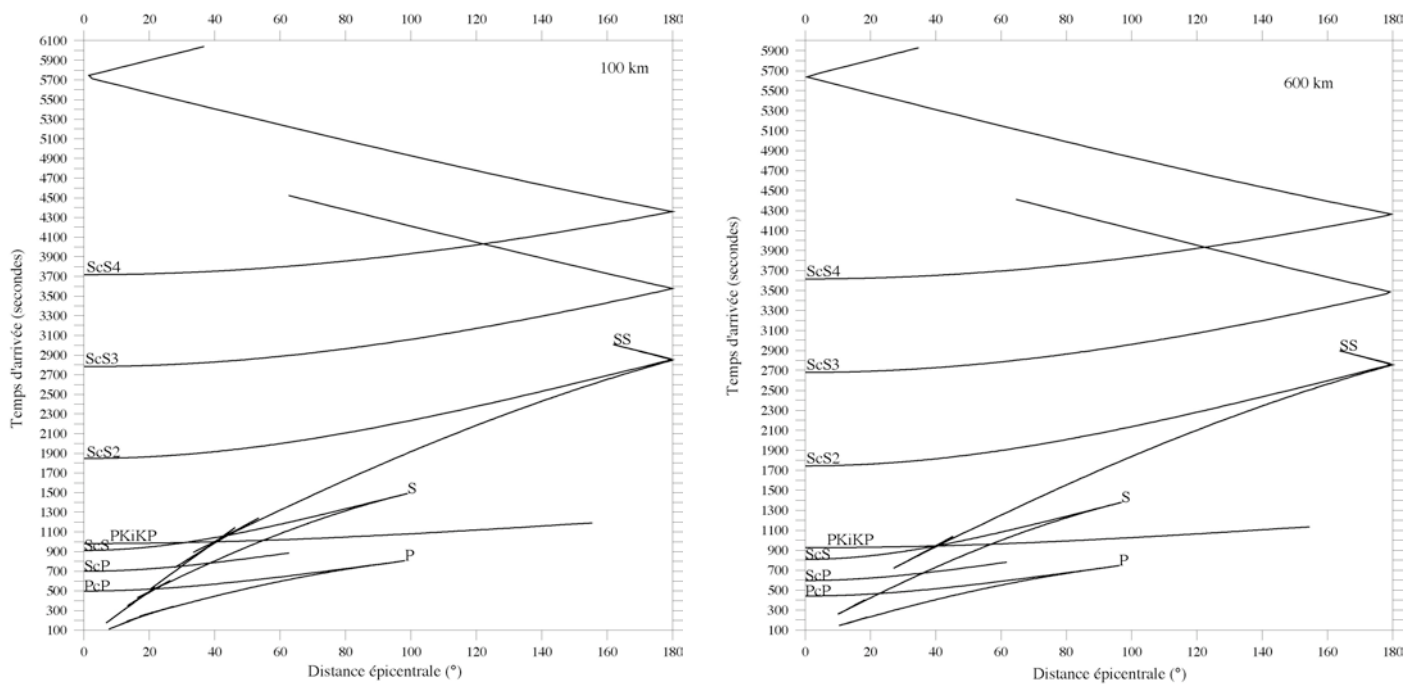


Fig. 87. Hodochrones des temps d'arrivée des ondes ScS et ScS multiples pour des sources à 100 km et à 600 km de profondeur, d'après le modèle iasp91 (Kennett et Engdahl, 1991).

On fait l'hypothèse que l'opérateur d'atténuation,  $A$ , pour les ondes multiples de l'onde ScS polarisées transversalement est linéaire et qu'il est fonction de deux variables : la fréquence angulaire  $\omega$  et le temps de parcours  $T$ . On suppose également une dépendance exponentielle de  $A$  par rapport au temps de parcours  $T$ ; c'est-à-dire que pour un réel  $\alpha > 0$  :

$$A(\omega, \alpha T) = [A(\omega, T)]^\alpha \quad (52)$$

D'autre part, on fait l'hypothèse que l'interface noyau-manteau correspond à une interface liquide-solide, ce qui nous permet de fixer les coefficients de réflexion des ondes ScS multiples à l'unité (Kovach et Anderson, 1964). On suppose qu'il y a de faibles variations de  $Q$  radialement dans le manteau inférieur, ce qui est vrai en première approximation (voir Fig. 88).

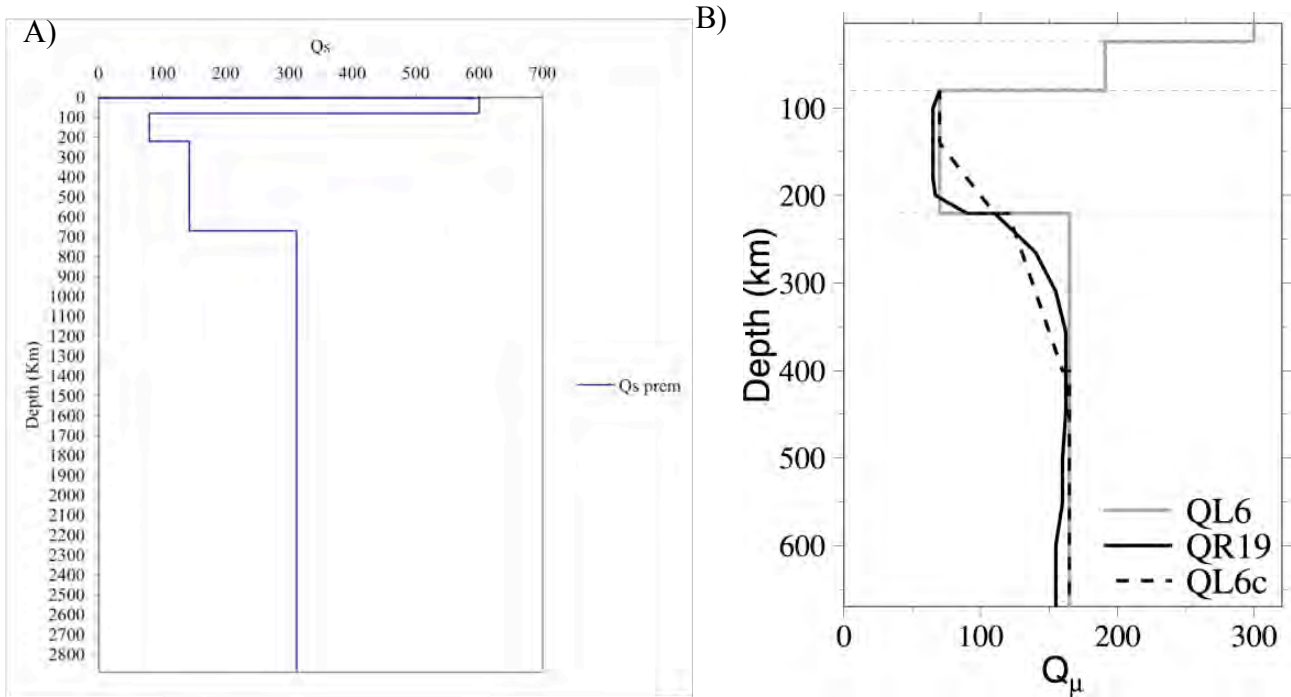


Fig. 88. A) Variation radiale selon le modèle isotrope PREM (Preliminary Reference Earth Model, Dziewonski et Anderson, 1981) de  $Q_s$  depuis l'interface noyau-manteau jusqu'à la surface. B) Variation radiale de  $Q_\mu = Q_s$  dans le manteau supérieur selon les modèles QL6 (Durek et Ekström, 1996), QR19 (Romanowicz, 1995), et QL6c d'après Gung et Romanowicz (2004).

On voit que dans le modèle PREM, l'atténuation est la plus faible dans la croûte et demeure constante dans le manteau inférieur. La plupart des modèles radiaux d'atténuation dans le manteau montrent que  $Q_s$  est particulièrement élevé dans l'asthénosphère (entre 80 et 220 km) et que  $Q_{ScS}$  est corréléable avec les valeurs de  $Q_s$  correspondant aux profondeurs comprises entre 80-300 km (e.g., Gomer et Okal, 2003).

L'atténuation mesurée par notre méthode correspond à l'atténuation de tout le manteau et de la croûte océanique sous le point de réflexion en surface de la phase  $ScS_2$  à mi-chemin entre la source et le récepteur lorsque l'on compare la phase  $ScS_2$  à la phase  $ScS$  (Fig. 89). Lorsque l'on compare la phase  $ScS_4$  à la phase  $ScS_3$ , l'atténuation mesurée correspond à la région du manteau et de la croûte sous le deuxième point de réflexion en surface de la phase  $ScS_4$ . Ce point est le même que le point de réflexion en surface de l'onde  $ScS_2$ .

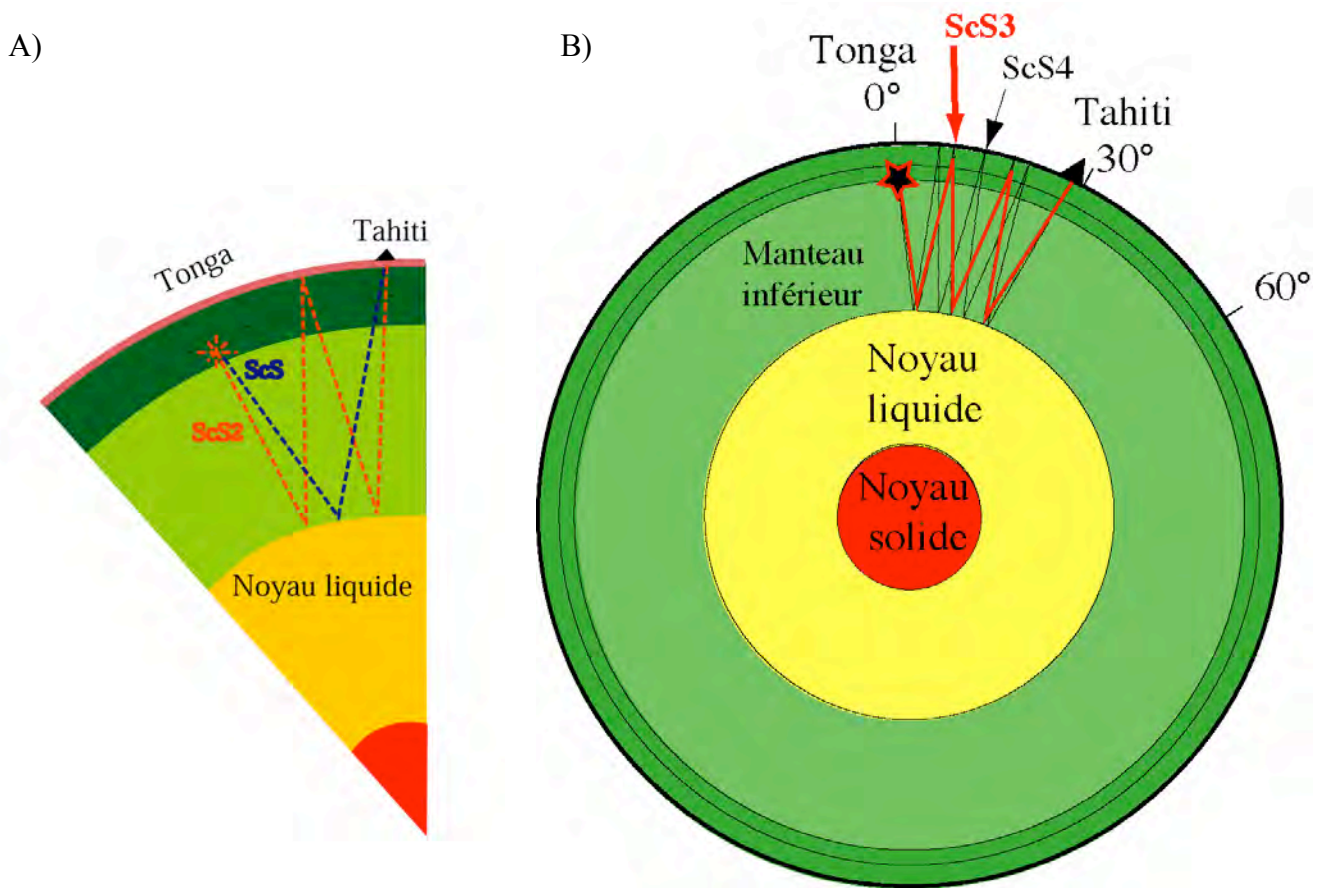


Fig. 89. A) Trajets des ondes ScS et ScS<sub>2</sub> dans une coupe transversale de la Terre. B) Trajets des ondes ScS<sub>3</sub> et ScS<sub>4</sub>. Noter les incidences quasi-verticales des rais sous la station et sous l'épicentre.

### 8.3) Méthode

#### 8.3.1) Mesure du résidu temporel

Notre méthode est similaire à celle employée par Okal et Anderson (1975), Sipkin et Jordan (1976), et Jordan et Sipkin (1977) pour étudier les hétérogénéités latérales du manteau supérieur. Les temps de trajets différentiels  $\Delta t_{n,p}$  sont calculés à partir de l'intercorrélation des phases ScS<sub>n</sub> et ScS<sub>p</sub>. Okal et Anderson (1975) définissent les temps de parcours différentiels de la manière suivante:

$$\Delta t_{n,p} = A_{\text{epic}} + A_{\text{refl}} + A_{\text{rec}} \quad (53)$$

$A_{\text{epic}}$  est l'anomalie à l'épicentre, liée à une éventuelle mauvaise détermination de la localisation, à l'incertitude sur le temps d'origine du séisme, et à la structure autour de l'épicentre.  $A_{\text{refl}}$  est la contribution au niveau du point de réflexion en surface et  $A_{\text{rec}}$  est la contribution au niveau du récepteur, à cause de la structure locale sous la station. L'incidence quasi-verticale des phases ScS fait que les anomalies  $A_{\text{epic}}$  et  $A_{\text{rec}}$  sont approximativement les-mêmes pour la phase ScS et ses multiples. Le résidu temporel s'exprime ainsi (Okal et Anderson, 1975):

$$R_{n,p} = \Delta t_{n,p}^{\text{observé}} - \Delta t_{n,p}^{\text{iasp91}} \quad (54)$$

Le résidu temporel est un résidu simple si on réalise l'intercorrélation des phases ScS<sub>2</sub> et ScS. Dans ce cas, le résidu temporel provient du double échantillonnage de la région où se



réfléchit en surface l'onde  $ScS_2$ , à mi-chemin de l'épicentre et du sismomètre. Cette méthode réduit la contribution des hétérogénéités de vitesse proches de la source et du récepteur. La seule différence entre notre étude et celle d'Okal et Anderson (1975) est que le modèle de référence utilisé par ces derniers est celui de Jeffreys-Bullen (1940), alors que nous utilisons le modèle plus récent iasp91 de Kennett et Engdahl (1991). D'autre part, on émet l'hypothèse que la différence de temps du résidu provient d'hétérogénéités latérales présentes dans le manteau supérieur à mi-chemin du trajet de l'onde  $ScS$  multiple sous le point de réflexion en surface de l'onde  $ScS$  multiple. Le manteau inférieur est supposé homogène. Lors des mesures de  $\Delta t_{n,p}^{observé}$  par intercorrélation, nous utilisons des fenêtres de temps d'une longueur de 180 s (Fig. 90).

D'autre part, la fenêtre de mesure commence 40 s avant le temps théorique du modèle iasp91 pour la phase  $ScS_n$ , et on essaie également de faire commencer la fenêtre 40 s avant le temps théorique de la phase  $ScS_{n+1}$  de manière à éviter les effets causés par les réverbérations dans la croûte (Isse et Nakanashi, 1997). Le début de la fenêtre de la phase  $ScS_{n+1}$  est modifié jusqu'à obtenir un maximum de la fonction d'intercorrélation des phases  $ScS_n$  et  $ScS_{n+1}$ . On utilise un filtre passe-bande entre 0.01 et 0.05 Hz de type Butterworth d'ordre 6. On applique une fenêtre d'apodisation. La pondération par le cosinus, de chaque côté de la fenêtre de mesure et sur une largeur de 20% de la fenêtre diminue l'effet de troncature qui est un effet de dispersion spectrale. Cette pondération modifie peu la variance mais est moins résistante à la dispersion spectrale que la fenêtre de Hanning.

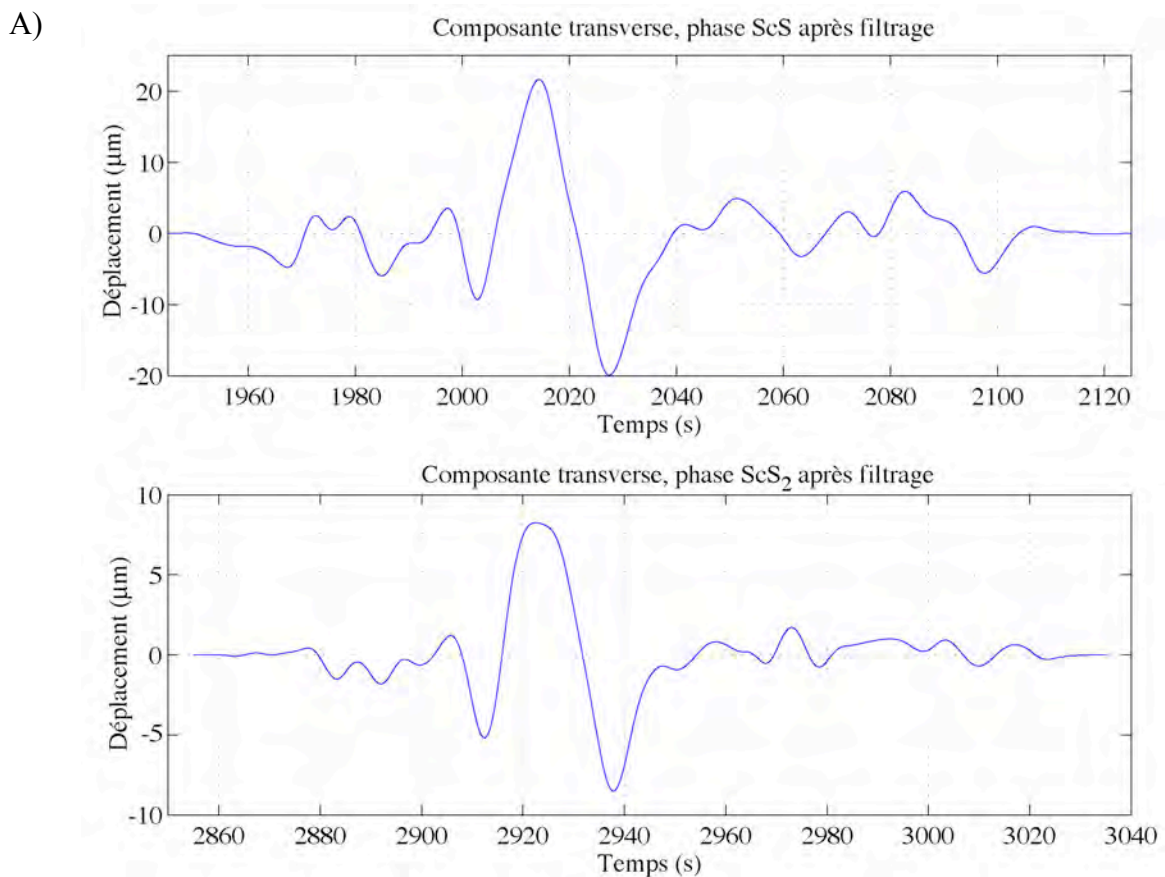
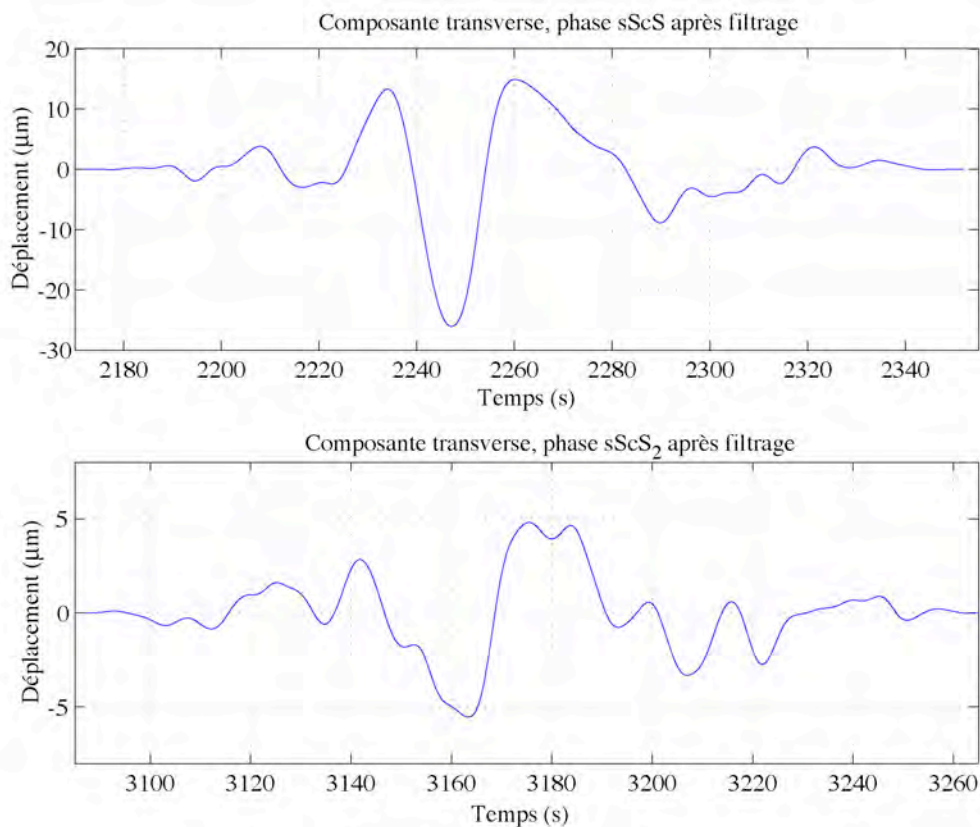


Fig. 90A. Phases  $ScS$  et  $ScS_2$ . L'événement représenté eut lieu aux Fidji le 29 mars 1998 et il a été enregistré à la station PPTL.

B)



C)

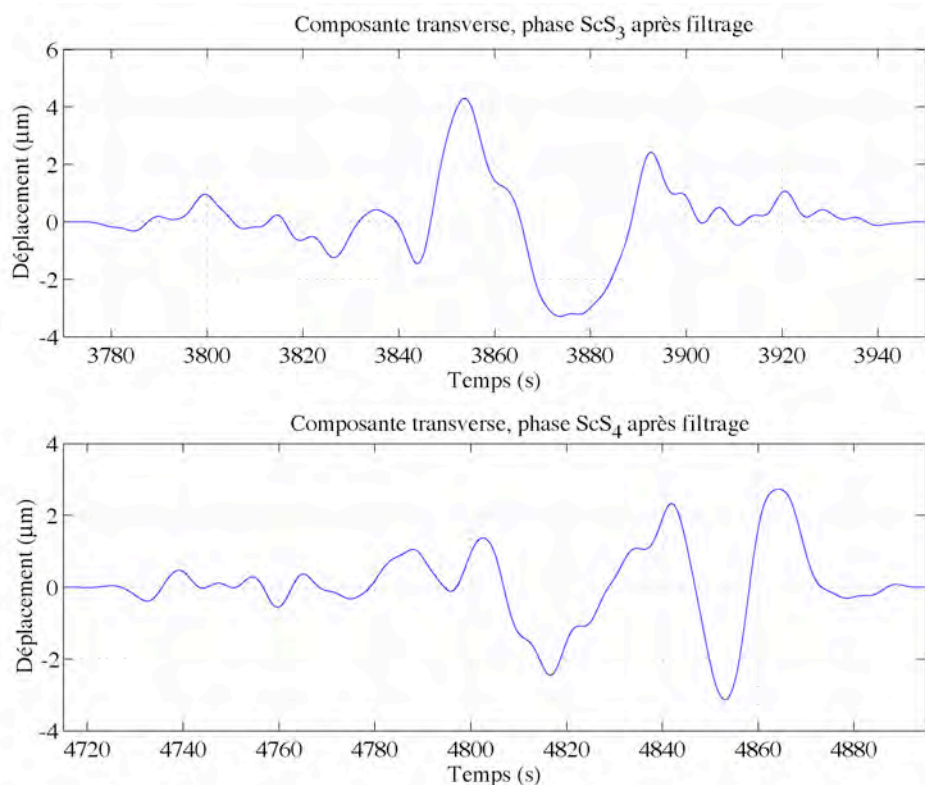


Fig. 90. Fenêtres d'analyse sur lesquelles sont déterminés les résidus temporels. Les amplitudes sont en microns. L'événement représenté eu lieu aux Fidji le 29 mars 1998 et il a été enregistré à la station PPTL. A) Phases ScS et ScS<sub>2</sub>. B) Phases sScS et sScS<sub>2</sub>. C) Phases ScS<sub>3</sub> et ScS<sub>4</sub>.

Le Tableau 14 donne les mesures de résidus temporels obtenues à PPTL pour l'événement du 29 mars 1998.

Phases	Résidus temporels simples (s)
ScS <sub>4</sub> -ScS <sub>3</sub>	5.54
ScS <sub>2</sub> -ScS	4.405
ScS <sub>3</sub> -ScS <sub>2</sub>	3.96
sScS <sub>2</sub> -sScS	5.5

Tableau 14. Résidus temporels mesurés pour chaque paire de phases à PPTL.

### 8.3.2) Mesure de $Q_{ScS}$

$Q_{ScS}$  est calculé à partir du rapport des amplitudes spectrales de paires de multiples de l'onde ScS. On utilise la méthode simple des rapports d'amplitude spectrale (Kovach et Anderson, 1964) et celle de la sommation ("stacking") spectrale développée par Jordan et Sipkin (1977). Cette dernière méthode nous permet de pondérer nos signaux par rapport au rapport signal sur bruit. On ne considère pas les effets de propagation associés à la dispersion géométrique ("geometrical spreading") car on fait l'hypothèse que la dispersion géométrique ne varie pas avec la fréquence (e.g., Jordan et Sipkin, 1977). Il est à noter que le rapport signal sur bruit des multiples de l'onde ScS, enregistré en nos stations est correct. La Fig. 91a et Fig. 91b montre les ondes ScS, ScS<sub>2</sub>, ScS<sub>3</sub>, ScS<sub>4</sub>, sScS, sScS<sub>2</sub>, sScS<sub>3</sub> enregistrées à la station du réseau LDG de Tahiti (PPTL).

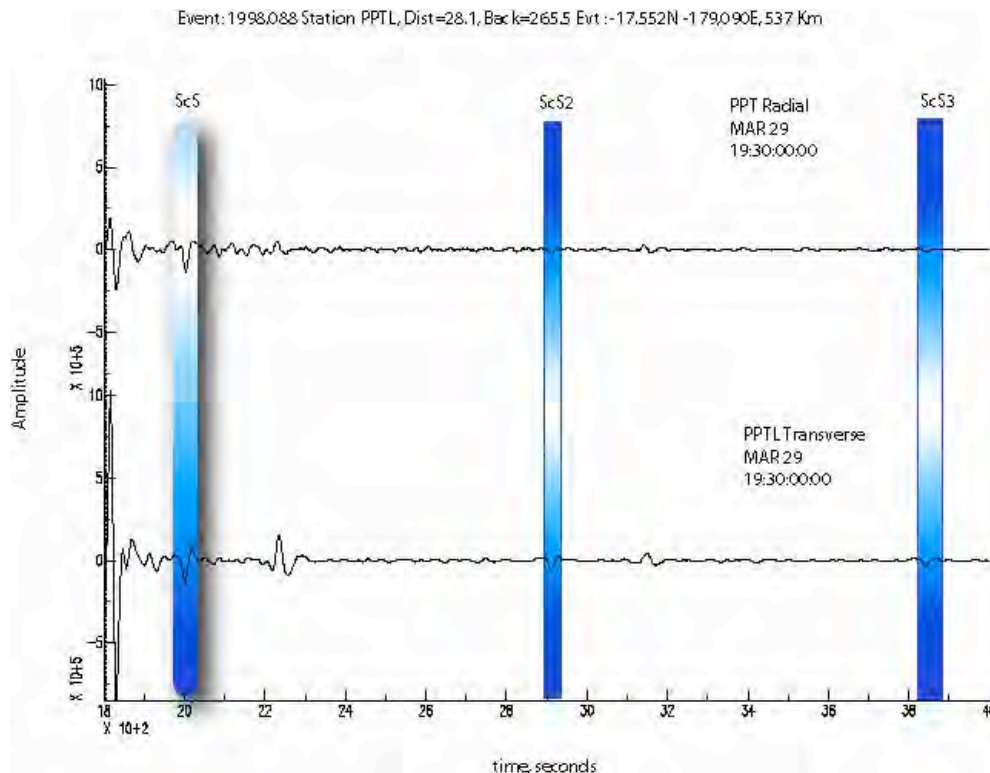


Fig. 91a. Exemple de la qualité des signaux enregistrés au niveau de la station de Tahiti. Signaux filtrés entre 0.01 et 0.05 Hz.

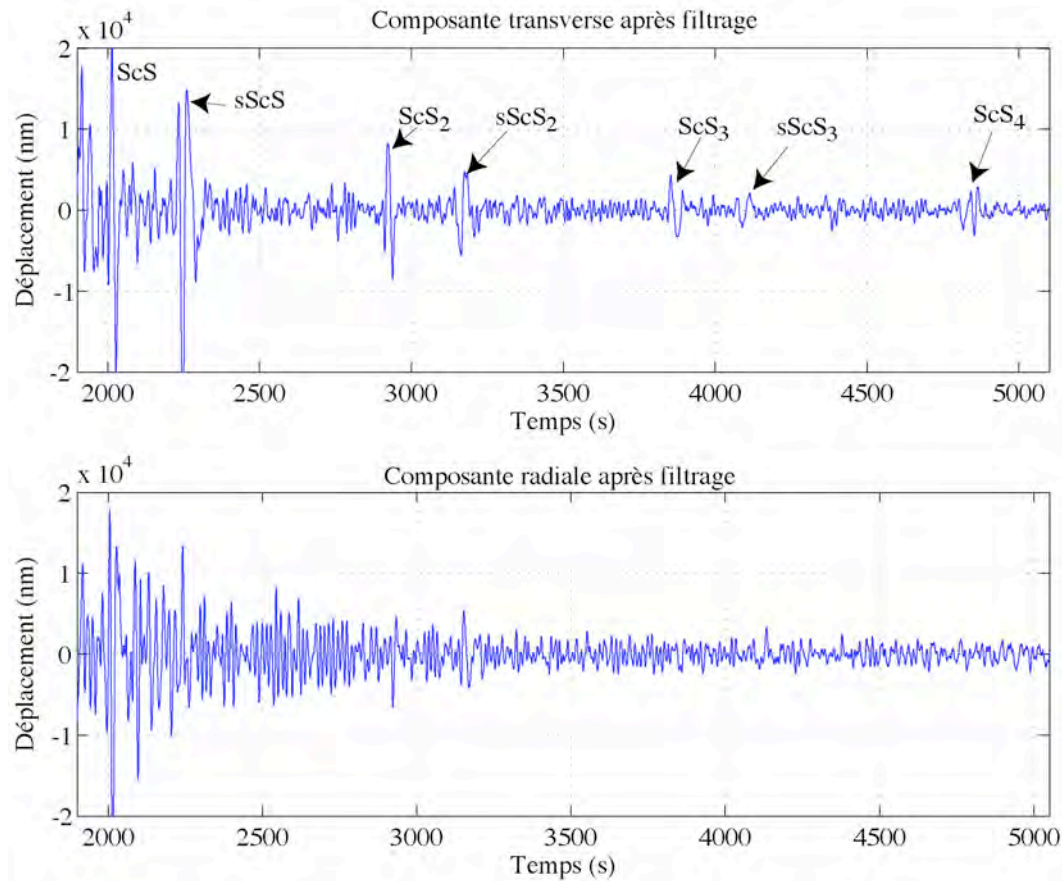


Fig. 91b. Même événement que la Fig. 91a. Le graphique du dessus est un agrandissement de la composante transverse qui montre bien les phases ScS, ScS<sub>2</sub>, ScS<sub>3</sub> et ScS<sub>4</sub> et les ondes sScS et sScS<sub>2</sub>. Le sismogramme du dessous montre la composante radiale pour comparaison. Les sismogrammes sont en déplacement et leur unité est le nanomètre.

Noter que pour l'événement du 29 mars 1998 la phase ScS<sub>4</sub> possède une amplitude qui est à peine supérieure à celle du bruit. Cette observation nous conduit à considérer avec précaution le temps différentiel observé entre ScS<sub>3</sub> et ScS<sub>4</sub> et à utiliser la méthode de stacking spectral pour les rapports ScS<sub>2</sub>/ScS et sScS<sub>2</sub>/sScS. Le point de réflexion en surface de l'onde sScS<sub>2</sub> n'est théoriquement pas le même que celui de l'onde ScS<sub>2</sub>. Cependant, aux longueurs d'ondes utilisées dans cette étude, la différence est négligeable.

Soit  $S(\omega)$  et  $S'(\omega)$  les amplitudes spectrales des phases ScS multiples d'un même sismogramme (Fig. 92). Ces amplitudes sont linéairement liées :

$$L(\omega, \Delta T) S(\omega) + N(\omega) = S'(\omega) \quad (55),$$

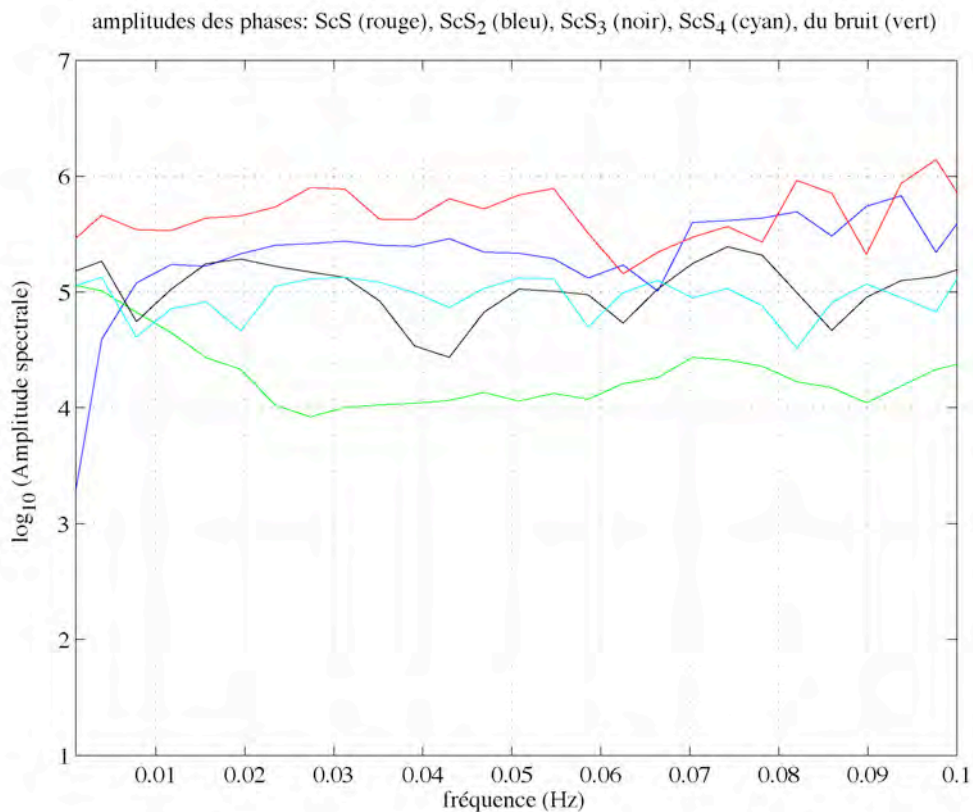
où  $N(\omega)$  est le spectre du bruit, que l'on supposera non corrélé aux signaux entre 0.01 et 0.05 Hz, et que l'on décrira par l'utilisation de l'énergie spectrale  $n^2(\omega)$ .

L'opérateur linéaire  $L(\omega, \Delta T)$  peut s'écrire sous la forme:

$$L(\omega, \Delta T) = \frac{R'(\omega)P'(\omega)}{R(\omega)P(\omega)} A(\omega, \Delta T) \quad (56),$$

avec  $R(\omega)$  et  $R'(\omega)$  les spectres au niveau de la source, et  $P$  et  $P'$  des fonctions décrivant la distorsion des pulses, due aux effets de propagations autres que l'atténuation intrinsèque.

A)



B)

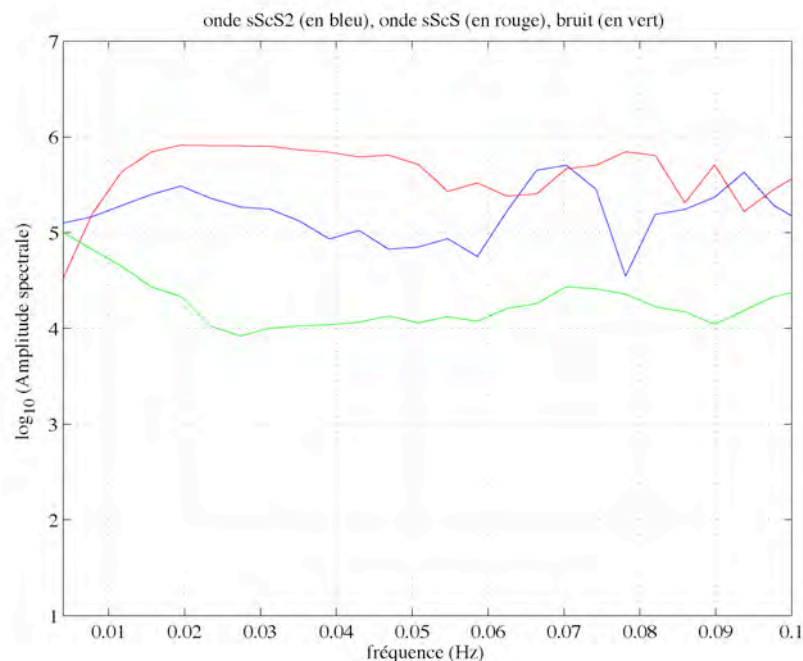


Fig. 92. Événement du 29 mars 1998 enregistré à PPTL. A) Amplitudes spectrales des ondes ScS (en rouge), ScS<sub>2</sub> (en bleu), ScS<sub>3</sub> (en noir), ScS<sub>4</sub> (en cyan) et du bruit (en vert). L'amplitude spectrale du bruit est lissée par une fenêtre glissante de longueur 0.0078 Hz sur laquelle on calcule la moyenne. B) Amplitudes spectrales des phases sScS, sScS<sub>2</sub> et du bruit.

Afin d'estimer l'opérateur d'atténuation  $A(\omega, \Delta T)$ , en prenant en compte les phases multiples de l'onde ScS, Jordan et Sipkin (1977) proposent de réaliser le stacking spectral:



$$\bar{A}(w, \Delta T_0) = \frac{\sum_{k=1}^k \left[ (b_k'/b_k) \bar{S}_k(w) S_k'(w) / n_k^2(w) \right]^{1/\alpha_k}}{\sum_{k=1}^k \left[ (b_k'/b_k)^2 |S_k(w)|^2 / n_k^2(w) \right]^{1/\alpha_k}} \quad (57),$$

avec  $\Delta T_0$ , la différence de temps de parcours de référence, et  $\alpha_k = \Delta T_k / \Delta T_0$ .  $\Delta T_k$ , est la différence de temps mesuré entre les phases  $ScS_{n+1}$  et  $ScS_n$ .  $b$  et  $b'$  sont des paramètres pour corriger par la dispersion géométrique de la source ("geometrical spreading correction").  $\bar{S}_k(w)$  est le conjugué de  $S_k(w)$  à cause du déphasage de  $\pi/2$  existant entre les phases  $ScS_n$  et  $ScS_{n+1}$  après réflexion. Cela correspond à un coefficient de réflexion de  $-i$  (ou  $i$  représente le nombre imaginaire).

L'équation (57) fournit une estimation du minimum de la variance de  $A(w, \Delta T_0)$ . Il est à noter que les corrections géométriques liées à l'éloignement de la source ne sont pas considérées comme dépendant de la fréquence angulaire.

### Les corrections géométriques dues à la dispersion de la source ("geometrical spreading correction").

L'amplitude des ondes de volume décroît lors de la propagation à cause de la dispersion géométrique par rapport à la source sismique.

On peut démontrer que l'énergie sismique à une distance épacentrale donnée de la source sismique est de la forme :

$$\tilde{E}(\Delta) = \frac{\sin \theta_1}{4\pi r_2^2 \sin \Delta \cos \theta_2} \left| \frac{d\theta_1}{d\Delta} \right| E_s \quad (58)$$

avec  $r_2$ : le rayon au niveau du sismographe,  $\theta_1$  l'angle d'incidence à la source,  $\theta_2$  l'angle d'incidence au niveau du sismographe,  $\Delta$  la distance épacentrale, et  $E_s$  l'énergie totale radiée de la source.

Or, l'amplitude est proportionnelle au carré de l'énergie. En calculant le rapport des amplitudes des ondes  $ScS_2$  et  $ScS_1$ , on élimine le terme  $\sqrt{E_s / (4\pi \cdot r_2^2)}$  et l'on voit que la différence entre l'onde  $ScS_1$  et  $ScS_2$  est liée au terme  $b$  ou  $b'$  (Bullen, 1953):

$$\sqrt{\frac{\sin \theta}{r^2 \sin \Delta \cos \theta_0} \left| \frac{d\theta}{d\Delta} \right|} \quad (59)$$

avec  $r$  le rayon de la Terre,  $\Delta$  la distance épacentrale,  $\theta_0$  l'angle d'émergence du rai à la surface de la Terre,  $\theta$  l'angle avec lequel le rai quitte la source.

Ces corrections ont été calculées pour les phases multiples de l'onde  $ScS$  dans le cas d'une source située à 500 km et à 537 km (Fig. 93).

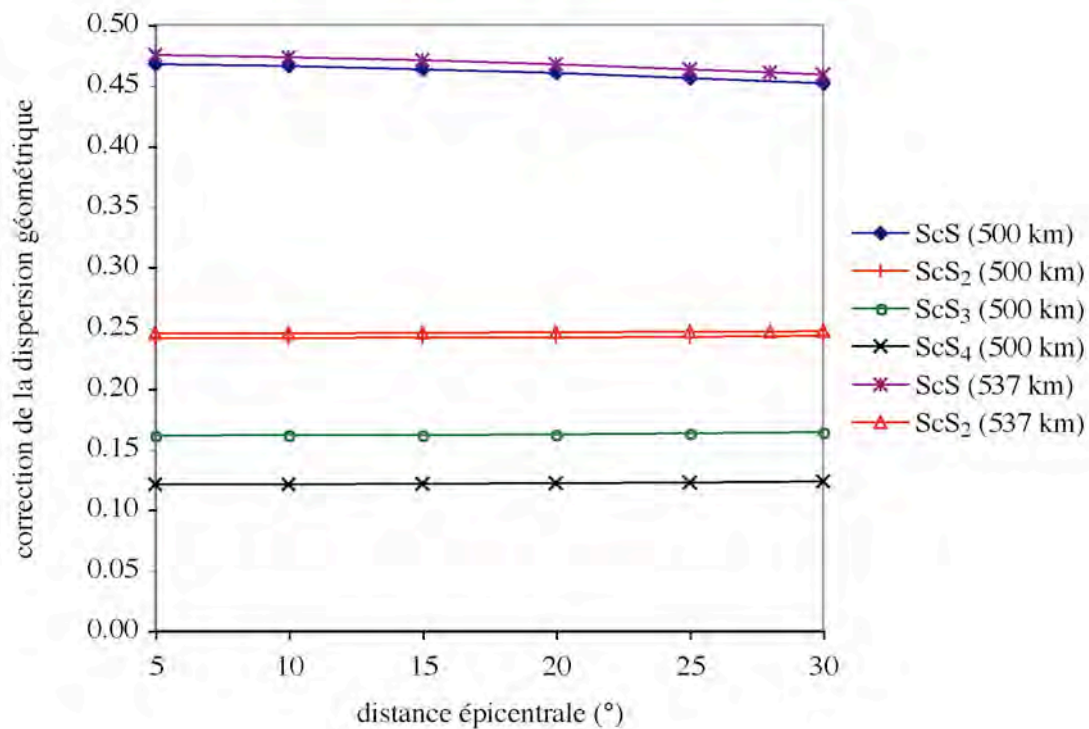


Fig. 93. Correction de la dispersion géométrique pour une source à 537 km pour les phases ScS et ScS<sub>2</sub>, et une source à 500 km pour les phases ScS, ScS<sub>2</sub>, ScS<sub>3</sub> et ScS<sub>4</sub>.

On voit qu'à 28° de distance épiscoptrale, on doit multiplier l'amplitude d'une onde ScS<sub>2</sub> par 1.88 si on veut que l'amplitude de l'onde ScS<sub>2</sub> soit comparable à l'amplitude de l'onde ScS.  $b$  et  $b'$  varient peu entre 5 et 30° de distance épiscoptrale.

L'opérateur d'atténuation peut être exprimé sous la forme polaire suivante:

$$A(w, \Delta T_o) = e^{-|w| \Delta T_o / 2Q(w)} e^{i\phi(w, \Delta T_o)} \quad (60)$$

avec  $Q(w)$  le facteur de qualité,  $\phi(w)$  la phase du signal, et  $\Delta T_o$  la différence de temps.

La phase de l'opérateur d'atténuation doit être constante dans la gamme de fréquence des mesures lorsque l'on veut estimer  $Q$  avec cette méthode. Ce qui permet d'exprimer l'équation (60) sous la forme:

$$\ln A(f) = -\frac{\pi \Delta T f}{Q_{ScS}} + \text{constante} \quad (61)$$

où  $\Delta T$  représente la moyenne des différences de temps de parcours entre les deux ondes ScS<sub>n</sub> et ScS<sub>n+1</sub>. Ces différences de temps sont déterminées par intercorrélacion des deux phases dans le domaine temporel, et  $f$  est la fréquence.

$Q_{ScS}$  se trouve ainsi associé au logarithme népérien du rapport des amplitudes spectrales par la relation précédente (Kovach et Anderson, 1964). Dans le cas de l'événement du 29 mars 1998, la phase est stable entre 0.01-0.05 Hz (Fig. 96). La valeur de  $Q_{ScS}$  est obtenue par une régression linéaire de  $\ln A(f)$  dans la gamme de fréquence 0.01-0.05 Hz.

Les corrections de dispersions géométriques sont indépendantes de la fréquence (e.g., Jordan et Sipkin, 1977). On voit donc que ces corrections géométriques n'ont aucune influence

directe sur la valeur de  $Q_{ScS}$  lorsque l'on réalise le rapport spectral d'une simple paire de phases  $sScS_2/sScS$ . Les corrections géométriques  $b$  et  $b'$  permettent de normaliser les amplitudes spectrales de telle façon que le logarithme népérien du rapport spectral soit nul à l'origine. Dans cette étude préliminaire, de la même manière que Isse et Nakanashi (1997) et Suetsugu (2001), nous ne considérerons pas ces corrections géométriques lors du calcul du rapport spectral d'une paire de phases mais nous utiliserons ces corrections lors du stacking de plusieurs paires de phases.

## 8.4) Résultats

### 8.4.1) Rapport d'amplitudes spectrales

Avant de considérer le stacking des rapports  $ScS_2/ScS$  et  $sScS_2/sScS$ , nous avons d'abord simplement estimé  $Q_{ScS}$ , à partir des rapports d'amplitudes spectrales (Kovach et Anderson, 1964) des ondes  $ScS_3$  et  $ScS_2$  (Fig. 94a) puis à partir des rapports  $sScS_2/sScS$  (Fig. 94b). Dans la gamme de fréquence 0.01 à 0.05 Hz,  $Q_{ScS}=96.49$  à partir du rapport  $ScS_3/ScS_2$ . Le coefficient de corrélation  $R_{corr} = -0.61$

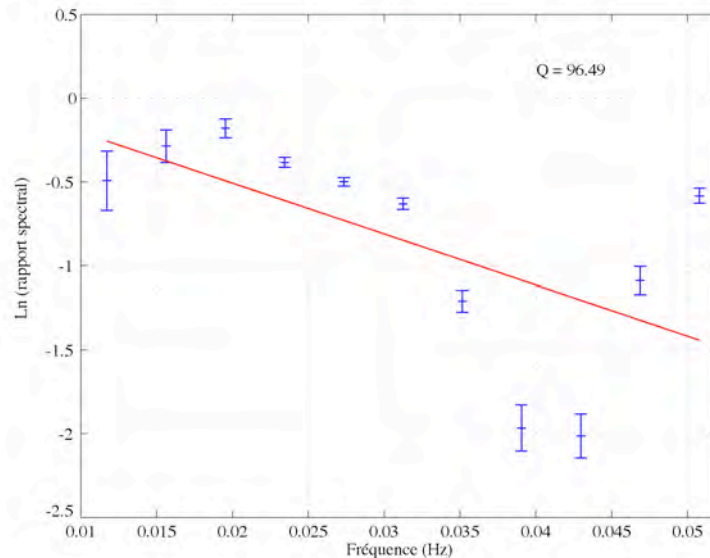


Fig. 94a. Rapport des amplitudes spectrales des phases  $ScS_2$  et  $ScS_3$ . La droite est la solution d'un ajustement par les moindres carrés entre 0.01 et 0.05 Hz.

Dans cette même gamme de fréquence,  $Q_{ScS}=82\pm 2$  à partir du rapport des spectres  $sScS_2/sScS$ . Le coefficient de corrélation est élevé:  $-0.95$ . Cette variation quasi-linéaire du logarithme népérien du rapport spectral en fonction de la fréquence suggère que nous pouvons utiliser l'approximation  $Q$  constant à mi-chemin du point de réflexion en surface de l'onde  $sScS$  et de l'épicentre.

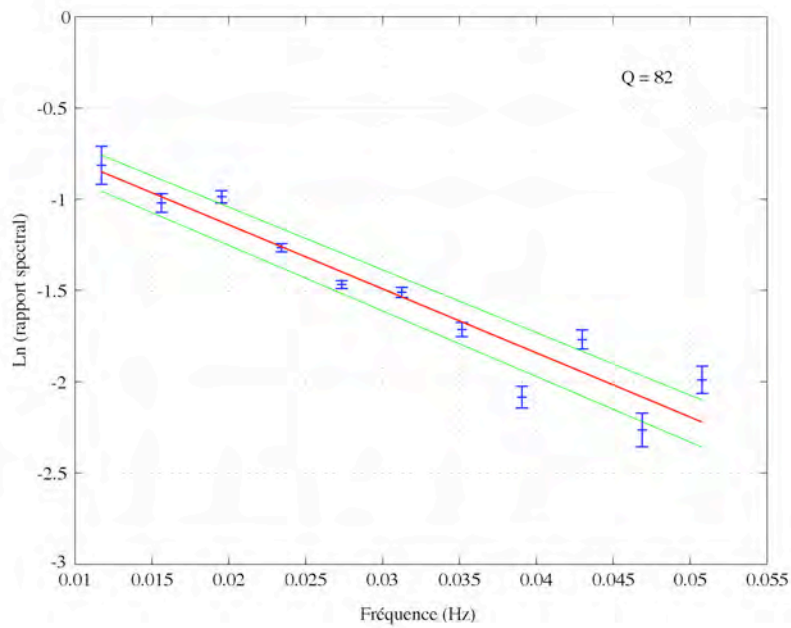


Fig. 94b. Rapport des amplitudes spectrales des phases  $sScS$  et  $sScS_2$ . La droite est la solution d'un ajustement par les moindres carrés entre 0.01 et 0.05 Hz.

La Fig. 94c présente l'évolution du rapport spectral pour les phases  $sScS_2/sScS$  en ajustant le rapport spectral entre 0.01 et 0.05 Hz et en fixant à l'unité le rapport spectral à l'origine.  $Q_{ScS}$  obtenu est de  $82 \pm 0.6$  avec un coefficient de corrélation de -0.95.

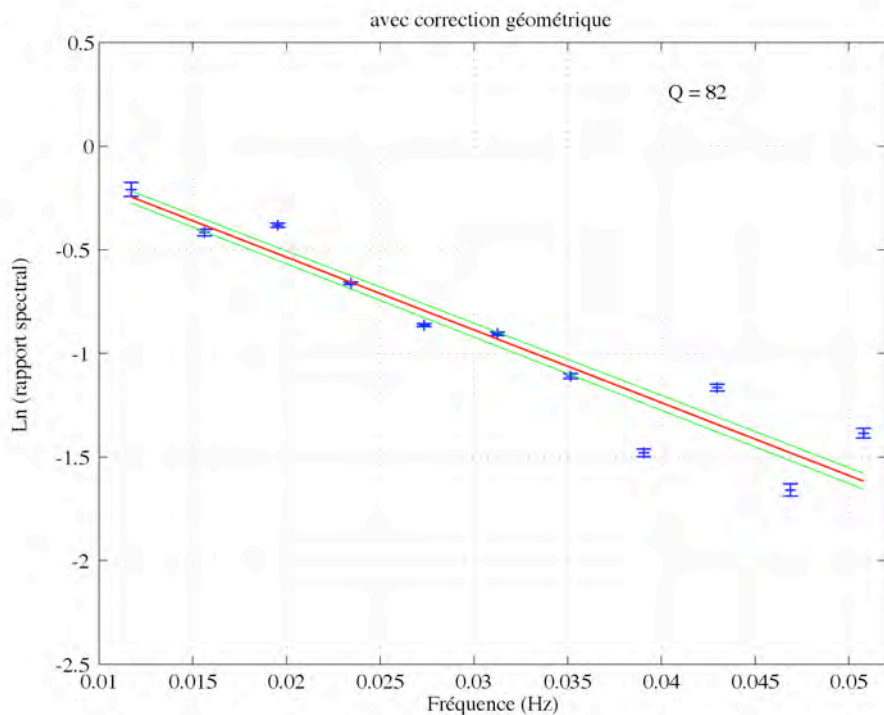


Fig. 94c. Exemple de mesure de  $Q_{ScS}$ , à partir des variations du logarithme népérien du rapport spectral en fonction de la fréquence. Le rapport spectral est le rapport des amplitudes spectrales de l'onde  $sScS$  et de l'onde  $sScS_2$ . La droite en rouge est une droite obtenue par ajustement avec les moindres carrés. Les droites vertes permettent l'estimation des valeurs maximales et minimales de  $Q_{ScS}$ .

### 8.4.2) Stacking

La Fig. 95 présente les variations de l'opérateur d'atténuation après stacking en utilisant les paires de phases  $ScS/ScS_2$  et  $sScS/sScS_2$ .

Les amplitudes spectrales sont lissées avant stacking avec une fenêtre glissante de longueur 0.0078 Hz sur laquelle on calcule la moyenne. Jordan et Sipkin (1977) et Suetsugu (2001) utilisent une fenêtre glissante de taille 0.01 Hz.  $Q_{ScS} = 85 \pm 3$  entre 0.01 et 0.05 Hz et le coefficient de corrélation est de -0.98. L'utilisation d'une taille double pour la fenêtre de lissage avant stacking donne une valeur de  $Q_{ScS} = 97 \pm 6$ . La taille de la fenêtre de lissage a donc un effet sur la valeur de l'estimation de  $Q_{ScS}$ . Dans notre cas, nous choisissons de garder les valeurs obtenues pour une taille de fenêtre de lissage de 0.0078 Hz pour ne pas trop lisser les données.

Après stacking, la phase de l'opérateur d'atténuation est plus stable qu'un simple rapport de phase  $ScS_3/ScS_2$  ou  $sScS/sScS_2$ . La corrélation entre les valeurs du logarithme népérien de l'opérateur d'atténuation et un modèle où le logarithme népérien de l'opérateur d'atténuation varie linéairement par rapport à la fréquence est élevée. Cette observation montre que l'approximation d'avoir un milieu où  $Q_S$  est constant est correcte.

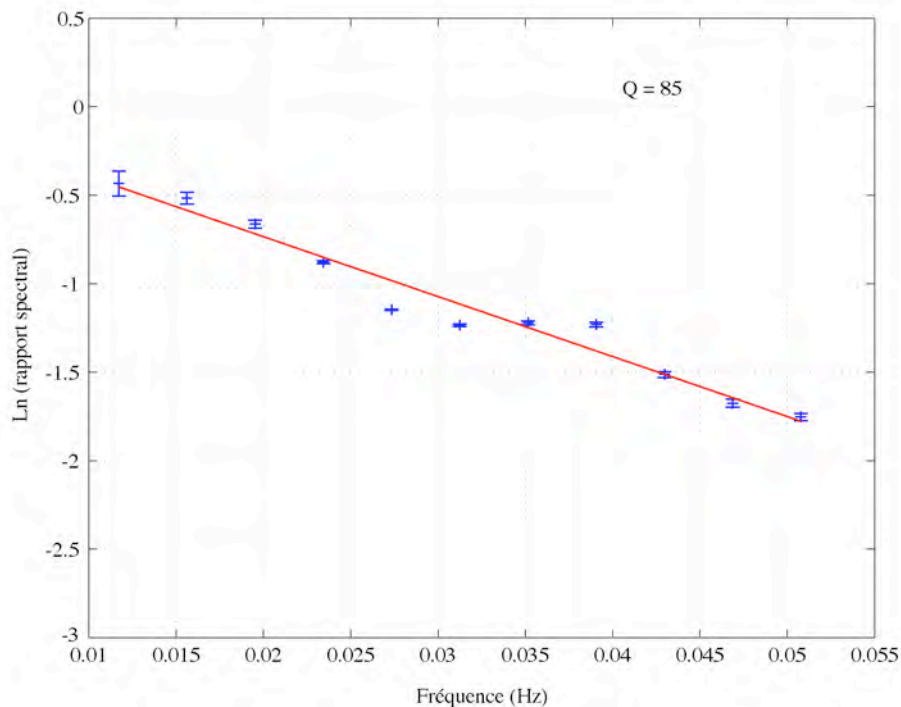


Fig. 95. Résultat de la sommation des rapports spectraux des ondes  $sScS_2/sScS$  et  $ScS_2/ScS$ . La droite est la solution d'un ajustement par les moindres carrés entre 0.01 et 0.05 Hz. Les barres d'erreurs représentent l'écart type de chaque donnée.



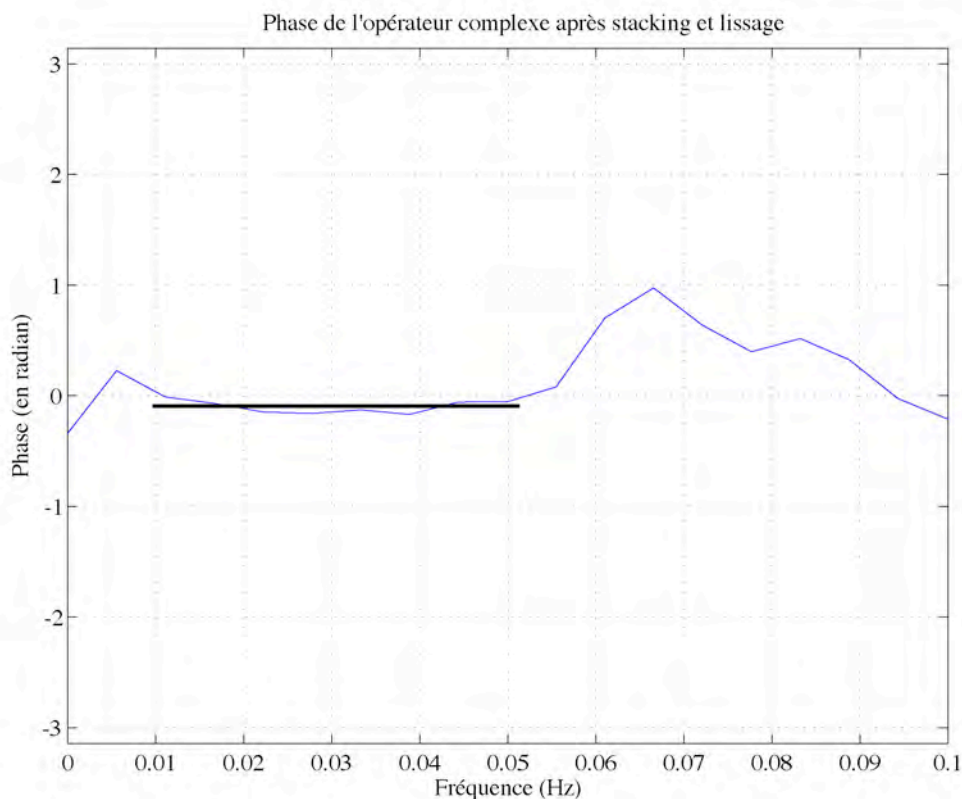


Fig. 96. Phase de l'opérateur complexe après stacking des rapports  $ScS_2/ScS$  et  $sScS_2/sScS$  et lissage. La ligne droite représentée entre 0.01 et 0.05 Hz permet de juger de la constance de la phase.

L'utilisation du stacking stabilise la phase de l'opérateur complexe. On voit que la phase n'est pas parfaitement constante entre 0.01 et 0.055 Hz mais l'écart avec une phase constante est faible, particulièrement entre 0.01 et 0.05 Hz.

### 8.5) Comparaisons avec les autres études sur Q

Suetsugu (2001) obtient  $Q_{ScS}=85$  pour le même événement et la même station en utilisant le stacking spectral pour les rapports  $ScS_2/ScS$  et  $sScS_2/ScS$ . On obtient exactement le même résultat que Suetsugu (2001) (Fig. 97). Il est à noter que Suetsugu (2001) trouve une valeur de  $82\pm 10$  en réalisant une mesure de Q à partir de la méthode utilisant deux stations (RAR et PPTL). La valeur obtenue dans cette étude est cohérente avec les résultats de tomographie de Q à partir des ondes S et SS de Bhattacharyya et al. (1996) présentant une valeur de  $Q_S=72$  à 120 km,  $Q_S=101$  à 310 km sous le Pacifique sud. Comme il a été argumenté par Suetsugu (2001), le résultat de Chan et Der (1988) de  $Q_{ScS}=138\pm 19$  entre Fidji et l'Amérique du Sud peut être lié à une différence de longueur de trajet des ondes ScS multiples utilisées dans leur étude. Le modèle de Q obtenu avec les ondes de Rayleigh par Romanowicz (1995) considère des valeurs anormalement faibles de  $Q=80-100$  entre 200 km de profondeur et la base du manteau supérieur alors que Q ne présente pas d'anomalie entre 200 km de profondeur et la surface.

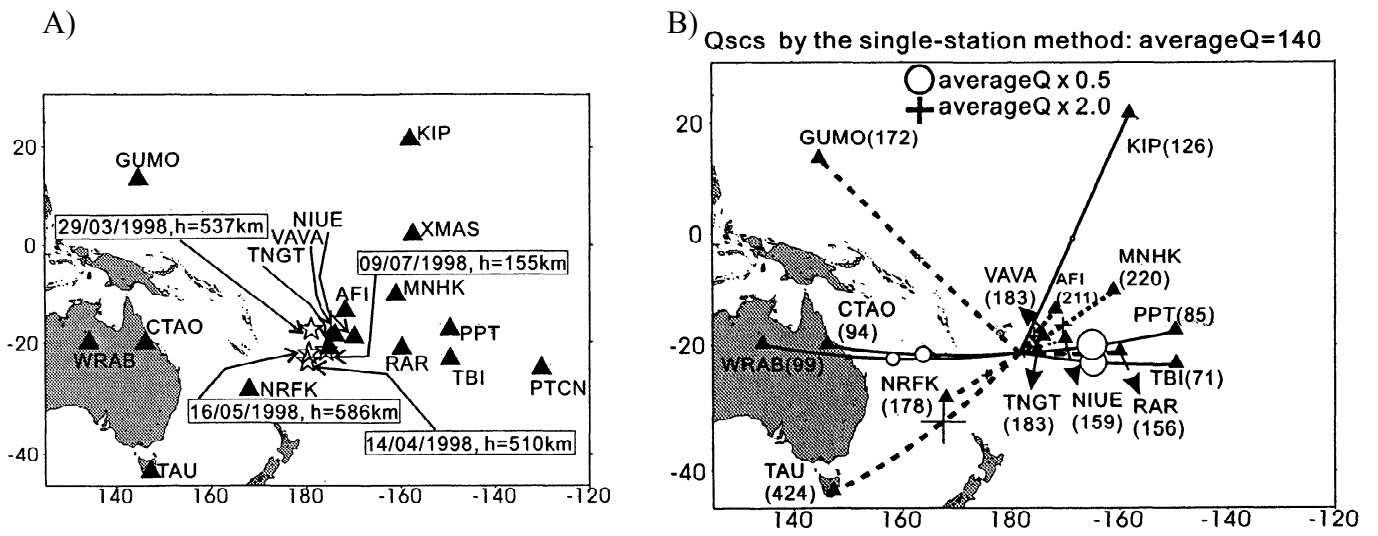


Fig. 97. A) Evénements et stations utilisés par Suetsugu (2001). B) Carte synthétique de  $Q_{scs}$  dans le Pacifique sud d'après Suetsugu (2001).

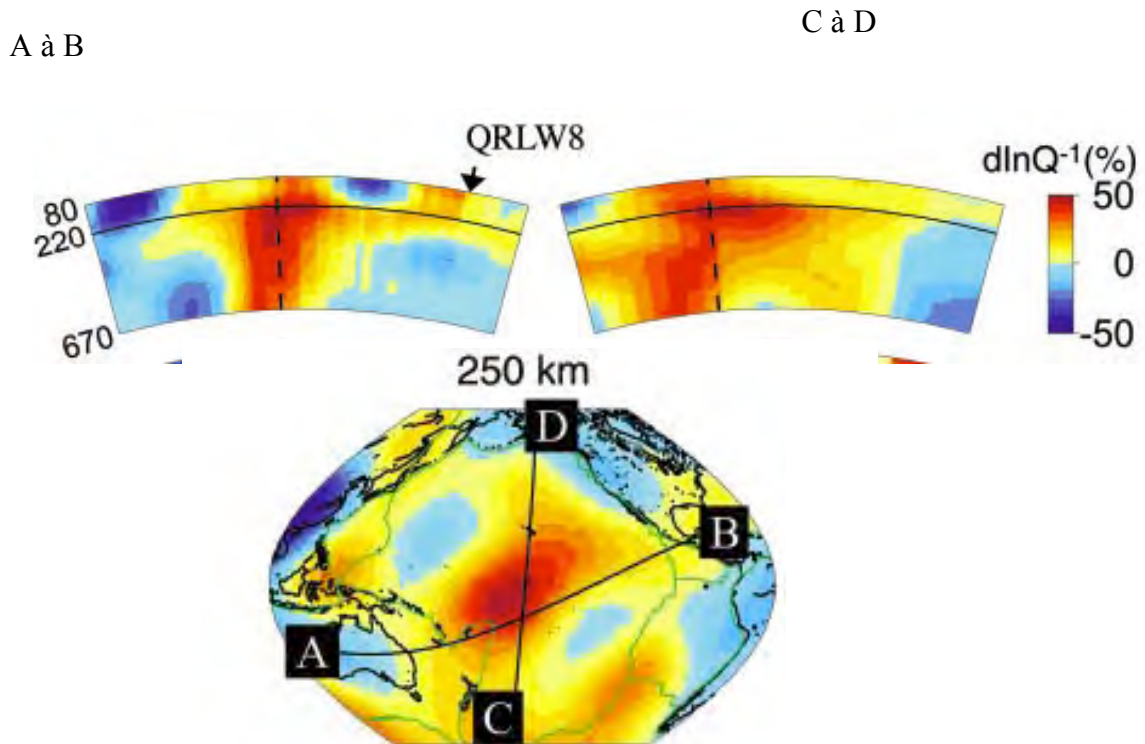


Fig. 98. Tomographie du manteau supérieur, à partir de l'atténuation des ondes de surface, obtenue au niveau du Pacifique d'après Romanowicz et Gung (2002).

Notons l'observation par tomographie sismique, d'un conduit sous la Polynésie française, possédant une atténuation élevée entre 670 et 80 km de profondeur (Fig. 98). Les modèles de Romanowicz et Gung (2002) et Gung et Romanowicz (2004) n'ont pas de résolution entre 0 et 80 km de profondeur. Ces modèles ne permettent pas comme les mesures de  $Q_{ScS}$  de déterminer l'amplitude des variations de  $Q$  de manière absolue.

Lay et Wallace (1988) obtiennent une valeur de  $Q_{ScS}=95$  dans la partie Nord du Basin and Range et un résidu temporel=5.1 s, dans une région qui possède une forte valeur d'écoulement de chaleur. Lay et Wallace (1988) proposent l'existence d'une zone partiellement fondue dans la zone de faible vitesse (LVZ) pour expliquer leurs mesures.

## 8.6) Conclusion

Des mesures préliminaires de  $Q_{ScS}$  ont été réalisées. L'estimation de  $Q_{ScS} = 85 \pm 3$  est cohérente avec les mesures de Suetsugu (2001) et confirment la validité de notre approche.

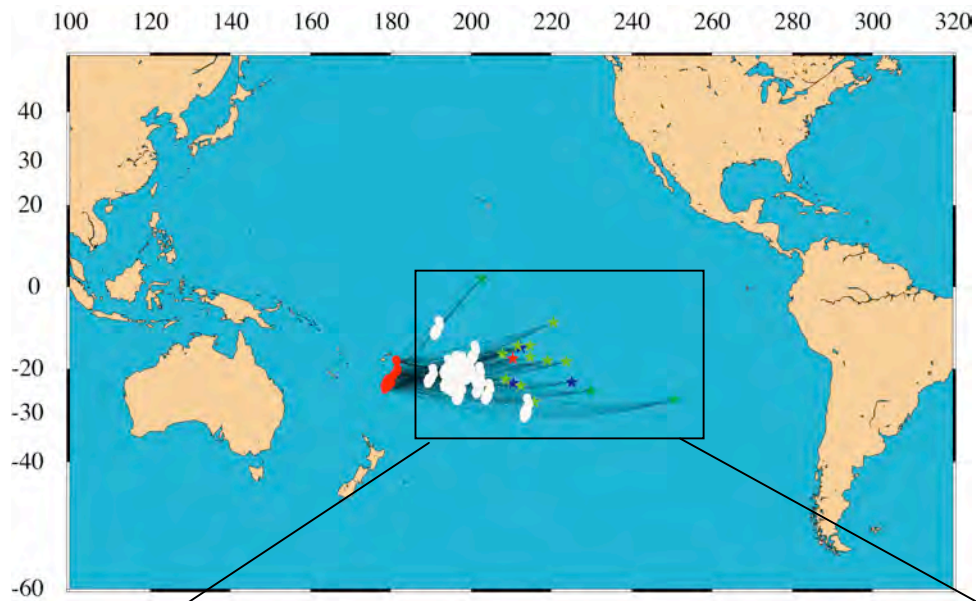
La moyenne de  $Q_{ScS}$  dans le Pacifique Sud, déterminée par Suetsugu (2001) est de 140. Il existe donc une zone anormalement atténuée à mi-chemin entre Fidji et Tahiti.

Le résidu de temps simple  $R_{2,1} = [(ScS_2 - ScS)_{observé} - (ScS_2 - ScS)_{iasp91}] / 2$  est élevé: 4.4 s et 5.5 s (pour  $sScS_2$  et  $sScS$ ) et confirme de manière indépendante le résultat obtenu par le rapport spectral montrant une zone d'anomalie avec une forte atténuation et un matériel où la propagation est plus lente. Cette zone lente pourrait également être liée à la présence de liquide au niveau de la LVZ.

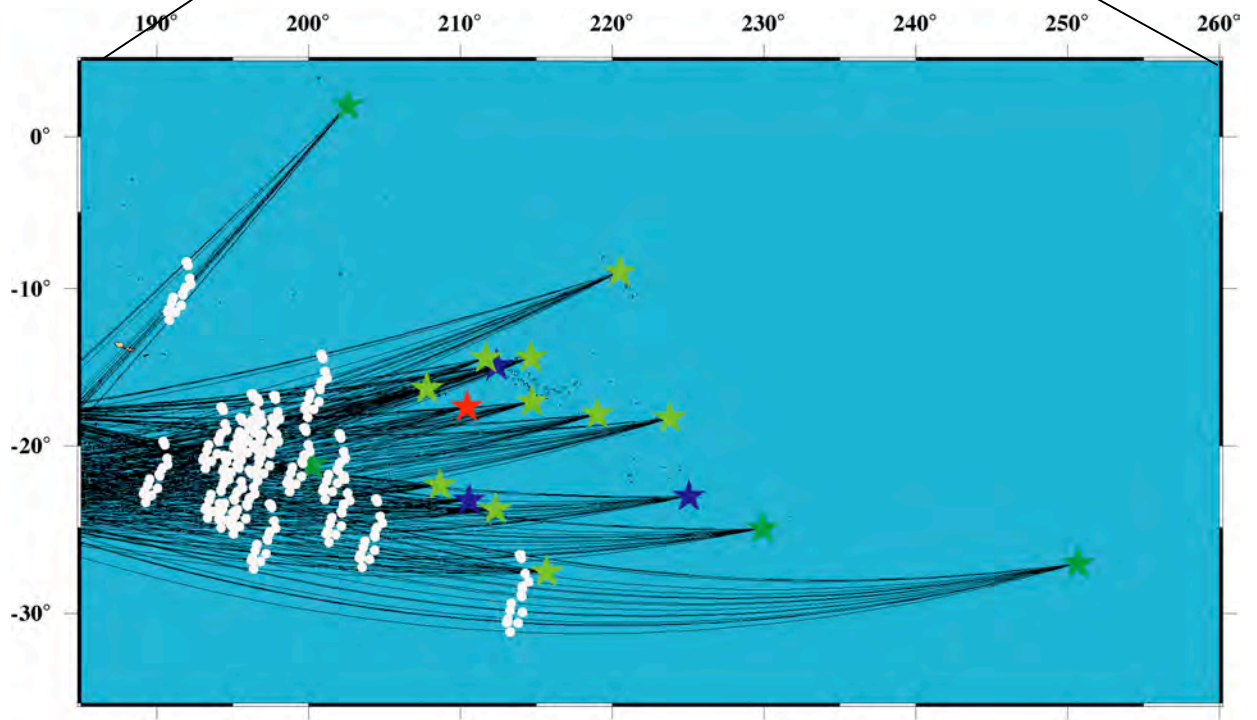
## Perspectives

La Fig. 99 représente une cartographie des points où l'atténuation est potentiellement mesurable en utilisant 19 séismes d'une profondeur supérieure à 400 km en 2002.

A)



B)



GMT Apr 17 16:51:14 2003 Projection Mercator

Fig. 99. Prédiction des mesures réalisables de  $Q_{ScS}$ , à partir des séismes d'une profondeur supérieure à 400 km en 2002. Noter que les mesures de  $Q_{ScS}$ , nous permettront d'imager une vaste zone. Les cercles en rouge au niveau des Tonga-Fidji représentent la localisation des séismes et les étoiles représentent la localisation des stations sismologiques installées en Polynésie française. Les cercles blancs sont les projections à la surface des zones échantillonnées dans le manteau. 324 mesures sont potentiellement réalisables. L'archipel des Australes pourra être échantillonné.

Dans le cas optimal où la majeure partie des séismes ayant eu lieu en 2002 sont largement utilisables en Polynésie, l'utilisation systématique de cette méthode  $Q_{ScS}$  permettrait donc de

cartographier une vaste zone du Pacifique sud. On pourrait ainsi comparer  $Q_{ScS}$  obtenu en des zones perturbées par le superpanache à  $Q_{ScS}$  mesuré en des zones qui ne sont pas perturbées. Cette technique pourrait ainsi permettre de proposer des valeurs quantitatives de  $Q_S$  pour le manteau supérieur sous la Polynésie française. De telles valeurs sont actuellement rares. Enfin, une étude sur la réverbération des ondes ScS, au niveau de la discontinuité à 660 km, nous permettrait de séparer la contribution du manteau supérieur sur la valeur de  $Q_{ScS}$  mesurée.



## Chapitre 9

### Atténuation sismique des roches océaniques partiellement fondues

---

#### 9.1) Etude de la dépendance aux fréquences sismiques de l'atténuation des ondes de cisaillement par rapport à la température dans des gabbro-norites partiellement fondues.

##### Résumé

Des expériences de torsion sont réalisées à hautes températures (600-1200°C), dans une large gamme de basse fréquence (20 Hz – 2.10<sup>-3</sup> Hz) sur une microgabbro-norite de l'ophiolite d'Oman dans le but de déterminer l'atténuation des ondes de cisaillement en fonction de la température et de la fraction de liquide. Les échantillons possèdent une petite taille de grains (0.25 – 0.3 mm) et ne contiennent pas de minéraux secondaires, hydratés. Les mesures de friction interne ( $Q^{-1}$ ) sont réalisées en utilisant un appareil de torsion harmonique à pression ambiante, et en réalisant les mesures à température croissante afin de diminuer la microfracturation. La dépendance de  $Q^{-1}$  en général par rapport à la fréquence est  $Q^{-1} \propto \omega^\alpha$ , avec  $\omega$  la vitesse angulaire des oscillations forcées, et  $\alpha$  l'exposant empirique. Au-dessous de la température de fusion (~1050°C), la valeur moyenne de  $\alpha \sim 0.15$  à basse fréquence ( $\leq 0.5$  Hz) et 0.06 à plus haute fréquence. Au-dessus de la température de fusion, la valeur moyenne de  $\alpha \sim 0.22$  à basse fréquence et -0.02 à plus haute fréquence. Au-dessus de la température de fusion, l'atténuation augmente significativement avec une dépendance plus forte à la fréquence. Cette dépendance de  $Q^{-1}$  en fonction de la fréquence est attribuée à un mécanisme d'atténuation associé à une diffusion au niveau des joints de grains et partiellement à un mécanisme d'atténuation lié à l'écoulement localisé ("s squirt flow") de liquide entre des poches de liquide. La fusion des échantillons de gabbro-norites est accompagnée d'une augmentation importante de  $Q^{-1}$  et d'une dépendance de  $Q^{-1}$  par rapport à la température. Le mécanisme d'atténuation lié à l'écoulement localisé de liquide pourrait expliquer l'augmentation de l'atténuation observée au-dessus de la température de fusion, car la fréquence caractéristique du mécanisme de "s squirt flow" est comprise entre 0.15 et 294 Hz pour des poches de liquides avec un facteur de forme entre  $\sim 10^{-3}$ - $10^{-2}$ . Proche de la température de fusion  $Q^{-1}$  est approximé par une loi expérimentale de puissance:  $Q^{-1} = A \cdot [\omega^{-1} \cdot d^3 \cdot \exp(-E_a/RT)]^\alpha$  avec  $\alpha \sim 0.08$ ,  $A = 34.41 \text{ s}^{-\alpha} \mu\text{m}^{-\alpha}$  et  $E_a \sim 860 \text{ kJ/mol}$ .

# Temperature dependence of shear wave attenuation in partially molten gabbronorite at seismic frequencies

Fabrice R. Fontaine<sup>1</sup>, Benoit Ildefonse<sup>1</sup>, and Nikolai S. Bagdassarov<sup>2</sup>

(1) Laboratoire de Tectonophysique, ISTEEM, CNRS/Université Montpellier II, F-34095 Montpellier cedex 5, France

(2) Institut für Meteorologie und Geophysik, J. W. Goethe Universität Frankfurt, Feldbergstrasse 47, D-60323 Frankfurt/Main, Germany

**Abstract:** Torsion oscillatory deformation experiments have been realized at high temperatures (600-1170°C) and over a wide range of low frequencies (20 Hz-2.10<sup>-3</sup> Hz) on a small-grained gabbronorite from the Oman ophiolite in order to determine the shear wave attenuation as a function of temperature and melt fraction. The specimen has small and uniform grain size (0.25-0.3 mm) and does not contain secondary, hydrated minerals. Measurements of internal friction ( $Q^{-1}$ ) were performed using a forced oscillatory torsion apparatus at small strains ( $\sim 10^{-7}$ ), and with increasing small temperature steps to reduce thermal microcracking. The general dependence of  $Q^{-1}$  to frequency is  $Q^{-1} \propto \omega^{-\alpha}$ , where  $\omega$  is the angular velocity of forced oscillations and  $\alpha$  is an empirical exponent. Below the melting temperature ( $\sim 1050^\circ\text{C}$ ),  $\alpha$  has average values of  $\sim 0.15$  at low frequency ( $\leq 0.5$  Hz) and  $0.06$  at higher frequency. Above the melting temperature,  $\alpha$  has average values of  $\sim 0.22$  at low frequency and  $-0.02$  at higher frequency. This frequency dependence of  $Q^{-1}$  is attributed to a viscoelastic behaviour due to diffusion controlled grain boundary sliding, and partially to the squirt flow of the melt phase wetting grain boundaries. The onset of melting is associated with a markedly higher  $Q^{-1}$  and a dependence of  $Q^{-1}$  on temperature. The melt-related mechanical dissipation process could be a melt squirt flow. The characteristic frequency for the melt squirt flow is  $\omega_m \sim 0.15-294$  Hz when the melt pocket aspect ratio is  $\sim 10^{-3}-10^{-2}$ . Around the melting temperature the internal friction can be approximated by an experimental power law  $Q^{-1} = A \cdot [\omega^{-1} \cdot d^{-1} \cdot \exp(-E_a/RT)]^\alpha$  with  $\alpha \sim 0.08$ ,  $A = 34.41 \text{ s}^{-\alpha} \mu\text{m}^{-\alpha}$  and  $E_a \sim 860 \text{ kJ/mol}$ .

**Keywords:** attenuation, gabbro, partial melting, laboratory measurement, torsion deformation

## 9.1.1 Introduction

The experimental measurements of internal friction at seismic frequencies of crystal-melt aggregates are important for understanding the seismological anomalies of high internal friction  $Q^{-1}$  in partially molten regions. Various experiments on partially molten rocks at seismic frequencies have been conducted during the last 20 years (e.g. Berckhemer et al. 1982a; Kampfmann & Berckhemer, 1985; Gribb & Cooper, 2000; Bagdassarov, 2000; Tan et al. 2001; Jackson et al. 2002). Although a substantial progress has been achieved in the characterization of  $Q^{-1}$ , the dependence of  $Q^{-1}$  to the presence of a melt phase is still not well constrained. The primary objective of this work is to provide new data on  $Q^{-1}$  for a partially molten gabbroic rock at seismic frequencies and to characterize the effect of the melt phase on the internal friction. The results could have potential implications on the interpretation of attenuation models at mid-ocean ridges (e.g. Wilcock et al. 1995). The questions to be addressed in this study are :

- Can the temperature dependence of  $Q^{-1}$  be described by an Arrhenius type of equation in the temperature range of melting?
- What is the effect of progressive partial melting, which changes the chemical composition of the melt phase, the distribution of melt in the intergranular space, the average size of crystal grains, and the temperature dependence of  $Q^{-1}$ , on the attenuation of seismic waves?

A microgabbonorite from the Oman ophiolite was selected for the experiments because the rock samples display a uniform grain size (0.25-0.3 mm) and do not contain any secondary hydrated minerals. Boudier et al. (2000) shown the relatively common occurrence and the localization of gabbonorites in the crustal section of the Oman ophiolite. Gabbonorites have been interpreted as being formed by crystallization of a fractionated magma in the dying end of a ridge segment (Juteau et al. 1988) or from crystallization of a water-rich oxidized magma due to supra-subduction environment (Lachize *et al.* 1996). Boudier *et al.* (2000) proposed that the gabbonorites crystallize and subside from the perched magma lens in areas (e.g. propagator tip) where ridge segmentation allows the penetration of hydrothermal fluids down to the magma mush.

New internal friction data are presented in this paper, which characterize attenuation, from a series of torsion experiments on partially molten samples of the micro-gabbonorite. The measurements were realized at low frequency (20-2.10<sup>-3</sup> Hz) and atmospheric pressure. After the experiments, samples were studied using optical and scanning electron microscopes to estimate the melt fraction and topology. This set of experiments allows us to i) determine the internal friction related to the presence of melt, ii) discuss the possible mechanism of attenuation related to the presence of melt, and iii) document the presence and location of melt in the samples.

### 9.1.2) Background

The non-elastic behaviour of solids in which a material shows two different responses to applied stresses, an instantaneous and a long-term response, was called "anelasticity" by Zener (1948). A viscoelastic behaviour is characterized by a continuous change from elastic behaviour at high frequencies/low temperatures to viscous behaviour at low frequencies/high temperatures. Seismic wave attenuation is characteristic of anelastic or viscoelastic media. Two kinds of seismic attenuation, which are difficult to distinguish, are classically defined: intrinsic attenuation and scattering (extrinsic) attenuation. Tselentis (1998) showed that for seismic body waves the regional scattering attenuation is negligible compared with intrinsic attenuation of rocks. We consider here only the intrinsic attenuation.

Seismic attenuation results in a progressive decrease in the amplitude of seismic waves as they propagate through the Earth. The attenuation per unit of length is given by (e.g. Aki & Richards, 1980):

$$\Psi = \Psi_0 \exp\left(-\frac{\pi}{Q\lambda} x\right) \quad (62)$$

where  $\Psi_0$  is the initial wave amplitude,  $x$  is the distance,  $\lambda$  is the wavelength, and the attenuation is characterized by the inverse of the quality factor  $Q$ .

$Q^{-1}$ , which characterizes the attenuation of elastic waves per period, is defined as

$$Q^{-1}(\omega) = \frac{J_2(\omega)}{J_1(\omega)} = \tan\varphi(\omega). \quad (63),$$

where  $J_1(\omega)$  and  $J_2(\omega)$  are the real and imaginary parts, respectively, of the complex compliance  $J(\omega)$  (Nowick & Berry, 1972).  $\varphi(\omega)$  is the phase delay between the applied torque and the resultant angular strain of the sample and  $\omega$  is the frequency of oscillations.

The seismic  $Q$  of Eq. (62) is not identical to the quality factor defined by the compliances (Eq. 63), especially for small  $Q$  ( $<10$ ) the difference becomes important.

$Q^{-1}$  is different from the attenuation coefficient, which is measured in units of dB/m.  $Q^{-1}$  is related to the energy dissipated per cycle (e.g. Findley *et al.* 1976), defined as  $\Delta W/W$  where  $\Delta W$  is the energy loss per cycle of oscillation of a given amplitude, and  $W$  is the maximum energy which the system can store for a given amplitude. The relative energy losses  $E$  of a viscoelastic material per oscillation cycle is

$$E = \frac{\Delta W}{W} = 2\pi \sin \varphi. \quad (64).$$

The approximation  $\sin \varphi \approx \tan \varphi \approx Q^{-1}$  is possible when  $\varphi$  is small, and  $Q^{-1}$  represents the dissipation or attenuation of the seismic energy.  $Q^{-1}$  is also referred to internal friction.

Numerous microstructures and mechanisms have been inferred for attenuation in rocks (e.g. Nowick & Berry, 1972; Guéguen *et al.* 1981; Karato & Spetzler, 1990; Gribb & Cooper, 1998; Jackson, 2000; Bagdassarov, 2000), including point defects, dislocation pinning, grain boundary sliding, diffusion at grain boundaries, squirt flow, viscous flow, and thermo-elasticity.

### 9.1.3) Data analysis

Kampfmann & Berckhemer (1985) argued that, in partially molten rocks and in the absence of plastic deformation, the main contribution to internal friction is given by the increase of  $Q^{-1}$  with the temperature. Numerical models of  $Q^{-1}$  related to the presence of the melt phase showed that the melt squirt flow is the likely to be an efficient mechanism in the seismic frequency range for viscosity between  $10^2$ - $10^4$  Pa.s and for aspect ratio  $< 10^{-2}$  - $10^{-3}$  (e.g. Schmeling, 1985). The melt squirt flow (Mavko & Nur, 1975) may be described as melt flowing from a crack with high fluid pressure to another with lower fluid pressure, as a result of elastic wave propagation. The characteristic frequency  $\omega$  for the flow of fluid, corresponding to the transition from saturated isolated to saturated isobaric behavior, is (e.g. O'Connell & Budiansky, 1977)

$$\omega_{\text{squirt}} \approx \frac{K}{\eta} \left( \frac{c}{a} \right)^3 \quad (65)$$

where  $c/a$  is the crack aspect ratio (ratio of a thickness  $c$  of a disk-shaped crack to its diameter  $a$ ),  $K$  is the bulk modulus and  $\eta$  is the fluid viscosity. The crack aspect ratio may change with temperature. For a gabbro with basaltic melt,  $c/a$  between 0.01-0.1 and  $\eta \sim 10^2$  Pa/s, Mavko *et al.* (1998) proposed that the characteristic frequency  $\omega_{\text{squirt}}$  ranges from 50 to 6000 Hz.

Several measurements of  $Q^{-1}$  (e.g. Kampfmann & Berckhemer, 1985; Jackson *et al.* 2002) at low frequency, various temperatures, and different kinds of rocks have shown that a power law could describe the experimental data,

$$Q^{-1}(\omega, T) = A \left[ \omega^{-1} \cdot \exp(-E_a/RT) \right]^\alpha \quad (66)$$

where  $\omega$  is the frequency of oscillations,  $T$  is the absolute temperature,  $E_a$  is the activation energy,  $\alpha$  is the empirical exponent,  $A$  is a pre-exponential constant.

To examine the grain size dependence on  $Q^{-1}$ , Kampfmann & Berckhemer (1985) investigated samples of a gabbro with different mean grain sizes (250  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$ , and 1000  $\mu\text{m}$ ). However, they did not observe a clear evidence of grain size dependence on  $Q^{-1}$ . Jackson *et al.* (2002) showed that seismic wave attenuation is grain size sensitive:  $Q^{-1}$  is greater for fine grain specimens than for large grain specimens at a constant temperature and period. Grain size dependence is also illustrated in the general tendency for the parameter A (equation 66) to decrease with increasing average grain size. They proposed that  $Q^{-1}$  could be expressed as

$$Q^{-1}(\omega, T, d) = A \cdot d^{-m} \left[ \omega^{-1} \cdot \exp(-E_a/RT) \right]^n \quad (67)$$

where  $d$  is the grain size parameter and  $m$  is an empirical exponent.

In this study we use both a linear regression as used by Jackson *et al.* (2000; 2002) and a multi-linear regression to fit the change of  $Q^{-1}$  with temperature and frequency.

Gribb & Cooper (1998) argued that the Andrade model for the transient diffusional creep adequately fits the  $Q^{-1}$  data. The creep Andrade function can be expressed as

$$J(t) = J_u + \beta \cdot t^n + \frac{t}{\eta} \quad (68)$$

where  $J_u$  is the unrelaxed compliance (i.e the instantaneous elastic compliance),  $\eta$  the steady-state viscosity,  $\beta \cdot t^n$  represents the transient term.  $Q^{-1}$  was then calculated by taking the ratio of the negative imaginary part of complex  $J(\omega)$  to its real part:

$$Q^{-1} = \frac{\beta \Gamma(n+1) \omega^{-n} \sin(\frac{n\pi}{2}) + \frac{1}{\eta \omega}}{J_u + \beta \Gamma(n+1) \omega^{-n} \cos(\frac{n\pi}{2})} \quad (69)$$

where  $\Gamma$  is a gamma-function (e.g. Findley *et al.* 1976). We conducted several creep experiments to determine the creep Andrade function and the parameters in Eq. (68) and (69). The grain boundary diffusional creep was observed to be the dominant mechanism in Gribb & Cooper (1998) experiments. Gribb & Cooper (1998) showed that Raj's (1975) transient diffusional accommodated grain boundary sliding has the form of the transient term in the Andrade creep function. In their experiments Gribb & Cooper (1998) do not observe a resolved damping peak, which could be ascribed to recoverable grain-boundary sliding. Together with the model of the irrecoverable accommodated grain-boundary diffusion of Raj & Ashby (1971), the diffusion creep may explain an exponentially increasing attenuation as a function of the reciprocal temperature, the phenomena generally referred as 'high temperature background'. It is not known whether the internal friction of polycrystalline solids increases up to melting point and the restoring force disappears continuously with a rising temperature. The 'high temperature background' may represent only a low-temperature high frequency shoulder of a wide attenuation peak and the restoring force may start to act only at higher temperatures (Pezzotti, 2003). However, a resolvable high temperature attenuation peak was observed in experiments on metals (e.g. Kê, 1949), and was explained by elastically accommodated grain boundary sliding as a restoring force acting together with finite viscosity of grain boundaries in the Raj & Ashby (1971) model. Raj & Ashby (1971) suggested that the elastically accommodated grain boundary sliding is completed before the beginning of the diffusional transient. Gribb & Cooper (1998) did not observe a resolvable peak in an olivine polycrystalline aggregate. They argued that olivine-olivine grain boundaries have an effectively zero viscosity with a possible peak at very high frequencies. They showed that the same Andrade power creep accurately describes the complete  $Q^{-1}$  behavior, and so concluded



that  $Q^{-1}$  was due to the same intrinsic diffusional mechanism. The constants  $\beta$  and  $\eta$  in Eq. (68) and (69) do depend on the grain size  $d$ . According to the grain boundary sliding mechanism  $\eta \sim d^{-1}$  (Nowick & Berry, 1972) and, therefore,  $\beta \sim d^n$ . According to the diffusional mechanism of Andrade and steady-state creep  $\eta \sim d^{-3}$  (Kohlstedt *et al.* 2000), and  $\beta \sim d^{3n}$ , respectively.

#### 9.1.4) Experimental approach

##### 9.1.4a) Sample description

We used a fine-grained gabbro from the Oman ophiolite (sample 97OB1, from the upper gabbro section in the Sumail massif), because it has a small, uniform grain size (250-300 $\mu$ m), and does not include any secondary, hydrated minerals. A small amount of cracks (0.5 to 1 % of the surface in thin sections) is present in the initial sample. These cracks are mostly intergranular, and 2  $\mu$ m thick disks approximate their geometry. At low temperatures and with low heating rate preexisting crack contact and grain boundaries may widen due to differential thermal expansion (Johnston & Toksöz, 1980). The contribution of cracks may be to decrease contact surfaces, this would reduce dissipation due to a sliding-friction-like mechanism (Johnston & Toksöz, 1980). We assume that at high temperature the main contribution of these cracks on dissipation occurs through melt squirt flow (Schmeling, 1985; Mavko & Nur, 1975). We have estimated the potential effect of cracks on dissipation with a numerical model of squirt flow (Mainprice & Ildefonse, 2000). We found that the contribution to  $Q^{-1}$  of flat cracks remains lower than 0.01, whatever the crack aspect ratio (from 1 to 0.01).

The grain size is small enough compared to the sample size for the studied medium to be considered as homogeneous at the measurement wavelengths (which is 0.38 km at 10 Hz and 380 km at 0.01 Hz). The number of wavelengths in one sample length (20-33 mm) is in the range  $5.26 \cdot 10^{-5}$  -  $8.68 \cdot 10^{-5}$  at 10 Hz and in the range  $5.26 \cdot 10^{-8}$  -  $8.68 \cdot 10^{-8}$  at 0.01 Hz (e.g. Aki & Richards, 1980).

The rock comprises 55% plagioclase (An92), 31% diopside, 14% enstatite, and displays a mosaic texture (Fig. 100). It has polygonal plagioclase, planar to curvilinear grain boundaries, 120° triple junctions and equigranular grains, which are the expression of a textural equilibrium (e.g. Hunter, 1987).

Microprobe analyses for each mineralogical phase are given in Bagdassarov (2000). Mg numbers, defined as molar  $Mg/(Mg+Fe_T) \cdot 100$  with  $Fe_T$  equal to total iron are between 75.3 and 85.6 for orthopyroxenes and 77.6 and 79 for clinopyroxenes. This large difference between Mg numbers of orthopyroxenes (OPx) and clinopyroxenes (CPx) suggests a chemical disequilibrium in the initial sample. This difference of Mg numbers of coupled OPx and CPx is a common feature in gabbros of the Haymiliyah section already described by Dahl (1984) and Lachize (1993).

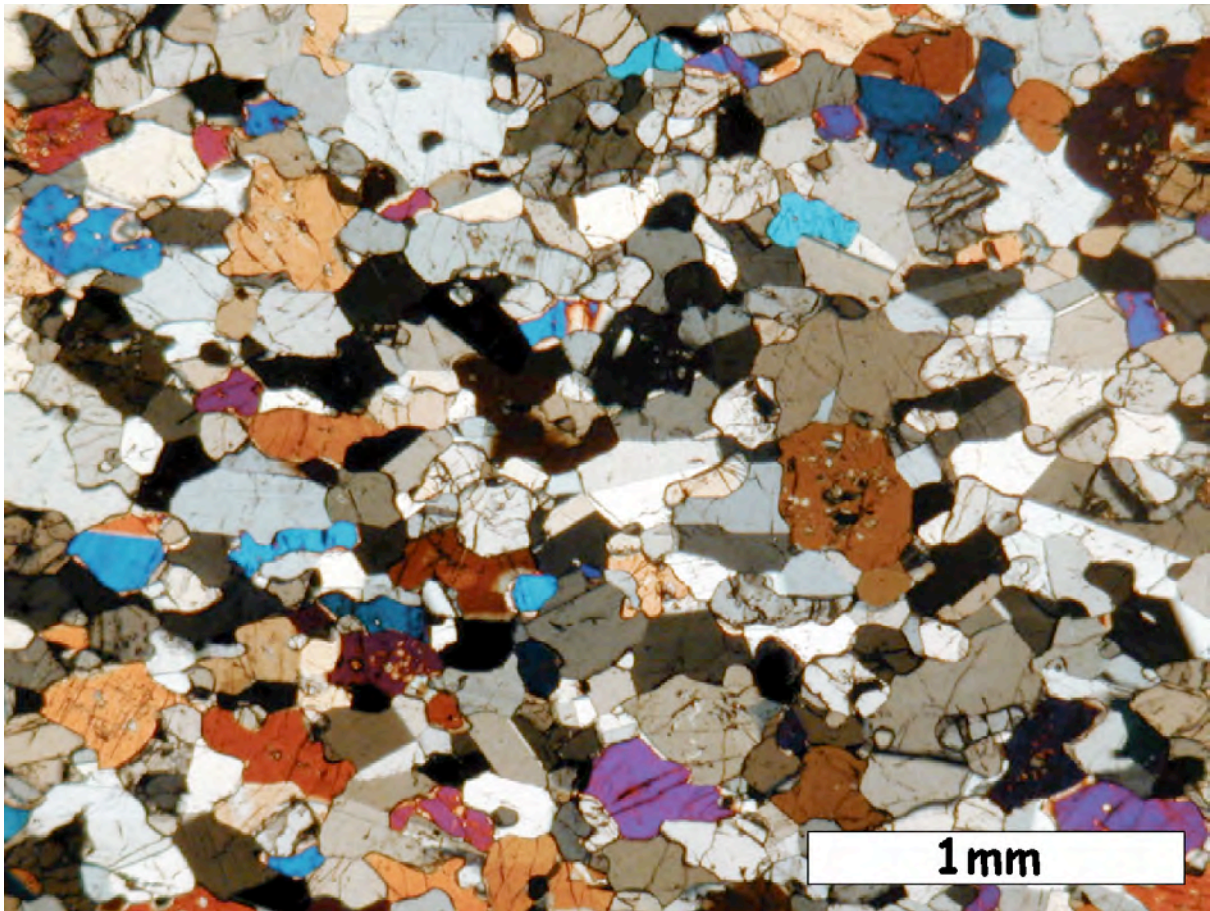


Fig. 100. Optical microphotograph of the original gabbro sample. The rock displays a mosaic texture with polygonal plagioclase, planar to curvilinear grain boundaries,  $120^\circ$  triple junctions and equigranular grains, which are the expression of a microstructural equilibrium. Scale bar is 1 mm.

#### 9.1.4b) Experimental procedure

Internal friction spectroscopy of rocks has been the object of several torsion experiment studies (e.g. Gueguen *et al.* 1981; Jackson & Paterson, 1987; Tan *et al.* 1997; Gribb & Cooper, 1998; Bagdassarov, 2000). Our experimental device (Fig. 101) is a forced-oscillation apparatus, designed by H. Berckhemer and E. Aulbach (Berckhemer *et al.* 1982a), and improved by Bagdassarov & Dingwell (1993). Cylindrical cores (8 mm in diameter, 20-33 mm in length) are drilled out from a single rock sample. 5 cores (Gab2, Gab4, Gab5, Gab7, Gab8,) are perpendicular to the foliation and 1 core (Gab3) is parallel to the foliation. At both ends of the cylinders, small conical heads are machined with a diamond tool (Fig. 101). The cylinders are placed in the torsion device after being glued between two alumina rods with the high temperature cement Polytec®. The cylinder is then sintered to the rods during 5 hours at  $300^\circ\text{C}$  and at  $550^\circ$  over 24 h under the axial load of 8 N, applied by a flat spring (Berckhemer *et al.* 1982a). The temperature is maintained 14 hours at  $700^\circ\text{C}$ , before further heating to higher temperatures. One end of the cylinder-rod assembly is fixed; the torque is applied to the opposite alumina rod.

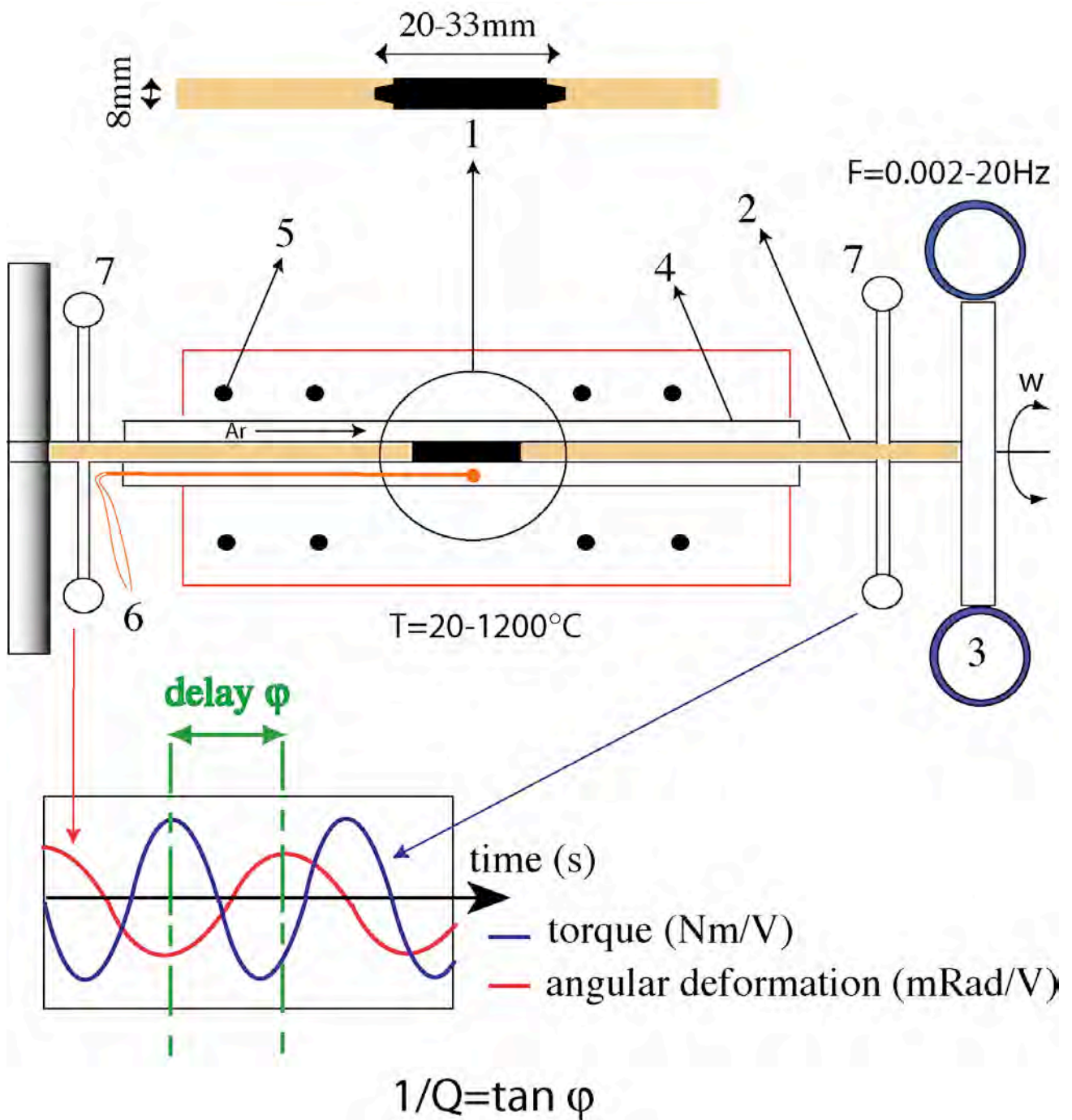


Fig. 101. Torsion device. The cylindrical sample (1) is placed between two alumina rods (2). One extremity of this bar is fixed; the torque applied to the other extremity is harmonically generated by a pair of moving electromagnets (3) connected to a synthesizer via a power amplifier. The sample-rod assembly is placed in an alumina pipe (4) in the tubular furnace (5), a thermocouple (6) measures the temperature. The torsional deformation of the sample is measured in two points by two pairs of transducers (7). At each temperature and for various frequencies the phase delay is measured, and  $Q^{-1}$  is given by equation (63)

The mechanical torque is harmonically generated by a pair of moving coil electromagnets connected to a signal function generator via a power amplifier. The cylinder-rod assembly is placed in a tube furnace controlled by a Eurotherm regulator. A S-type thermocouple is used to measure the temperature in the close vicinity of the sample. One pair of capacitor pick-up transducers is used to measure the angular deformation of the alumina rod with respect to the fixed end, and another pair of transducers measures the total angular deformation of the assembly (sample + 2 rods). For each measurement the data are collected over two periods of the torsional oscillation. Data are sampled at up to 10 kHz, allowing 1000 signal samples per channel to be acquired at the highest frequency of the measurement (20 Hz). At torsional oscillation frequencies of 2 Hz or lower, the number of signal samples per channel is limited to 10,000. The collected signals are automatically fitted to the sinusoids using a Levenberg-Marquardt algorithm, and the phase difference between the applied torque and the angular displacement across the sample are calculated from the phase and amplitude parameters of the fitted curves. Knowing the length between the points of measurement, the length and diameter of the cylindrical rock sample, and the applied torque  $T$  ( $\approx 10^{-5}$  N·m), the angular deformation in the alumina rods can be calculated. From the angular deformation and the phase delay  $\varphi(\omega)$  in the sample the complex shear modulus and the intrinsic internal friction  $Q^{-1}$  are calculated (Bagdassarov & Dingwell, 1993).

The calibration of the apparatus has been previously described by Bagdassarov (2000). The torque calibration has been done in static conditions by applying small weights of 0.1 g. The test experiments on dummy samples of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ceramics, having the same shape as rock samples, showed a negligible effect of sintered mechanical contacts at temperatures up to 1300°C (Bagdassarov & Dingwell, 1993).

Temperature is a first-order controlling parameter that must be precisely measured. The difference in temperature between the sample centre and the sample extremity was measured using the S-type thermocouple, which was moved alongside the sample at three different furnace temperatures: 562°, 961°, and 1167°C. The error in temperature measurements, between 20 to 1200°C was then extrapolated from these measurements. The highest difference in temperature was 32°C at 1167°C. We have used the average temperature in the sample, using 1151°C $\pm$ 16 instead of 1167°C for example. During the experiments the furnace was purged with flowing argon (5 cm<sup>3</sup>s<sup>-1</sup>) in order to reduce oxidation of sample surfaces. Measurements of complex shear modulus and phase shift between applied torque and resulted angle deformation were done at fixed frequencies (2.10<sup>-3</sup>-20 Hz) and at increasing temperature steps. This procedure was chosen, rather than decreasing temperature steps, in order to prevent crystallization from the melt phase during measurements and to reduce thermal cracking. Crystallization of minerals could produce an additional relaxation mechanism due to an increasing cohesion on grain boundaries (e.g. Bagdassarov, 2000). The sample was held at constant temperature for 2 hours prior to measurements.

In order to verify the harmonic distortion of measurements, in experiment Gab7 we analyzed the sinusoidal torque and angle deformation signals up to 1120°C, by using the fast Fourier transformation. At 1120°C and  $5 \cdot 10^{-3}$  Hz, the amplitudes of second, third and higher harmonics of the applied sinusoidal torque and of the response signal were lower than 2-3% of the amplitude of the main frequency, showing that the sample response was almost linear even in experiments at highest temperatures.

### 9.1.5) Results

#### 9.1.5a). Microstructures

Experiments were stopped at different maximum temperatures in order to relate  $Q^{-1}$  variations to the varying melt fraction and/or melt location in the samples. After (slowly) cooling (at a rate of  $\sim 16^\circ\text{C}/\text{minute}$ ) the samples down to room temperature, the phases resulting from melting, i.e. glass and crystals, were studied by optical and electronic microscopy (Fig. 102). Many inter-granular cracks are present after experiments (Fig. 102), but were not filled by melt. We assume that these are late cooling features, and had no effect on the measured phase delay with increasing temperature. They likely result from the thermal contraction of the sample when decreasing the temperature at the end of experiments (the furnace cooling rate is  $\sim 16^\circ\text{C}/\text{min}$ ).

At  $T_{\text{max}}=1123^\circ\text{C}$  and  $1137^\circ\text{C}$  (Fig. 102a), enstatite grains are surrounded by oxides (magnetite) and a melt phase. Enstatite melting is incongruent at room pressure and results in the crystallization of idiomorphic olivine, which is observed in samples Gab3 ( $T_{\text{max}}=1168^\circ\text{C}$ ; Fig. 102c), and Gab7 ( $T_{\text{max}}=1165^\circ\text{C}$ ). Liquidus phase relationships in the forsterite-diopside-anorthite-silica system (e.g. Cox *et al.* 1979) predict that a melting of anorthite + diopside + enstatite because the liquidus corresponds to a reaction point. However, no melt phase is observed at clinopyroxene boundaries.

At  $T_{\text{max}}=1137^\circ\text{C}$  (Fig. 102a), melt was preferentially located at plagioclase-plagioclase and plagioclase-enstatite boundaries.

Most grain boundaries are wetted at and above  $1165^\circ\text{C}$  (Fig. 102b-h). The relict grains are xenomorphs and can be distinguished from newly crystallized automorphs grains. Enstatites are more melted than other crystals (Fig. 102f-h); about half of the enstatites are molten at  $1165^\circ\text{C}$ .



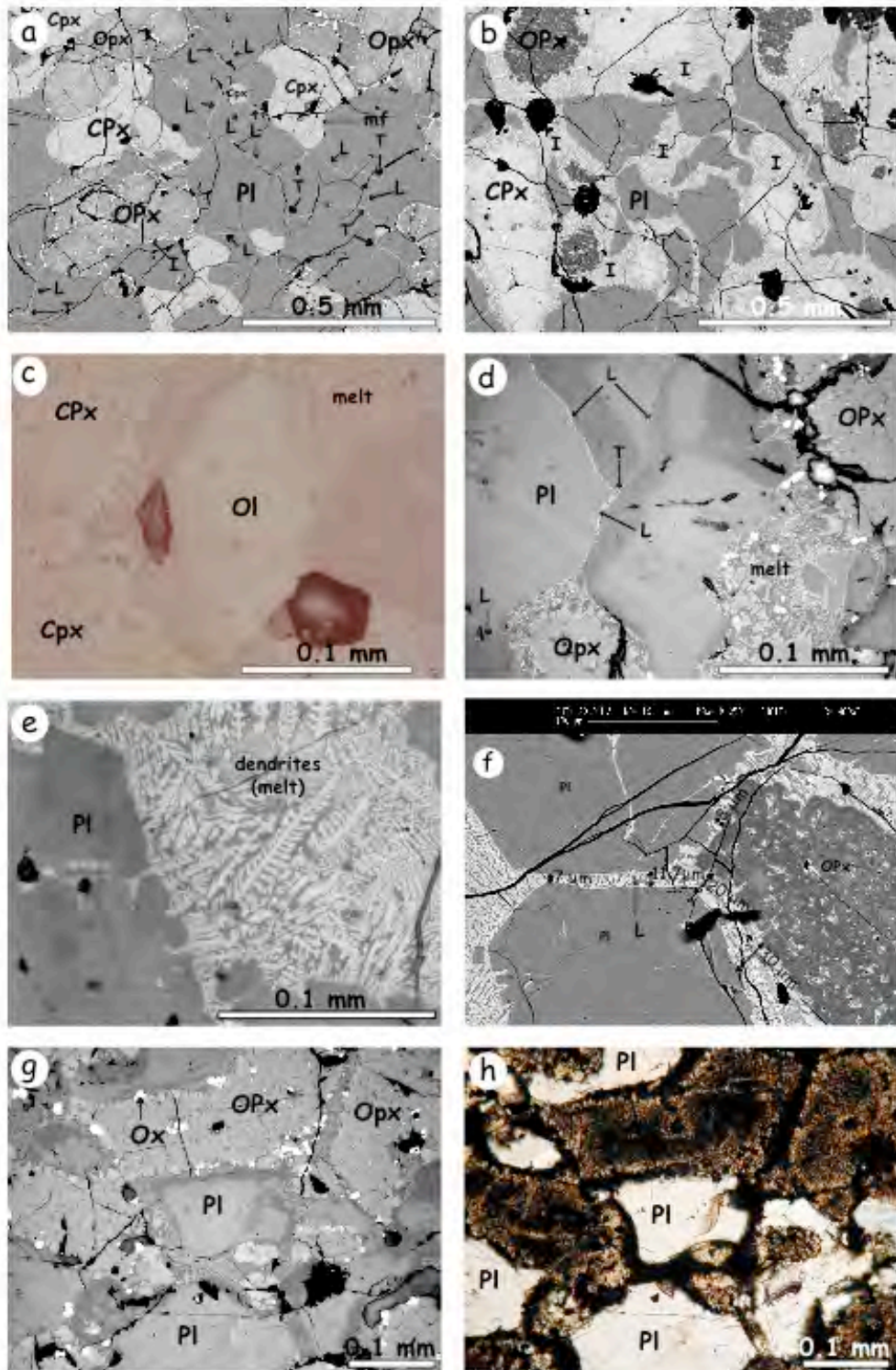


Fig. 102. Back-scattered electron microphotographs (a, b) and optical microphotographs (reflected light, c to g; transmitted light, h) of partially molten samples after experiments (Gab2,  $T_{\max}$  1162°C : g and h, Gab3,  $T_{\max}$  1168°C : c, f and e, Gab4,  $T_{\max}$  1154°C : d, Gab6,  $T_{\max}$  1137°C : a, Gab7,  $T_{\max}$  1165°C : b). Back-scattered SEM images (a and b) were used for image analysis and melt fraction estimates. The long, melt-free cracks are second-generation cracks due to the quick cooling. Images g and h illustrate how oxidation of the phases resulting from melting allows one to identify, on the first order, the melt phase in optical images. The melt texture is marked by the occurrence of i) melt at triple junctions (T), ii) melt films between two grain boundaries with a few  $\mu\text{m}$  thick (L), and melt surrounded by a minimum of four grains (I). Pl represents plagioclase, CPx clinopyroxene, OPx orthopyroxene and Ox oxide.

The melt fraction (at grain boundaries, and in inter-granular pockets) was estimated by image analysis, from series of back-scattered electron images in each sample. It was then possible to plot the melt fraction as a function of temperature (Fig. 103).

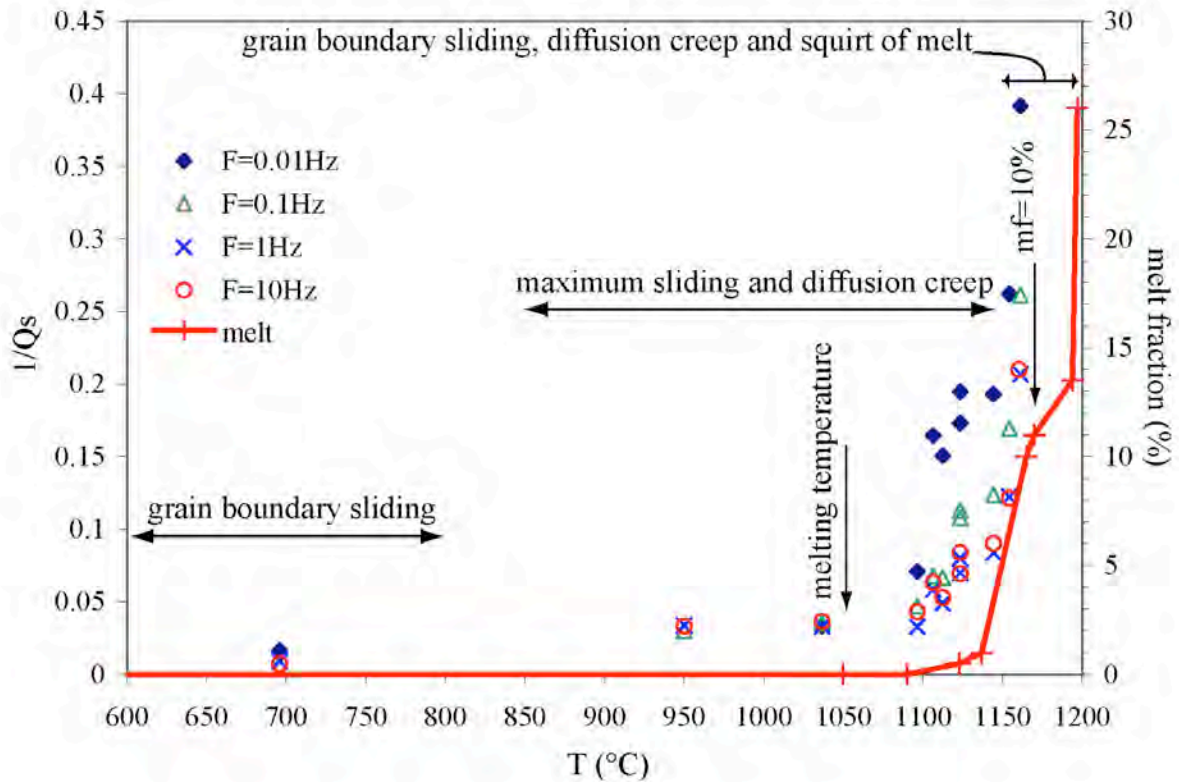


Fig. 103. Melt fraction and  $Q^{-1}$  variation as a function of the maximum temperature for samples perpendicular to (X,Y). The melt fraction estimates (right axis) have been done by image analysis of back-scattered electron microphotographs (Fig. 102a and b). Melt fractions at 1170, 1194 and 1197°C are deduced from the previously published preliminary experiments (Bagdassarov, 2000). The left axis is  $Q^{-1}$ . The vertical arrow at 1050°C indicates the start of melting and the vertical arrow at 1165°C shows 10 % of melt fraction (mf). Various regimes in the attenuation behavior are indicated by three horizontal arrows (modified from Pezzotti, 2003). Below 800°C attenuation is due to grain boundary sliding, between 850°C and 1150°C attenuation is attributable to maximum grain boundary sliding and diffusion creep, at temperature higher than 1150°C attenuation is caused by grain boundary sliding, diffusion creep and the squirt of melt.

The distribution of melt is heterogeneous, but has a characteristic distribution. In the thin section of Gab7 ( $T_{\max}=1165^{\circ}\text{C}$ ), the melt fraction is around 4% at the sample extremities and up to 20% at the centre, with an average value of 10%. The distribution of melt is more consistent with temperature variations than for example heterogeneity of composition. In the estimate of the melt fraction we have not considered the crystallization of oxides during cooling. Thus, we may underestimate the melt fraction present during the experiments. However, the majority of oxides observed at the end of the experiments likely crystallized during the partial melting, composed of FeO from the pyroxene.

Whatever the foliation orientation with respect to the applied torque, melt is preferentially aligned in the foliation (Fig. 104). The measured crystallographic preferred orientations of plagioclase are similar before and after experiments; no macroscopic plastic deformation has occurred.



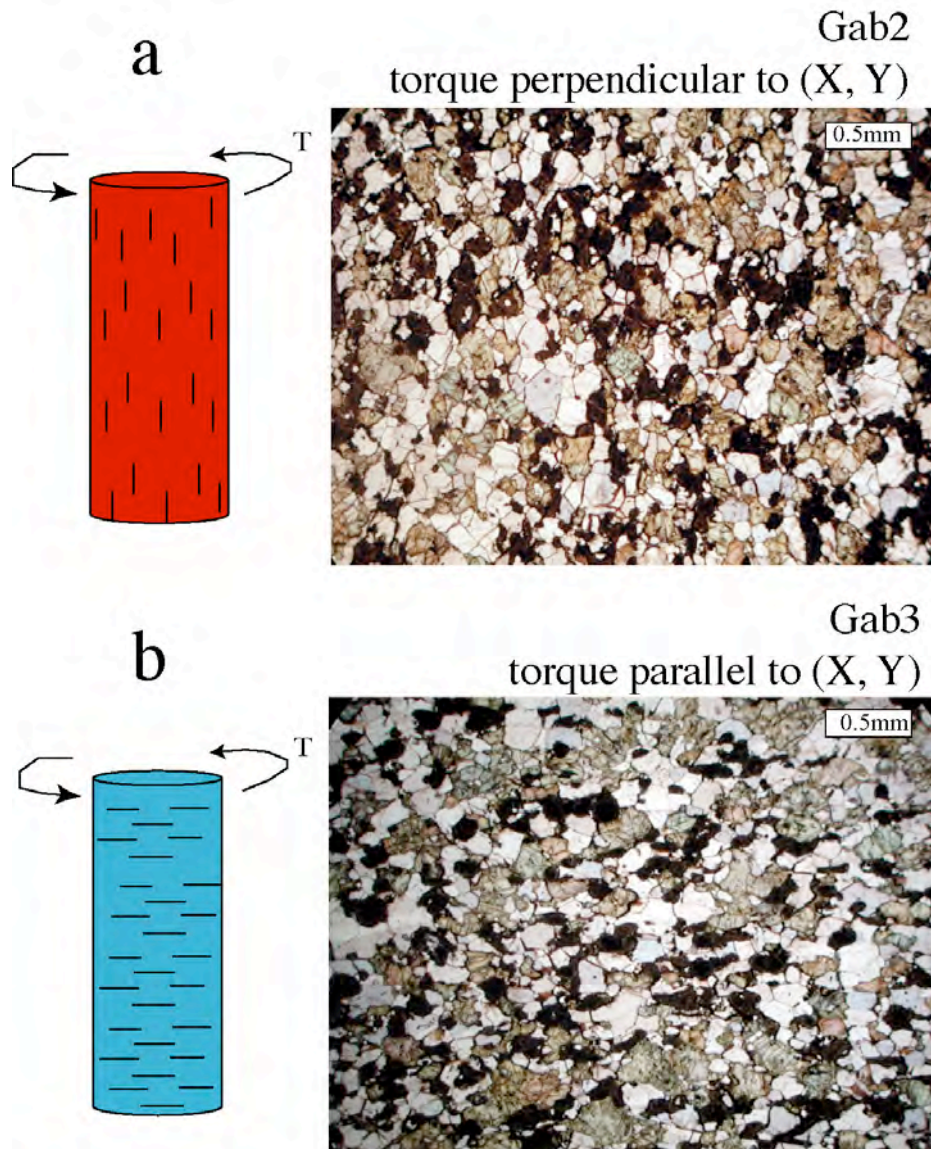


Fig. 104. Optical microphotographs (transmitted light) showing the anisotropy of the melt phase distribution. a) Sample Gab2, torque was applied perpendicular to foliation. b) Sample Gab3, torque was applied parallel to foliation. In both cases the melt phase is preferentially aligned with the foliation. Scale bar is 500  $\mu\text{m}$ .

### 9.1.5b) Melt Viscosity

It is important to estimate the melt viscosity because melt viscosity and aspect ratio control the relaxation times of the viscous shear, and the melt squirt flow (O'Connell & Budiansky, 1977). A change in the melt viscosity could result in a change of the location of the relaxation peak of the active mechanism of attenuation (e.g. O'Connell & Budiansky, 1977, Schmeling, 1985). Schmeling (1985, Fig. 6) computed the characteristic frequency of two melt related relaxation mechanism: viscous shear relaxation, and melt squirt relaxation in tubes and films as a function of melt viscosity and aspect ratio. The main conclusions of his study can be summarized as follows:

- Viscous shear relaxation is important in the seismic frequency for an aspect ratio lower than  $10^4$  and for viscosity higher than 10 Pa.s.

- The characteristic frequency of the melt squirt relaxation in tubes is in the seismic frequency range (0.01-100 Hz) for aspect ratios between  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  and viscosity in the range  $10^2$ - $10^4$ Pa.s.
- The characteristic frequency of the melt squirt relaxation in films is in the seismic frequency range (0.01-100 Hz) for aspect ratios between  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  and viscosity higher than 10 Pa.s.

The melt viscosity can be estimated from chemical analyses of the phases resulting from melting. Chemical compounds were analyzed with a Cameca SX100 electronic microprobe. Analysis of glasses and dendrites (60% surface of the inferred melt phase after cooling) in a thin section of sample Gab3 ( $T_{\max}=1168^{\circ}\text{C}$ ) are summarized in Table 15; the melt appears to be chemically homogeneous in the sample.

	Bytownite Pl1	Diopside Cp1	Enstatite Op1	Magnetite Ox1	Forsterite Ol1	Glasses				Dendrites			
						V1	V2	V3	V4	D1	D2	D3	D4
SiO2	45.79	52.16	54.95	0.27	41.39	54.44	54.77	55.23	54.43	48.55	48.22	48.69	46.53
Al2O3	34.38	2.08	1.28	6.89	0.05	17.33	17.98	17.7	17.61	11.26	10.37	10.12	8.81
FeO	0.59	7.67	9.71	76.44	6.56	8.92	8.94	8.95	7.88	10.38	10.46	9.74	9.6
CaO	17.7	21.27	1.76	0.28	0.26	9.76	9.8	10.34	10.45	15.54	15.74	14.13	19.16
MgO	0.06	14.93	32.39	7.74	50.87	4.17	3.63	4.92	3.7	12.7	13.82	16.59	14.39
Na2O	1.22	0.25	0.02	0	0.01	1.32	1.21	2.24	2.3	0.38	0.35	0.3	0.22
TiO2	0.01	0.32	0.13	0.25	0	0.23	0.27	0.24	0.22	0.23	0.19	0.18	0.23
K2O	0.01	0	0	0	0	0.21	0.18	0.09	0.09	0.04	0.03	0.02	0
MnO	0.01	0.2	0.33	0.35	0.24	0.17	0.15	0.16	0.11	0.28	0.25	0.25	0.17
NiO	0	0.02	0.05	0.22	0.21	0	0	0	0	0.02	0.03	0.03	0.01
Cr2O3	0	0.08	0.01	0.29	0.02	0.01	0.02	0	0	0.03	0.05	0.01	0.03
<b>Total</b>	<b>99.77</b>	<b>98.99</b>	<b>100.62</b>	<b>92.72</b>	<b>99.6</b>	<b>96.56</b>	<b>96.94</b>	<b>99.87</b>	<b>96.78</b>	<b>99.41</b>	<b>99.5</b>	<b>100.06</b>	<b>99.15</b>

Table 15. Chemical compositions (weight of oxides, %) of sample Gab3 ( $T_{\max}=1168^{\circ}\text{C}$ ) analyzed on a Cameca SX100 electronic microprobe. Bytownite, diopside and enstatite are the initial phases. Magnetite, forsterite, glasses and dendrites are phases due to the melting. The high contents in Al2O3 in glasses and dendrites are evidences of plagioclase (bytownite) melting. SiO2, FeO, MgO and CaO contents are the result of the melting of enstatite and diopside.

The melt located at the plagioclase-plagioclase boundaries has roughly the same chemical composition as that at plagioclase-orthopyroxene or plagioclase-clinopyroxene interfaces. Measurements from the glass transition to superliquidus temperatures of the viscosity are being conducted in a creep apparatus and in a rotational Couette viscometer (Fontaine & Neuville, in preparation). The preliminary results are consistent with the viscosity models of Shaw (1972) and Bottinga & Weill (1972), with a value of  $\eta \sim 310\text{Pa}\cdot\text{s}$  at  $1168^{\circ}\text{C}$  for a liquid with a chemical composition equivalent to the sum of chemical compounds in glasses and dendrites of Gab3.

### 9.1.5c) Attenuation

In all experiments, at a given temperature,  $Q^{-1}$  changes with frequency (Fig. 105). Below the melting temperature ( $\sim 1050^{\circ}\text{C}$ ), the frequency dependence of attenuation is weak in all experiments, with an average slope of -0.15 at low frequencies ( $\leq 0.5$  Hz), and -0.06 at higher frequencies. Above the melting temperature, the dissipation increases significantly, and a stronger frequency dependence is observed, with an average slope of -0.22 at low frequencies, and 0.02 at higher frequencies. At low frequencies ( $< 0.5$  Hz) and temperature above  $1050^{\circ}\text{C}$ , the stronger frequency dependence is probably related to the changing viscoelastic behaviour

of the rock (Maxwell-body behaviour). Between 1057°C and 1085°C, the attenuation increase is stronger, compared to lower temperature steps.

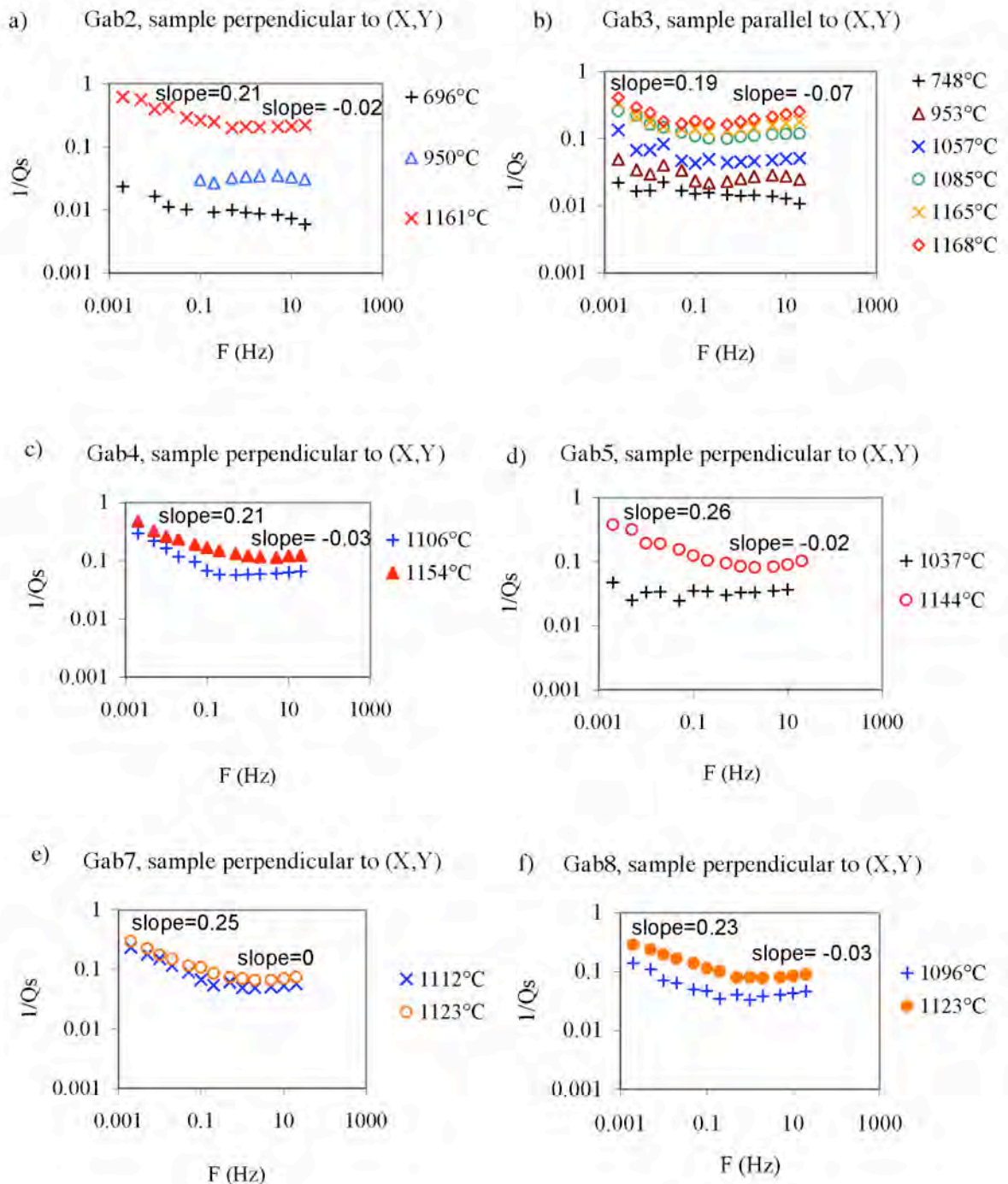


Fig. 105.  $Q^{-1}$ , measured in 6 torsion experiments, as a function of temperature and frequency. In all experiments, and at constant temperature,  $Q^{-1}$  changes with frequency. The slopes (angular frequency dependence) are indicated on each curve; slopes are calculated for two frequency domains (0.002-0.5 Hz and 0.5-20 Hz). At low frequency ( $< 0.5$  Hz) and for temperatures above 1050°C the stronger frequency dependence is results from the viscoelastic behaviour of the samples (see text for further discussion).

The temperature dependence of attenuation is better illustrated by comparing  $Q^{-1}$  measured at 4 different frequencies (Fig. 106). Above 1050°C, the slope of the curve is steeper, with an



attenuation increase of approximately one order of magnitude for a temperature interval of 100°C.

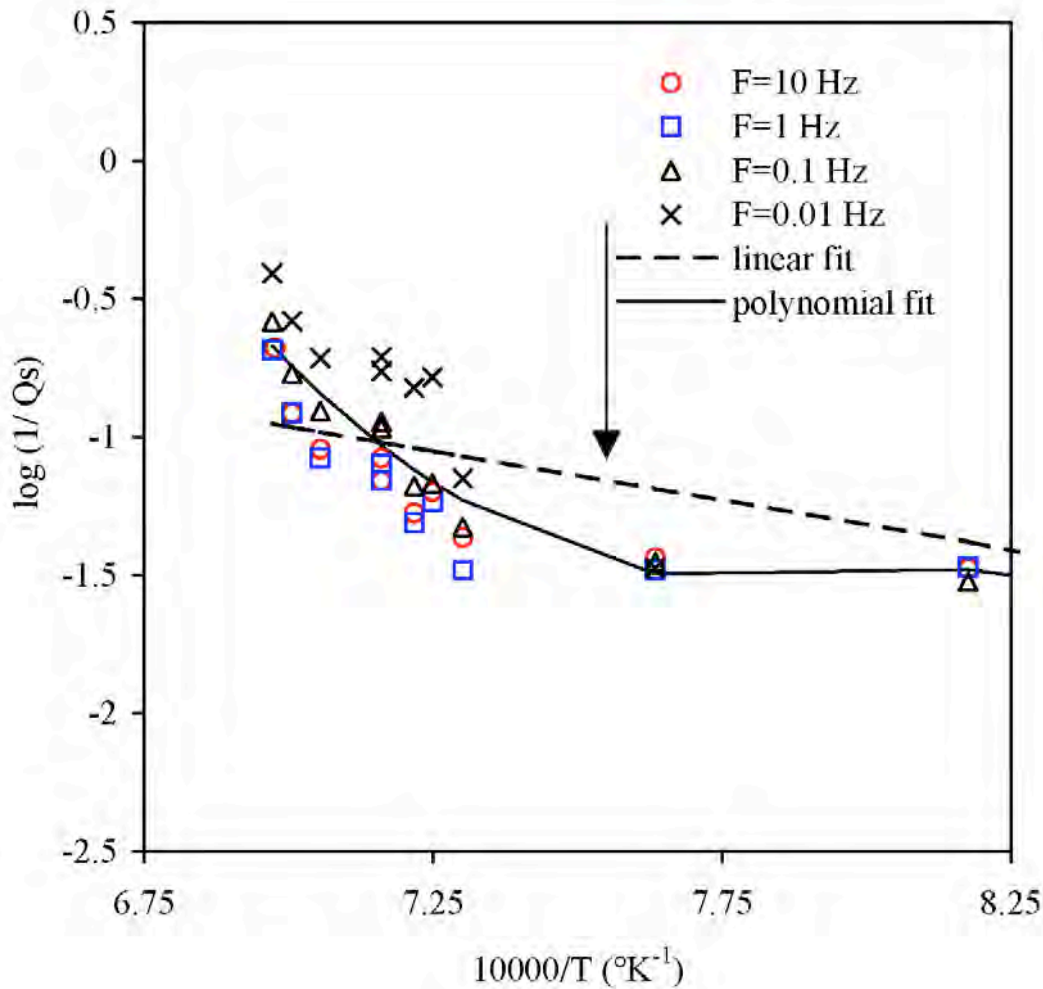
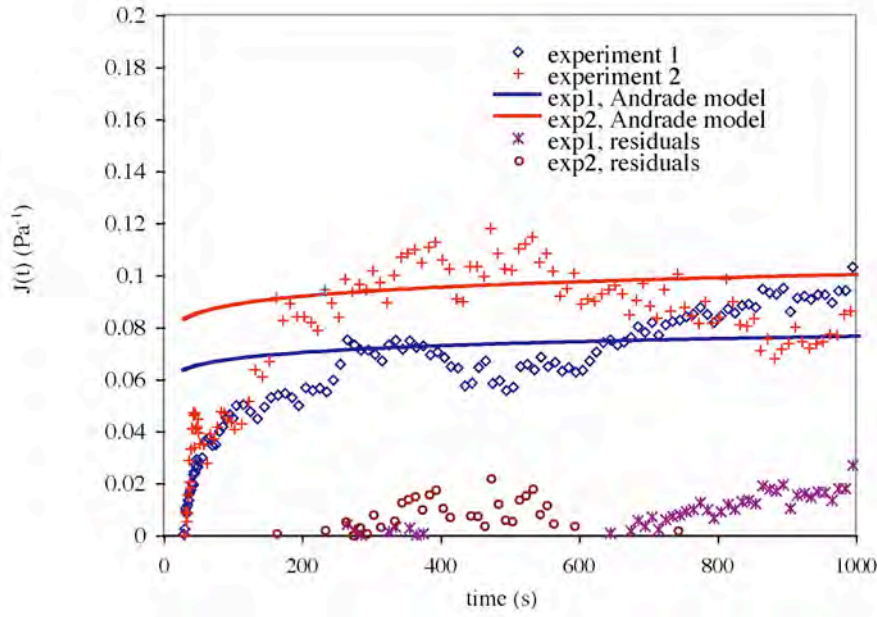


Fig. 106. Measurements of  $Q^{-1}$  as a function of the reciprocal absolute temperature and at four distinct frequencies: 0.01, 0.1, 1, and 10 Hz in samples perpendicular to (X,Y). Two alternative fittings are presented (a) considering a change of slope, and (b) with a continuous change of the slope. The vertical line indicates the change of the slope and the onset of melting. Note that above the melting temperature the increase of  $Q^{-1}$  is higher at the lowest frequency. The linear fit equation used in this plot is  $\log Q^{-1} = 3541/T + 1.5156$ , with a correlation coefficient of 0.79. A better fit is obtained by the polynomial fit:  $\log Q^{-1} = -0.345536z^3 + 8.930143z^2 - 76.354754z + 214.692715$ , where  $z = 10000/T$  and with a correlation coefficient of 0.91.

In one experiment (Gab5 at 1144°C),  $Q^{-1}$  decreased of 0.03 after 24 hours at the same temperature. Our interpretation of this observation is that the melt phase became more stable (i.e. the squirt flow became less efficient because melt progressively migrated toward favourably oriented pores) after one day at a given temperature. This observation implies the microstructure has changed, as melt migration in squirt flow is local between high/low pressure sites for each cycle in the wave propagation. The Andrade creep function is fitted to two creep experiments realized in sample Gab5 at 1153°C (Fig. 107a). We obtain an exponent  $n \sim 0.06$  (Eq. 68) for the compliance function  $J(t)$ .

a)



b)

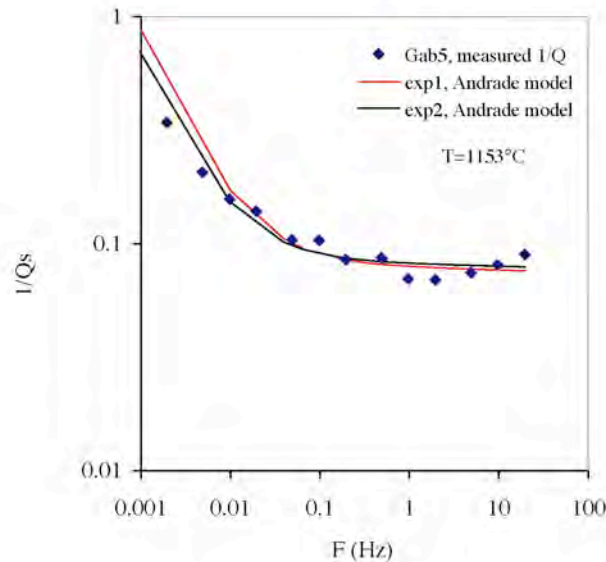


Fig. 107. a) Result of two micro-creeps experiment realized at 1153°C. The difference between the two creep curves is because the applied torque was twice different: upper curve relates to an applied torque of  $2 \cdot 10^{-5}$  Nm and the lower curve relates to an applied torque of  $10^{-5}$  Nm. The creep Andrade function was fitted to the data (Eq. 68) and we obtained in the period range 1-1000s the following parameters for the creep Andrade fit of experiment 1 and 2:  $J_{1,u} = 0.008 \text{ GPa}^{-1}$ ,  $\beta_1 = 0.045 \text{ GPa}^{-1} \text{ s}^{-n}$ ,  $\eta_1/10^4 = 0.30 \text{ GPa} \cdot \text{s}$ ,  $n_1 = 0.06$ , a correlation coefficient = 0.96;  $J_{2,u} = 0.009 \text{ GPa}^{-1}$ ,  $\beta_2 = 0.060 \text{ GPa}^{-1} \text{ s}^{-n}$ ,  $\eta_2/10^4 = 0.30 \text{ GPa} \cdot \text{s}$ ,  $n_2 = 0.06$ , a correlation coefficient of 0.80. We present the difference (residuals) between the micro-creeps measurements and the creep Andrade function in order to realize the precision of our micro-creep measurements and of the creep Andrade fit. b) Comparison of  $Q^{-1}$  data obtained at 1153°C from our torsion experiments at frequency in the range 0.002-20 Hz with  $Q^{-1}$  predicted by the Andrade model. The dependence of  $Q^{-1}(\omega)$  was deduced (Eq. 69) from the fitted-data to creep Andrade function in the range 1-100s. This dependence is similar to the behavior of  $Q^{-1}(\omega)$  observed from our torsion experiments at frequency in the range 0.002-20 Hz and at the same temperature (1153°C). Note that the Andrade model gives a good estimation of  $Q^{-1}$  at frequency in the range 0.002-20 Hz. The difference between  $Q^{-1}$  computed by the Andrade model and our measurements at low frequencies ( $< 0.01$  Hz) is due to the asymptotic behavior of the Andrade model at long periods (e.g. Tan *et al.* 2001).  $Q^{-1}$  derived from the Andrade model at frequency between 10 and 20 Hz are lower than  $Q^{-1}$  obtained from torsion experiments.

The difference between the two creep curves is due to the fact that the applied torque was two times higher in experiment 2 (upper curve;  $2 \cdot 10^{-5}$  Nm), than in experiment 1 (lower curve;  $10^{-5}$  Nm). The value of the steady-state viscosity was checked for a time window of 10000 s. The decrease of the angular deformation observed in experiment 2 occurred only between 500 and 1000 s; after 1000 s the angular deformation increases normally up to 10000 s.  $Q^{-1}(\omega)$  was computed using Eq. 69 (Fig. 107b). The values of  $Q^{-1}(\omega)$  predicted by the Andrade model are similar to the values obtained with the forced-oscillation measurements, at frequency in the range 0.002-20 Hz and at the same temperature (1153°C). Thus, the torsion and micro-creep experiments do not contradict each other. However, we consider the results obtained through the forced-oscillation data to be more consistent because of the numerous approximations made in the Andrade fit (e.g. Tan *et al.* 2001). The forced oscillation method is harmonic, hence by FFT the signal to noise ratio is better. The creep method results in higher uncertainty at short time scales (e.g., Webb & Jackson, 2003). In fixed frequency torsion experiments, the amplitude of the angle of deformation is always small and the linearity of the sample response due to the applied sinusoidal signal was checked by analysing the Fourier Spectrum of the applied and resulted signals.

## 9.1.6) Discussion

### 9.1.6a) Comparison with previous studies

The experiments of Kampfmann & Berckhemer (1985) were done using an Anzola (Ivrea Zone, Western Alps, Italy) gabbro (40.9% hornblende, 35.6% plagioclase, 21.6% clinopyroxene, 0.9% ore, 0.8% orthopyroxene and 0.2% apatite). The measurements were realized at temperature  $\leq 1100^\circ\text{C}$ . The presence of a small amount of melt was inferred from the results at  $1000^\circ\text{C}$ , but not measured directly from the samples.  $Q^{-1}$  values were either of the same order of magnitude as our results, or up to one order of magnitude higher at 10 Hz. Kampfmann & Berckhemer (1985) found a weak dependence of  $Q^{-1}$  to frequency at the highest temperatures ( $\geq 1000^\circ\text{C}$ ). At low temperatures (700-950°C) they observed a flat absorption peak superimposed on the "High Temperature Background" and the shift of this peak from high to low frequencies with decreasing temperature (Fig. 12 in Kampfmann & Berckhemer, 1985). Three preliminary experiments with our rock sample have been published in Bagdassarov (2000). Some of the measurements were done at decreasing temperature steps, and thus  $Q^{-1}$  was probably underestimated as the melt phase was partially crystallizing during rapid and decreasing temperature steps. Therefore, we used only the data corresponding to increasing temperature steps or to the maximum temperatures. Bagdassarov (2000) has observed below the softening temperature a general dependence of  $Q^{-1} \sim \omega^{-0.17 \pm 0.01}$  at low frequencies ( $< 0.5$  Hz). Above the softening temperature, the empirical exponent  $\alpha$  was higher than 0.35 at low frequencies ( $< 0.5$  Hz).

In our experiments we do observe a small part of low frequency shoulder of the attenuation peak, which shifts from high to low frequencies with decreasing temperature (Fig. 105) as observed by Kampfmann & Berckhemer (1985), Webb & Jackson (2003) and Jackson *et al.* (2003). The slope ( $-\alpha = \Delta(1/Q_s)/\Delta\omega$ ) in the plot of  $1/Q_s$  versus frequency (Fig. 105) changes sign at higher frequencies with increasing temperature. The frequency shift seems to be a smaller effect compared to the temperature shift. Faul *et al.* (2003) observed in their melt bearing samples that the melt films are  $\leq 1$  nm thick. Faul *et al.* (2003) argued that melt in thin films is affected by short range Van der Waals forces from the neighbouring crystals (e.g Hess, 1994) and that melt is expected to have a much higher viscosity than bulk melt (100 to  $10^6$  times higher, Israelachvili, 1992). They assume that it is also true in the case of olivine-olivine grain boundaries in their melt bearing samples, and they propose therefore that the

attenuation peak could be due to viscous shear flow on grain boundaries. In our experiments, we observed that the melt films are significantly thicker ( $\geq 1 \mu\text{m}$ ). Several factors could explain this, 1) their melt-crystal system have very different wetting angles, basaltic melt tends migrate to pockets in olivine polycrystals, this may not be the case in polymineralic gabbro, 2) their samples are under hydrostatic pressure, which could effect the melt distribution in cracks and close certain crack oreintations, 3) they used TEM to see things on a very fine scale. In addition, we do not observe an attenuation peak in experiments between  $1050^\circ\text{C}$  and  $1110^\circ\text{C}$ , in which the melt film could be thinner than  $1\mu\text{m}$ . Both the relaxation time of melt squirt flow and the elastically accommodated grain boundary sliding depend on viscosity. In both cases, only a low-temperature, low frequency shoulder of the attenuation peaks may be observed in the temperature versus frequency window of the present experiments. Consequently for constant microstructure, as a thermally activated process, a peak due to one of these two mechanisms will move from low frequencies at low temperature to higher frequencies at higher temperature, and it is difficult to distinguish the contribution from one or the other into the resulting high temperature attenuation. However the origin of the peak shifting might not be related to these two mechanisms in our experiments because crack density and melt fraction will also change over large temperature intervals.

Testing the correlation of  $Q^{-1}$  with temperature, using a linear regression as Jackson *et al.* (2002; Fig. 108), we find that  $Q^{-1} \sim A \cdot X^{-0.08}$  where  $X$  is  $\omega^{-1} \exp(-E_a/RT)$ , for an activation energy of  $860 \text{ kJ/mol}$ ,  $A=34.41 \text{ s}^{-\alpha} \mu\text{m}^{-\alpha}$ , and a correlation coefficient of  $0.86$ . This activation energy is the value, which minimises the standard deviation between the measurements of  $Q^{-1}$  and the linear regression fit.

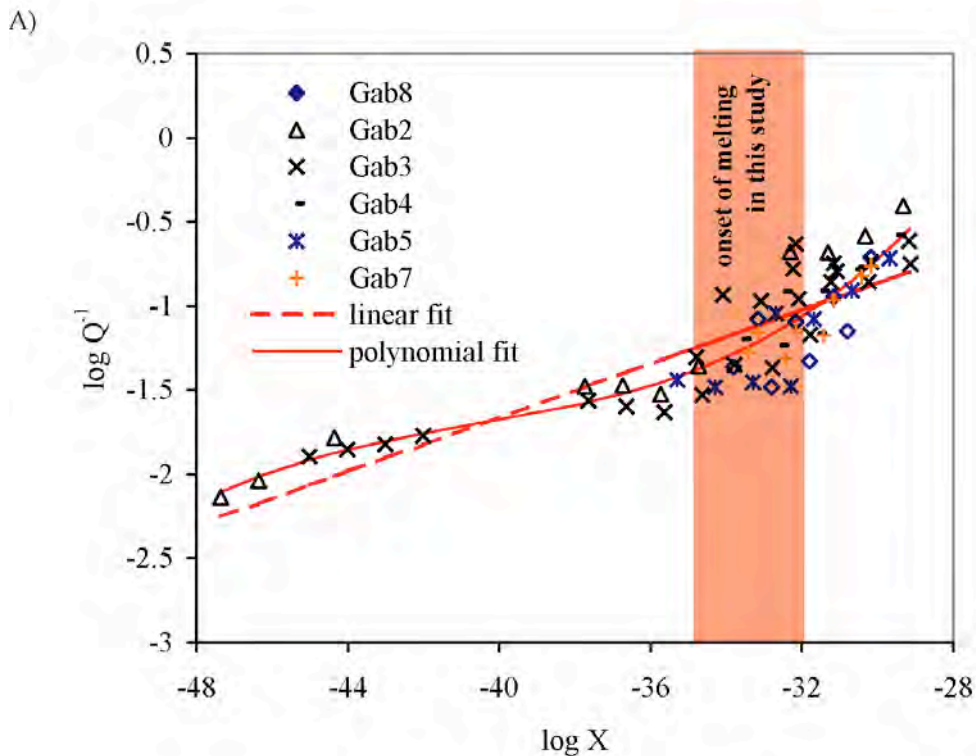


Fig. 108A) Comparison of  $Q^{-1}$  data at four different frequencies (0.01, 0.1, 1, and 10 Hz), with a model where  $Q^{-1}$  is approximated by a power-law (Eq. 66). Two alternative fittings were used on our data: (i) with a continuous variation of a slope in the dependence  $\log Q^{-1} \propto \log X$ , where  $X \sim \omega^{-1} \exp(-E_a/RT)$ , our model is  $Q^{-1} \sim A \cdot X^{-0.08}$ , for an activation energy of  $860 \text{ kJ/mol}$ ,  $A=34.41 \text{ s}^{-\alpha} \mu\text{m}^{-\alpha}$  (ii) with a change of slope in the dependence  $\log Q^{-1} \propto \log X$ , our preferred model is  $\log Q^{-1} = 460.485 \cdot 10^{-4} u^3 + 5621.605 \cdot 10^{-2} u^2 + 2327128.468 \cdot 10^{-6} u + 30931232.833 \cdot 10^{-6}$ , where  $u = \log X = \log [\omega^{-1} \cdot \exp(-E_a/RT)]$ .

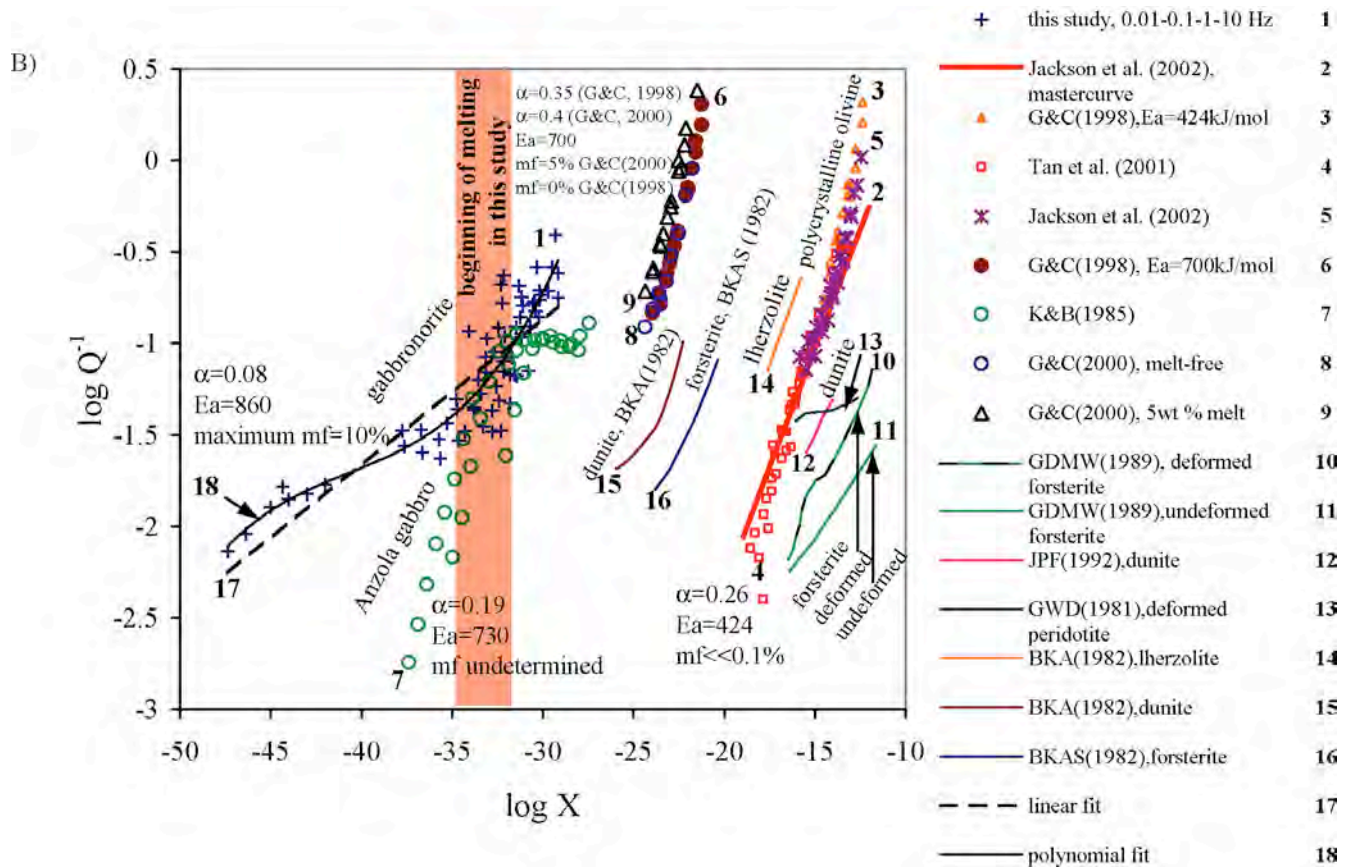


Fig. 108B) Attenuation measurements of Tan *et al.* (2001), measurements and "master curve" of Jackson *et al.* (2002) for a melt free ( $\ll 0.1\%$ ) synthetic polycrystalline olivine ( $2.9 \mu\text{m} < \text{grain size} < 23.4 \mu\text{m}$ ), measurements of Gribb & Cooper (1998) for an olivine aggregate and Gribb & Cooper (2000) for a polycrystalline olivine with 5% potassic melt (grain size  $\sim 3 \mu\text{m}$ ), data normalized to  $1200^\circ\text{C}$  (modified from Karato & Spetzler, 1990) for forsterite (Guéguen *et al.* 1989), peridotite (Guéguen *et al.* 1981), lherzolite (Berckhemer *et al.* 1982b), an Åheim dunite (Berckhemer *et al.* 1982b; Jackson *et al.* 1992), synthetic forsterite (Berckhemer *et al.* 1982a), and data from Kampfmann & Berckhemer (1985) for an Anzola gabbro (grain size  $\sim 250 \mu\text{m}$ ) are also plotted for comparison with our  $Q^{-1}$  data at four different frequencies (0.01, 0.1, 1, and 10 Hz). mf is the melt fraction estimation,  $E_a$  is the activation energy, and  $\alpha$  is the empirical exponent (i.e the slope). Note the lowest value of  $\alpha$  found for our experiments and the highest value of  $E_a$  and melt fractions. Two alternative fittings were used on our data: (i) with a continuous variation of a slope in the dependence  $\log Q^{-1} \propto \log X$ , where  $X \sim \omega^{-1} \exp(-E_a/RT)$  (ii) with a change of slope in the dependence  $\log Q^{-1} \propto \log X$ . Data sources are abbreviated as follows: BKA, Berckhemer *et al.* (1982b), BKAS, Berckhemer *et al.* (1982a), GWD, Guéguen *et al.* (1981), GDMW, Guéguen *et al.* (1989), JPF, Jackson *et al.* (1992), G&C, Gribb & Cooper (1998, 2000), K&B, Kampfmann & Berckhemer (1985).

The width of the attenuation peak having an activation energy of 860 kJ/mol, which was measured in our experiments, should correspond to a peak width  $250\text{-}300^\circ\text{C}$  in the case of glass-ceramics (Pezzotti, 2003). Because of the combined effects of chemical heterogeneities on grain boundaries, a distribution of grain sizes, and the orientation and topology of the melt phase, the attenuation peak may be much wider for our samples. With the same activation energy (860 kJ/mol), we obtain a better fit by taking into account the change of slope in the relationship of  $Q^{-1}$  to temperature and frequency:



$\log Q^{-1} = 460.485 \cdot 10^{-4} u^3 + 5621.605 \cdot 10^{-2} u^2 + 2327128.468 \cdot 10^{-6} u + 30931232.833 \cdot 10^{-6}$ , where  $u = \log X = \log [\omega^{-1} \cdot \exp(-E_a/RT)]$ , and the correlation coefficient is 0.91. In Fig. 108, our measurements of internal friction are compared with:

- i) the previous results of Tan *et al.* (2001) and Jackson *et al.* (2002) in a melt free ( $\ll 0.1\%$ ) synthetic polycrystalline olivine in the frequency range 0.01-1 Hz, at temperature between 1000°C and 1200°C, for  $E_a = 424$  kJ/mol (from the preferred model of Jackson *et al.* 2002),
- ii) measurements in a fined grained olivine aggregate from Gribb & Cooper (1998), at temperatures from 1200°C to 1285°C, frequencies from  $10^{-2.3}$  Hz to  $10^{-0.5}$  Hz, and with an activation energy of  $E_a = 700$  kJ/mol and  $E_a = 424$  kJ/mol (from the preferred model of Jackson *et al.* 2002),
- iii) measurements in a polycrystalline olivine containing 5% of potassic melt from Gribb & Cooper (2000) at temperature from 1200°C to 1250°C, frequency from  $10^{-2.3}$  Hz to  $10^{-0.5}$  Hz, and with an activation energy of  $E_a = 700$  kJ/mol,
- iv) measurements in the Anzola gabbro from Kampfmann & Berckhemer (1985) in the frequency range 0.003-30 Hz, at temperature from 775°C to 1000°C, with a grain size of 0.25 mm and an activation energy of  $E_a \sim 730$  kJ/mol,
- v) data reduced to 1200°C in olivine and olivine-rich rocks (modified from Karato & Spetzler, 1990) for pre-deformed and undeformed forsterite (Guéguen *et al.* 1989) in the frequency range  $10^{-4}$ –10 Hz, with an activation energy of  $E_a \sim 440$  kJ/mol, deformed peridotite (Guéguen *et al.* 1981), spinel lherzolite from Balmuccia from Italy (Berckhemer *et al.* 1982b) with a grain size  $< 3$  mm and  $E_a \sim 500$  kJ/mol in the frequency range, an Åheim dunite from Norway (Berckhemer *et al.* 1982b) with grain size  $\sim 0.3$  mm and  $E_a \sim 700$  kJ/mol, an Åheim dunite (Jackson *et al.* 1992) in the frequency range 0.03-1 Hz using an activation energy of  $E_a \sim 440$  kJ/mol, and synthetic forsterite (Berckhemer *et al.* 1982a) with a grain size in the range 0.4 – 1.6 mm and  $E_a \sim 630$  kJ/mol.

All measurements show an increase of attenuation with an increase of X, a characteristic of the ‘high-temperature background’. Our measurements and those of Kampfmann & Berckhemer (1985) give results in the same order of magnitude. However, the trend of near constant  $Q^{-1}$  at small values of X is not observed in the study of Kampfmann & Berckhemer (1985). Note the large variation in log X in the olivine and olivine-rich rocks without a melt fraction. None of the experiments displays a perfect linear behavior of  $\log Q^{-1} \propto \log X$ . Gribb & Cooper (1998) found  $E_a = 700$  kJ/mol in both their microcreep and attenuation measurements; Jackson *et al.* (2002) used  $E_a = 424$  kJ/mol to fit Gribb & Cooper (1998) measurements with their preferred model, shifting the results towards higher value of X. We find a high value of  $E_a$  in our experiments, which explains why our  $Q^{-1}$  measurements were obtained with lower value of X than the other studies. The empirical exponent  $\alpha$  (i.e the slope) is 0.26 in Jackson *et al.* (2002), 0.35 in Gribb & Cooper (1998), 0.4 in Gribb & Cooper (2000), 0.19 in Kampfmann & Berckhemer (1985), 0.2 in Guéguen *et al.* (1989), 0.25 in Berckhemer *et al.* (1982a, 1982b), 0.15-0.19 in Jackson *et al.* (1992), and 0.08 in our study. We interpret this lower dependence of  $\log Q^{-1} \propto \log X$  as the result of the presence of higher melt fraction in this study (up to 10%). In the olivine studies, it is no melt (Gribb & Cooper, 1998; Tan *et al.* 2001; Jackson *et al.* 2002) or (5% Gribb & Cooper, 2000) for all measurements in the Fig. 108, in the other measurements (gabbro studies) there is variable melt (0-10%), apparently 5% melt moves log X approximately -8.9 between Gribb & Cooper (2000) and Jackson *et al.* (2002). The internal friction measured by Gribb & Cooper (1998) in a synthetic dunite is higher than the measured  $Q^{-1}$  in synthetic olivine polycrystals by Tan *et*

*al.* (2001) and Jackson *et al.* (2002). Tan *et al.* (2001) argued that this difference is due to the smaller grain size (3  $\mu\text{m}$ ) of Gribb & Cooper samples (in Fig. 14b-c, Tan *et al.* 2001). If the diffusional creep is a mechanism responsible for the transitional viscoelastic response and the power law of  $Q^{-1}$ , then, the grain size  $d$  must affect the absolute value of  $Q^{-1}$  and the frequency band of the power law dependence  $Q^{-1} \sim \omega^{-\alpha}$ , but not the exponent  $\alpha$  itself.

To estimate the influence of temperature on dissipation, we transformed equation (67) into a linear form, and calculated a multi-linear regression between the measured and calculated values of  $Q^{-1}$  for each experiment. Preliminary experiments of Bagdassarov (2000) were also considered. The correlation coefficient between measured  $Q^{-1}$  and calculated  $Q^{-1}$  for the high temperature background (HTB) (e.g. Kampfmann & Berckhemer, 1985; Karato & Spetzler, 1990) is 0.84 on average. Above 1050°C, the measured  $Q^{-1}$  is higher than the calculated  $Q^{-1}$  for HTB. Consequently, an additional mechanism must be effective to explain the measured attenuation. We assume it is related to the presence and squirt of melt above 1050°C.

In the presence of impurities, larger activation energy might be expected (Jackson, 2000). The activation energy estimated by way of the linear regression is higher than the value of the activation energy estimated for the Anzola gabbro (e.g. Kampfmann & Berckhemer, 1985). The fact that we do not find a constant value of the activation energy with the multi-linear regression could be related to the varying melt fraction, the varying melt composition, or the evolving melt distribution in the intergranular space with increasing temperature.

Jackson *et al.* (2002) found a better fit to their experimental results by introducing a grain-size parameter to the power law approximation of  $Q^{-1}$  (Eq. 67). We have tested this fitting option in both our multi-linear regression calculation and the linear regression, but our results do not show a better fit of  $Q^{-1}$  when introducing a grain-size parameter. We have compared the results of Kampfmann & Berckhemer (1985) obtained at 3 different grain sizes (0.25 mm, 0.5 mm, 1 mm) at 0.03 Hz and our result at 0.01 Hz but we find no clear correlation with the grain size (Fig. 109). This absence of correlation between  $Q^{-1}(\omega)$  and the grain size  $d$  is consistent with a nearly frequency independent internal friction observed in torsion experiments at frequencies higher than 0.5 Hz. In this study, it may also be due to the measurement noise, higher in our measurements than in measurements of Jackson *et al.* (2002). Kampfmann & Berckhemer (1985) pointed out the fact that “no clear dependence of  $Q^{-1}$  on grain size can be stated” from their experiments. With the present study, we cannot clearly determine the relationship between  $Q^{-1}$  and the grain size  $d$ .

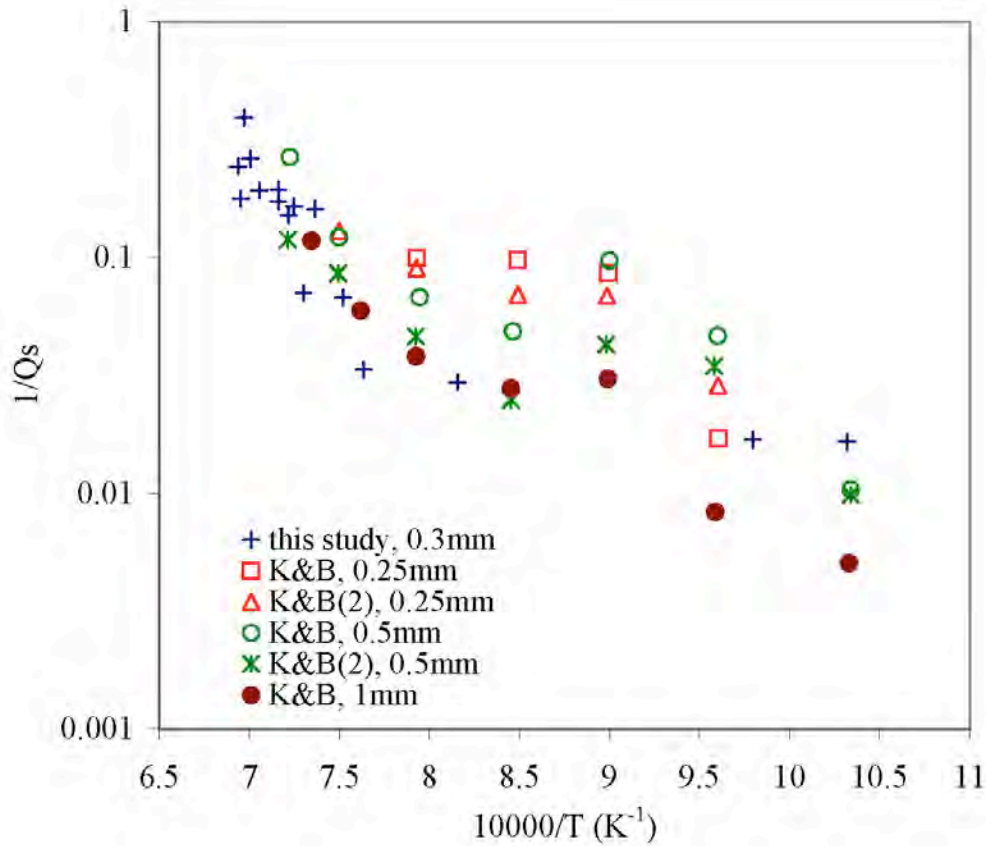


Fig. 109. Comparison of measurements of  $Q^{-1}$  as a function of temperature and at a constant frequency from Kampfmann & Berckhemer (1985) obtained at three different grain sizes (0.25 mm, 0.5 mm, 1 mm) and our data (0.25 mm). The measurements of Kampfmann & Berckhemer (1985) were done at 0.03 Hz and our data were acquired at 0.01 Hz. A weak correlation between  $Q^{-1}(\omega)$  and the grain size  $d$  is consistent with a nearly frequency independent internal friction observed in torsion experiments. In the case when the Andrade-creep exponent is small,  $\alpha=0.06$ , the effect of a grain size on the attenuation is negligible  $\sim d^{-0.06}$ .

Our creep results at 0.002-20 Hz and 1153°C are consistent with the previous studies of Gribb & Cooper (1998; 2000) and Jackson *et al.* (2002), who showed that the Andrade creep model accurately describes the behaviour of  $Q^{-1}$  in melt-free systems. Jackson *et al.* (2002) demonstrated that a combination of elastically and diffusion-accommodated grain boundary sliding could explain their measurements of  $Q^{-1}$ . This mechanism could be active in our experiments essentially because of the good correlation between the  $Q^{-1}$  behaviour deduced from torsion oscillation measurements at 0.002-20 Hz, and the microcreep measurements. In this study, the estimated activation energy is higher than the one experimentally estimated in fine grained anorthite for the diffusion creep regime. Dimanov *et al.* (1998) obtained an activation energy of 365 kJ/mol for partially molten plagioclase aggregates in the diffusion creep regime. Xiao *et al.* (1996) estimated an activation energy of 620 kJ/mol for grain boundary diffusion-controlled creep of synthetic anorthite. Dimanov *et al.* (1999) found 585 kJ/mol, Rybacki & Dresen (2000) 467 kJ/mol, Montardi (1987) 715-750 kJ/mol, and Wang *et al.* (1996) 420 kJ/mol in a fine-grained polycrystalline anorthite. The higher activation energy herein could be due to the effect of the temperature dependent melt fraction (e.g. Tan *et al.* 2001). The creep activation energy cannot be precisely measured, because the melt

volume fraction increases with increasing test time (e.g., Ji, 1987). Consequently, the activation energy in our experiments is probably overestimated. At this point, it should be mentioned that the microcreep experiment results provide a much worse resolution of the creep parameters of Eq 68 in comparison with the Q-spectroscopy (Eq 69). The ideal step function of applied torque or stress is practically impossible to realize in our torsion deformation apparatus. The experimental error of the microcreep experiments, especially at small deformations (times) may be rather large, and this can explain the difference between forced-oscillation dissipation and microcreep data (e.g. Webb & Jackson, 2003).

#### 9.1.6b) Textures

The partial melt topology changes with temperature. We use the classification of Cmíral *et al.* (1998) in order to discuss of the melt distribution in our samples. At 1123°C and 1137°C the melt phase is present (Fig. 102) i) as thin  $\sim 1 \mu\text{m}$  thick layers (L) between plagioclase grains, ii) in irregularly (I) shaped pockets around the enstatites, and iii) at triple junctions (T). Although melt-free grain boundaries are observed between clinopyroxene-plagioclase pairs, and clinopyroxene-orthopyroxene pairs (Fig. 102a), we cannot exclude the presence of thin films or impurity ca. 1nm thick in the aggregate observed by others using TEM (e.g. Cmíral *et al.* 1998; Faul, 2000). Longhi & Jurewicz (1995) observed melt pockets ( $\leq 10 \mu\text{m}$ ) and melt-free grain boundaries after the melting of a gabbroic anorthosite. Sato & Ida (1984) described in their partially molten olivine-augite ferro-gabbro of Horoman Hokkaido at temperature between 1127°C-1138°C the occurrence of melt pockets with an average size of 50-80  $\mu\text{m}$  thickness, and a thin layer of melt between several grain boundaries. At 1165°C the shape of the grain boundaries is mostly irregular and the melt phase is mostly connected in the sample. All grain boundaries are wetted by melt. The width of melt pockets is  $\sim 10\text{-}15 \mu\text{m}$ . This observation is similar to the previous study of Bagdassarov (2000). The melt phase starts to be connected when the melt fraction is comprised between 1% and 10%. We cannot determine this connection threshold more accurately because none of the torsion experiments were terminated in the temperature range 1140- 1160 °C. However, this critical melt fraction could be small, in the range 1-2%, thus explaining 1) the significant increase of  $1/Q_s$  above 1100°C at 0.01 Hz (Fig. 103), 2) the chemically nearly homogeneous composition of the molten phase at 1168°C (Table 15), and 3) the abundance of melt at 1168°C. At this temperature the texture of the molten rock is unlikely to be at the micro-structural equilibrium because all the grains boundaries are wet. This connected melt phase was also observed in the study of Sato & Ida (1984) at 1200°C.

Whatever the foliation orientation with respect to the applied torque, the melt phase is preferentially aligned with the foliation (Fig. 104). The melt phase is indirectly visualized by the oxidation (Fig. 102g-h, Fig. 104) of the phases, which results from melting. The preferred orientation of plagioclase (010) planes define the foliation; the preferred orientation of plagioclase [100] axes and orthopyroxene [001] axes define the lineation (Fig. 110).

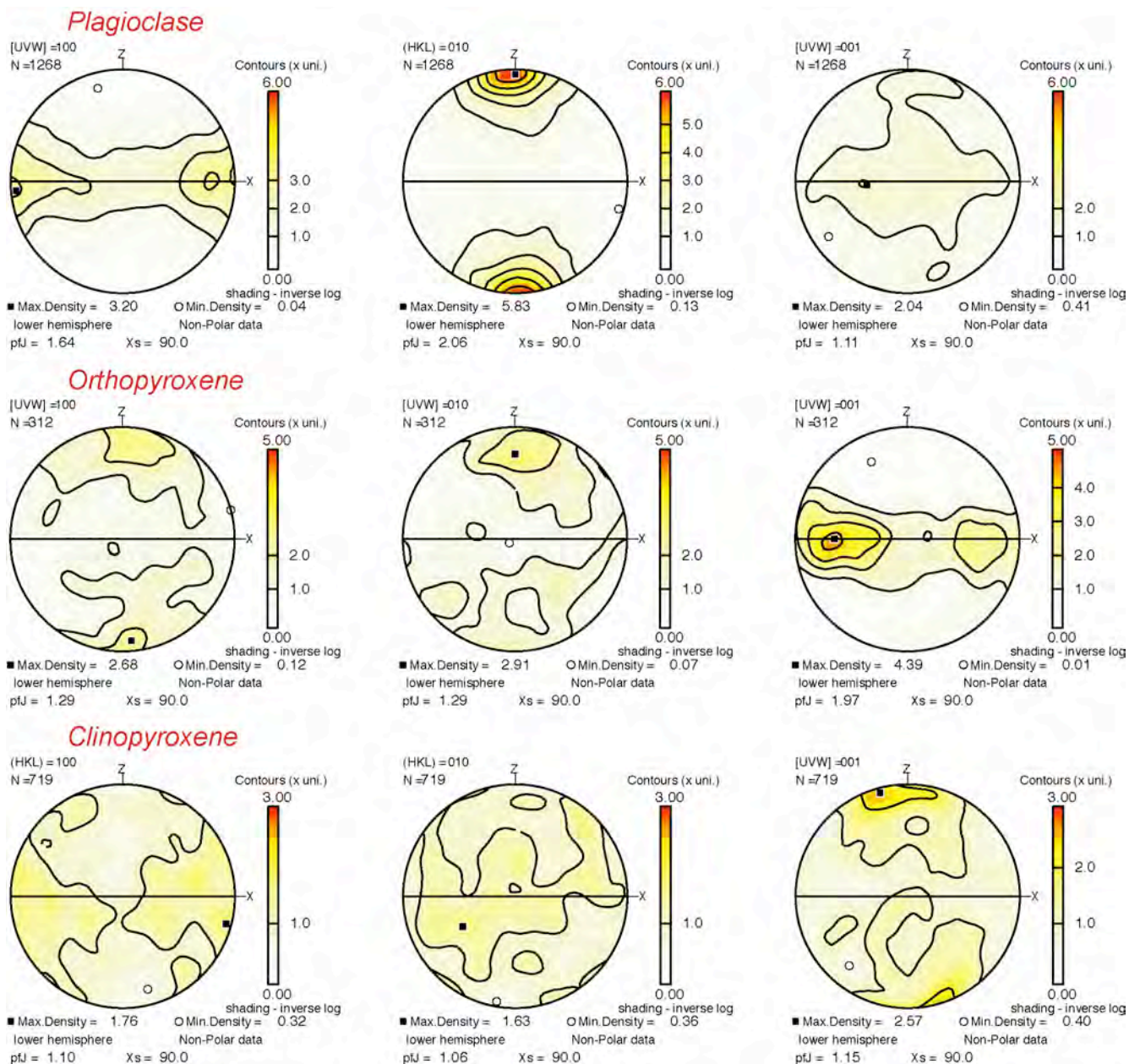


Fig. 110. Petrofabrics of plagioclase, clinopyroxene and orthopyroxene measured in the gabbronorite before torsion experiments. [100], [010] and [001] pole figures plotted in lower-hemisphere stereograms with the foliation (horizontal solid line). Contours of concentration axis are expressed in the structural frame, defined by X=lineation direction Z=perpendicular to the foliation plane (see text for further discussion). N is the number of measurement and pfJ is an index, which is a measurement of the strength of the fabric of each pole axis. The pfJ index has a value of 1 for random lattice preferred orientation.

The melt distribution is preferentially aligned with the foliation, suggesting that it is controlled by the preferred orientation of plagioclase and pyroxene crystals. In anisotropic polycrystalline structures, the distribution of surface energies is a function of the orientation of crystallographic planes (e.g. Landau & Lifshitz, 1980). Waff & Faul (1992) observed in their experiments in partially molten olivine-basalt that the crystal-melt morphology is controlled by the crystalline equilibrium habit, which result from the minimization of surface energies of each grain.



The characteristic frequency of the melt squirt flow depends on the crack aspect ratio (see Eq. 65). At 1123°C and 1137°C, we estimate the average crack aspect ratio to be in the order of  $10^{-3}$ . At 1165°C the average crack aspect ratio is in the order of  $10^{-2}$ . This increase of aspect ratio with the temperature is due to the increase of the width of the melt pockets between 1137°C and 1165°C. At high-temperatures, melt is mostly present in films and is well connected; the solid crystalline framework is progressively disaggregated by melt. Our results at high temperature possibly apply to partially crystallized or molten systems in which the melt phase is interconnected (i.e., a magmatic mush), such as those expected in a magma chamber or in a cumulate layer for example.

### 9.1.6c) Melt effect

Above the melting temperature ( $\sim 1050^\circ\text{C}$ ) the dissipation increases significantly (Fig. 103, Fig. 105 and Fig. 106). In all experiments, the difference between the measured  $Q^{-1}$  and the calculated temperature-related (HTB)  $Q^{-1}$  (Fig. 111) is of the same order of magnitude as  $Q^{-1}$  due to melt squirt flow in previously published models (O'Connell & Budiansky, 1977; Schmeling, 1985; Hammond & Humphreys, 2000; Mainprice & Ildefonse, 2000).

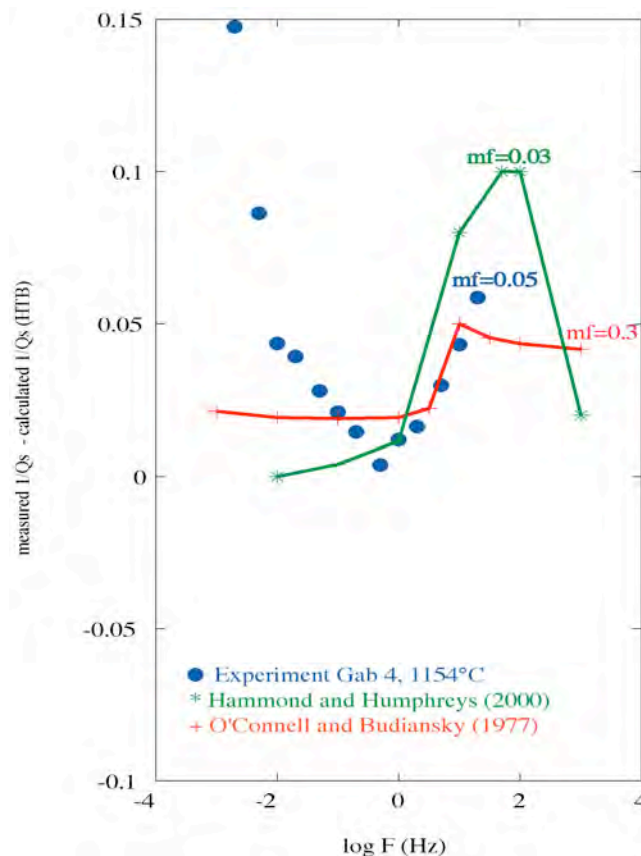


Fig. 111. Measured  $Q^{-1}$  and calculated  $Q^{-1}$  for the HTB (high temperature background). The difference is shown in blue circle as a function of frequency and is compared with 2 models of melt squirt flow (O'Connell & Budiansky, 1977; Hammond & Humphreys, 2000) for various melt fractions (mf). Except for the low frequencies ( $<0.5$  Hz), where measurement errors are not negligible (up to 10% at 0.002 Hz), the difference between the measured  $Q^{-1}$  and the HTB-related calculated  $Q^{-1}$  shows the same frequency dependence as internal friction calculated for squirt flow.

This difference is also shown in Fig. 111, as a function of frequency at 1154°C, and compared to melt squirt flow models by O'Connell & Budiansky (1977) and Hammond &

Humphreys (2000) for various melt fractions. Except for the lowest frequencies (<0.5 Hz), where measurement error is higher (up to 10% at 0.002 Hz), the difference between the measured  $Q^{-1}$  and the calculated HTB dissipation shows the same frequency dependence as attenuation calculated for squirt flow. The  $Q^{-1}$  peak could correspond to the critical frequency peak in the standard linear solid of Zener (1948). The extrapolation of our measurement to higher temperatures will shift the peak of  $Q^{-1}$  outside the frequency range of this study. The comparison with the magnitude of attenuation predicted by the standard linear solid (e.g. Schmeling, 1985, Mainprice & Ildefonse, 2000) supports the hypothesis that melt squirt flow is the efficient additional attenuation mechanism at high temperatures. As described by equation (65) the characteristic frequency depends on the crack aspect ratio, which is different at  $T_m$  (=melting temperature) and 1165 °C for instance (see above). Assuming a bulk modulus of 48-91 GPa deduced from measurements at room temperature of P and S waves velocities temperature corrected (Mainprice, 1997) in gabbronorites (Gebrande *et al.* 1982; Dortman, 1976) and a viscosity of 310 Pa·s (see above) for the melt phase, we obtain for the critical frequency peak a value ranging from 0.15 Hz to 294 Hz for an aspect ratio between  $10^{-3}$  and  $10^{-2}$ . The squirt flow mechanism was not interpreted as an efficient attenuation mechanism in experiments of Gribb & Cooper (2000), Jackson *et al.* (2002), and Faul *et al.* (2003). However, their oscillation periods were always greater or equal to 1s (i.e frequency  $\leq 1$  Hz), and their grain sizes were smaller than in our experiments. Faul *et al.* (2003) argue that a decrease of grain-size shifts the dissipation peak towards lower periods for a grain boundary sliding mechanism.

Faul *et al.* (2003) recently proposed, using the Raj & Ashby (1971) model, that the rounding of grain corners by melting is responsible for an increase of the sliding distance and consequently an increase of the dissipation in melt-bearing aggregates. We observed for high melt fractions (10%) that the melting occurred at all grain boundaries, in this case the increase of the grain boundary topography could increase the amount of grain boundary sliding and attenuation.

#### 9.1.6d) Application to geological systems

Neither the composition of the Oman micro-gabbronorite used in these experiments, nor the Anzola gabbro in Kampfmann & Berckhemer (1985) experiments are fully representative gabbro compositions at fast mid-ocean ridges where the regions of seismic anomalous attenuation are observed (e.g. Pallister & Hopson, 1981; Pedersen *et al.* 1996). The choice of our gabbronorite sample was primarily dictated by limitations of the experiments, in which fine-grained and pristine rocks are required.

Microstructurally equilibrated partially molten rocks are not expected to present fully wetted grain boundaries (Walte *et al.* 2003; Wark *et al.* 2003). Texturally equilibrated partially molten rocks have similar mean grain curvature, which results in constant grain boundary contact between phases (e. g., Bulau *et al.* 1979). The topology of melt is probably not steady-state in this study because 1) we observed at 1137°C fully wetted grain boundaries between two grains, 2) attenuation decreases after one day at a constant temperature, and 3) there is a variation in melt content along the length of the specimen due to finite temperature gradients. At temperature  $\leq 1137^\circ\text{C}$  the texture of our partially molten rock is close to microstructural equilibrium because not all grain boundaries are wet and the grain boundaries of plagioclase and clinopyroxene are still curvilinear. At temperature  $\geq 1165^\circ\text{C}$  the sample structure is in disequilibrium. We have no constraint on the aggregate textures between 1140°C-1160°C because as previously stated, none of the torsion experiments was terminated at these temperatures.

The Oman ophiolite is inferred to be derived from a fast-spreading oceanic system (e.g.

Nicolas *et al.* 1994). Recent models for accretion at fast-spreading system suggest that part or all of the lower crust is build from the periodic injection of sills (Boudier *et al.* 1996; Kelemen *et al.* 1997). Major and trace element geochemistry of the lower, layered gabbros of the Oman ophiolite are in exchange equilibrium with the liquids that formed the sheeted dikes and lavas of the ophiolite (Pallister & Hopson, 1981; Kelemen *et al.* 1997). The melt is thus expected to migrate from bottom to the top of the magmatic chamber of fast-spreading chambers. However the mechanisms and pathway for melt migration in the lower crust of a fast-spreading ridge remain unknown. One can expect, though, that the distribution of the melt phase in mid-oceanic magma chambers change with time and space, in relation to episodic magma injection in sills, and subsequent crystallization and melt migration. The study in the field of melt migration features in the mush zone is difficult because traces of migration paths are quasi-totally erased by large magmatic flow (Nicolas & Poliakov, 2001). Nicolas & Poliakov (2001) argued that the combination of diking, porous flow and large-scale intrusions carry melt through the magma chamber. They estimated an approximate melt ascent velocity in the magma chamber by porous flow to be in the range 4-40 m yr<sup>-1</sup>. In this case assuming a constant velocity of melt ascent in the magma chamber, seismic attenuation tomography should image transitory crystal/melt textures.

Lamoureux *et al.* (1999) have estimated the amount of melt fraction to be between 10 and 20% in the lower part of the magma chamber (i.e. low seismic velocity zone at the ridge axis) taking into account seismic anisotropy and the analysis of Oman gabbro texture geometry. In the presence of small melt fractions ( $\leq 30\%$ ), suspension flow in crystalline mushes is possible only if some deformation of the crystals occur (Ildefonse *et al.* 1999; Ildefonse *et al.* in prep.). It was proposed that, in the Oman gabbros, suspension flow is controlled by dissolution of impinging crystals or melting at grain contacts (Nicolas & Ildefonse, 1996), which is consistent with the quasi-absence of microstructures resulting from dislocation creep (e.g. Nicolas, 1992; Boudier *et al.* 1996). Dissolution and/or melting at grain contacts results in continuous grain shape changes, with an estimated approximate strain rate of 10<sup>-9</sup> s<sup>-1</sup>. In such a flowing mush, the mineral aggregates should be maintained in textural disequilibrium, the grain shape continuously changes caused by the shape recovery driven by interfacial energy forces.

The steady-state melt distribution and degree of textural equilibrium in present-day mid-ocean ridge magma chambers is unclear. There is no obvious reason to assume that seismic attenuation measurements at the ridge axis sample an equilibrated system given the periodic nature of magmatic eruption. We assume therefore that our measurements in partially molten gabbros may apply to the mush in magma chambers at fast-spreading ridges.

This study clearly confirms the complicated dependence of  $Q^{-1}$  to temperature, and the important effect of the onset of melting. The complex dependence of  $Q^{-1}$  on temperature stems from the combination of different effects: 1) temperature-driven attenuation mechanisms in solid phases, 2) progressive melting and increasing melt fraction with temperature, 3) progressive interconnection of the melt phase and disintegration of the crystalline phase, 4) variation of the chemical composition of melt, 5) possibly progressive mean grain size reduction due to melting.

Further work on experimental texture formation, along with more accurate textural descriptions of rocks at several temperatures, is necessary in order to 1) clearly identify microstructures due to the squirt flow, 2) determine the precise critical melt fraction percentage when the framework is disaggregated by melt. A much longer study of gabbros with varying composition and grain size would be necessary in order to properly parameterize  $Q^{-1}$  beneath mid-oceanic ridges. However, when compared with previously published  $Q_p^{-1}$  model (Wilcock, 1995) at the East Pacific Rise (EPR), our  $Q_s^{-1}$  data may point to different possible melt contents in the magma chamber beneath the melt lens at the EPR, depending on

the assumptions made on the melt distribution and on the  $Q_p/Q_s$  ratio (Mainprice & Ildefonse, 2000). This will be further discussed in another paper (Ildefonse *et al.* in prep.). Our experimental data do not demonstrate the presence of melt at the EPR. However, if one assumes melt to be present in the lower crust, as supported by geophysical (Dunn *et al.* 2000; Crawford *et al.* 1999) and geological (e.g. Nicolas & Ildefonse, 1996) evidence, our data may be consistent with average melt fractions up to about 10% in the lower crust at fast-spreading ridges (Fontaine *et al.* 2000).

### 9.1.7) Summary and Conclusions

We conducted a series of 6 forced-oscillation experiments in a partially molten micro-gabbro at low frequencies and atmospheric pressure, in an attempt to characterize and quantify the factors controlling  $Q^{-1}$ . After the experiments, samples were studied with optical and scanning electron microscopes to describe the texture, grain size and to estimate the melt fraction and its connectivity. These experimental results bring further constraints for future models of  $Q^{-1}$  in partially molten zones in the upper mantle, in magma chambers, in layers of cumulates, and in melt-bearing partially molten gabbros in particular.

The main conclusions of this study may be summarized as follows:

1. Whatever the foliation orientation with respect to the applied torque, melt is preferentially aligned in the foliation. Below the melting temperature ( $\sim 1050^\circ\text{C}$ ), the magnitude of attenuation is, to the first order, correlated with an exponentially increase as a function of the reciprocal temperature, attributed to diffusion controlled grain boundary sliding. Above the melting temperature, the magnitude of attenuation is possibly related to both temperature and melt fraction. The first-order effect of melt fraction on  $Q^{-1}$  above the melting temperature is supported by i) the observation in thin sections, after experiments, of phases resulting from partial melting of the rock, ii) the results of linear and multiple regression calculations, showing that the correlation with a model in which the magnitude of  $Q^{-1}$  is only weakly correlated with temperature at high temperature, and iii) the fact that  $Q^{-1}$  calculated for the squirt flow model is of the same order of magnitude as the difference between the measured  $Q^{-1}$  and the computed temperature-related (HTB)  $Q^{-1}$ . In our experiments the melt aspect ratio is  $\sim 10^{-3}$ - $10^{-2}$  and the viscosity is 310 Pa·s from direct measurement of basaltic and andesitic melts viscosity (Fontaine & Neuville, in preparation).
2. The characteristic frequency for the fluid flow was estimated to be  $\omega_m \sim 0.15$ -294 Hz for a bulk modulus of 48-91 GPa. We show with our experiments that attenuation due to melt squirt flow is potentially significant at seismic frequency and can superimpose on the transient diffusion creep mechanism.
3. Attenuation can be approximated by an experimental power law  $Q^{-1} = A \cdot [\omega^{-1} \cdot d^{-1} \cdot \exp(-E_a/RT)]^\alpha$  with  $\alpha \sim 0.08$ ,  $A = 34.41 \text{ s}^{-\alpha} \mu\text{m}^{-\alpha}$ , and  $E_a \sim 860 \text{ kJ/mol}$ .
4. The dependence of the internal friction to the grain size  $d$  is correlated with the frequency dependence of  $Q^{-1}$ . In materials with the frequency independent  $Q^{-1}$  one may expect a weak dependence of the attenuation to the grain size.

### Acknowledgements

This work was supported by the French-German "Programme d'Action Intégrée" Procope (# 99102) and by the French program Dorsales (# 99-01). This is CNRS-INSU contribution n° xxx. The authors thank D. Mainprice, D. R. Neuville, K. Müller, J-M. Dautria, G. Barruol, D. R. Toomey, M. Godard, F. Boudier, A. Vauchez, for helpful discussions, and C. Nevado for his high-quality thin sections. We are also grateful to I. Jackson, R. F. Cooper, U. Faul and P. Kelemen for valuable comments and reviews of former versions of this paper.

## Chapitre 10

# Influence de la viscosité d'un fluide basaltique et andésitique sur l'atténuation sismique

---

### 10.1) Introduction

Les propriétés physico-chimiques d'un magma vont avec le contexte géologique influencer l'évolution du magma lors d'une éruption volcanique. Dans les chambres magmatiques des dorsales océaniques ou au niveau des panaches mantelliques, la viscosité liée à la présence du liquide est un paramètre relativement mal contraint. Pourtant, la présence de liquide joue un rôle déterminant dans les variations de nombre de propriétés physiques, comme les propriétés sismiques (e.g., Mainprice, 1997), les propriétés électriques (e.g., Sinha et al., 1999), ou encore la rhéologie (e.g., Bagdassarov et Dorfman, 1998), et donc dans notre compréhension du problème géodynamique.

Nous proposons d'aborder ce sujet en couplant des mesures de viscosité à l'état vitreux et liquide de silicates issus de la fusion de gabbros de la croûte océanique.

Ce travail fait suite à une étude déjà réalisée de l'atténuation à basse fréquence dans une gabbro-norite (ophiolite d'Oman) partiellement fondue (Fontaine et al., soumis). Les mesures ont été réalisées dans une large gamme de température (500-1200°C) et de fréquence (0.002-20Hz), et les résultats appliqués à l'atténuation mesurée dans la chambre magmatique de la dorsale Est-Pacifique (Wilcock et al., 1995). Au-dessus de la température de fusion, l'atténuation augmentait significativement avec une dépendance plus forte par rapport à la fréquence. Cette augmentation de l'atténuation a été attribuée au comportement viscoélastique de la phase fondue. Nous souhaitons maintenant mesurer les viscosités des liquides dont les compositions sont celles obtenues après fusion partielle des échantillons dans ces expériences.

### 10.2) Mesures expérimentales des viscosités des liquides silicatés.

Le verre ne possède pas comme les solides cristallins une température de fusion. La solidification d'un verre est liée à l'augmentation de façon continue et progressive de la viscosité lors du refroidissement d'un liquide, sans apparition de structure cristalline. La transition vitreuse marque la perte d'équilibre thermodynamique interne. La transition vitreuse est liée aux phénomènes de transport, et particulièrement à la viscosité (e.g., Adam et Gibbs, 1965), mais aussi à la compressibilité ou à l'atténuation (e.g., Rivers et Carmichael, 1987).

La viscosité d'un magma est contrôlée principalement par la température et la composition chimique (incluant la teneur en volatiles, en bulles de gaz ou en cristaux). Chacun de ces facteurs peut faire varier la viscosité d'une dizaine d'ordres de grandeur (e.g., Neuville, 1992).

Les données de viscosité n'existent pas pour les liquides silicatés, de compositions pertinentes pour les contextes étudiés ici, à savoir:

- i) les liquides produits par la fusion partielle de l'échantillon de gabbro-norite dont on a déjà mesuré l'atténuation (Fontaine et al., soumis),
- ii) les liquides produits par la fusion partielle du manteau dans les panaches (Takahashi, 1986; Baker et Stolper, 1994).



La viscosité varie exponentiellement avec la température selon une loi de type Arrhenius. Il est nécessaire d'utiliser des viscosimètres de basses températures et de hautes températures lorsqu'on veut observer les variations de viscosité depuis l'état vitreux jusqu'à l'état liquide (Neuville, 1992).

Ces deux techniques nécessitent des quantités d'échantillons différentes, respectivement 10 et 50g. La synthèse des échantillons suit le protocole décrit par Schairer et Bowen (1955, 1956) et repris par Neuville (1992).

### 10.2.1) Dispositif de fluage

La machine de fluage (Fig. 112) permet de déterminer la viscosité dans une gamme de températures proches de la température de transition vitreuse (entre  $10^8$  et  $10^{14}$  Pa.s). L'appareil de mesure a été réalisé par Neuville (1992).

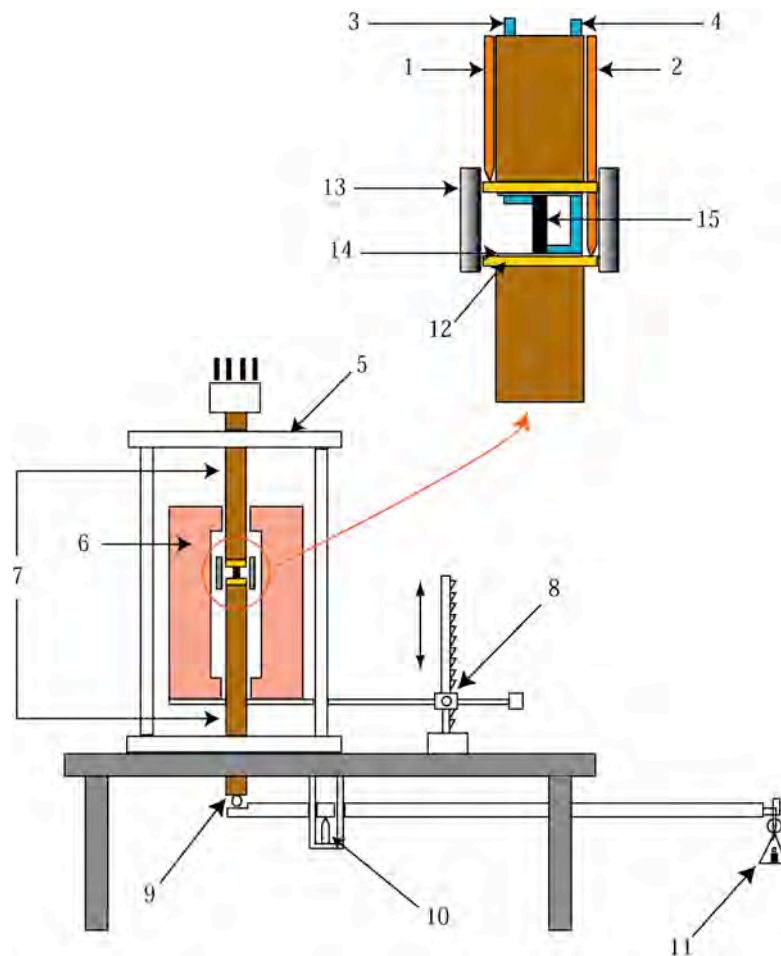


Fig. 112. Schéma du dispositif expérimental de fluage.

L'échantillon (15) est placé entre deux pistons (7): l'un fixe (piston supérieur), l'autre mobile. Une contrainte uni-axiale verticale est produite en plaçant des masses sur le plateau (11). Un système de bras de levier permet d'amplifier la contrainte liée à la masse. Deux rondelles d'alumine (12) de 5mm d'épaisseur sont placées entre l'échantillon et les pistons. Les réactions chimiques à haute température aux extrémités de l'éprouvette sont limitées par le placement d'une feuille de platine (14) de 50 microns entre la rondelle d'alumine et l'échantillon. Les échantillons sont supposés se déformer à volume constant. Ils sont au début de l'expérience de forme cylindrique (diamètre ~ 5mm, hauteur ~ 10mm). Lorsque les

expériences sont menées pour des déformations supérieures à 50% la forme de l'échantillon devient semblable à celle d'un barillet, auquel il faudrait appliquer des corrections de forme. C'est pourquoi les mesures sont limitées à 40% de déformation. Les variations de longueur de l'échantillon sont mesurées au micron près par deux capteurs linéaires TESATRONIC (1 & 2), l'un fixé au piston supérieur immobile, l'autre fixé au piston inférieur mobile.

Le temps nécessaire pour que l'éprouvette se déforme de 5 ou 10 microns est mesuré au dixième de seconde près grâce à un chronomètre. L'échantillon est placé dans un four tubulaire vertical (6). La température est mesurée grâce à deux thermocouples Pt/ Pt-Rh 10% (3 & 4). Un barreau d'argent (13) est placé autour de l'échantillon afin de réduire le gradient de température. En outre, la position verticale du four peut être modifiée afin de diminuer le gradient de température. Le gradient de température le long de l'échantillon est ainsi inférieur à 0.1 °C. Les viscosités sont déterminées avec une précision et une reproductibilité inférieure à 0.1 Pa.s (Neuville, 1992). La détermination de la viscosité se fait à partir du calcul de la contrainte appliquée et de la vitesse de déformation. Des mesures préliminaires ont été réalisées sur un verre silicaté dont la composition chimique est celle d'une composition moyenne de verre de l'échantillon de gabbronorite de l'ophiolite d'Oman issu des expériences de torsion et de fusion (Fontaine et al., soumis).

### 10.2.2) Viscosimètre rotatif

L'appareil de mesure (Fig. 113) utilise la méthode de Couette, qui permet de déterminer la viscosité dynamique d'un liquide. Le viscosimètre permet de couvrir la gamme de viscosités allant de  $10^{-1}$  à  $10^5$  Pa.s pour des températures pouvant atteindre 1750°C. L'appareil de mesure a été réalisé par Neuville (1992).

L'échantillon est placé dans un creuset de 50 mm de hauteur et 29 mm de diamètre en platine iridié 10% à l'intérieur d'un four hexagonal vertical (4). Le volume de l'échantillon est de l'ordre de 22.9 cm<sup>3</sup>, il occupe jusqu'à 40 mm de haut à l'intérieur du creuset. L'intérieur du four est constitué de 4 couches de réfractaires. Un tube en alumine (9) placé au centre du four (4) porte l'échantillon. Le creuset repose sur une rondelle d'alumine. Il est immobilisé en rotation par deux tiges en alumine solidaires du tube d'alumine porte échantillon. Ce tube est refroidi à ses deux extrémités par deux refroidisseurs à eau (2). La température est mesurée au niveau de l'échantillon par un thermocouple (10). Un second thermocouple (11) permet la régulation de la température du four. Le gradient de température dans le four à 1350°C et 1600°C est de  $\pm 2^\circ$  sur 50mm. Une pompe primaire avec une prise d'air (12) dans la partie inférieure du tube d'alumine offre la possibilité de réguler l'atmosphère (par un vide primaire, ou une atmosphère d'argon, ou un mélange CO/CO<sub>2</sub>). La mesure de viscosité est effectuée avec un appareil du commerce, le Rhéomat 115 (1) fabriqué par METTLER. Cet appareil permet d'imposer la vitesse de rotation au plongeur et donne directement le pourcentage correspondant au couple appliqué. Il possède une barre de torsion de 50N/m et 30 vitesses de rotation comprises entre 0.05 et 780 tr/mn. Le viscosimètre est fixé sur une crémaillère (6) au-dessus du four, permettant ainsi la montée ou la descente du plongeur en platine iridié 20%, relié au Rhéomat par l'intermédiaire d'une tige en platine iridié 30%, dans le liquide en fusion. Les viscosités sont mesurées avec une précision et une reproductibilité qui est inférieure à 0.1 Pa.s (Neuville, 1992).

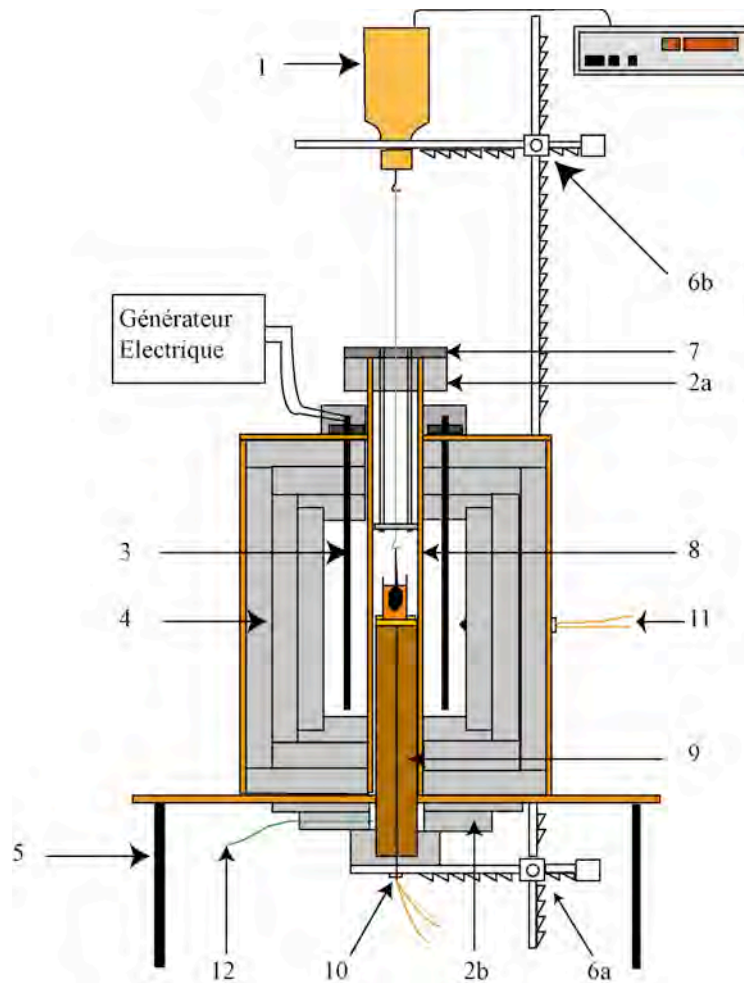


Fig. 113. Schéma du viscosimètre de Couette (HT).

### 10.3) Résultats

#### 10.3.1) Viscosité et influence des changements de viscosité sur l'atténuation

Nous présentons dans cette section les résultats des mesures de viscosité avec les dispositifs précédents dans une lettre en préparation. D'autre part, l'influence des variations de viscosité sur l'atténuation sismique est discutée.

# The influence of viscosity of basaltic and andesitic melts on seismic attenuation

Fabrice Fontaine<sup>1</sup>, Daniel R. Neuville<sup>2</sup>, Benoit Ildefonse<sup>1</sup>, and David Mainprice<sup>1</sup>

1. Laboratoire de Tectonophysique, CNRS 5568/Université de Montpellier II, F-34095 Montpellier cedex 5, France. [fontaine@dstu.univ-montp2.fr](mailto:fontaine@dstu.univ-montp2.fr)
2. Laboratoire de Physique des Minéraux et des Magmas, CNRS 7047, Institut de Physique du Globe, 4, Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France. [neuville@ipgp.jussieu.fr](mailto:neuville@ipgp.jussieu.fr)

## Abstract.

Measurements of silicates viscosity with two different basaltic and an andesitic composition has been conducted in the range  $10^8$ - $10^{14}$  Pa.s with a creep apparatus. We determined the viscosity of the andesite in the range  $10^1$ - $10^5$  Pa.s with a rotational viscometer of Couette and computed viscosity of the two basaltic compositions with the model of Bottinga and Weill (1972). These silicates contained 8-11% of FeO. The viscosity behaviour has been determined from the glass transition to 1700°C. The temperature dependence of the viscosity is fitted using the Tamman-Vogel-Fulcher empirical law, and the configurational entropy theory. The characteristic frequency of both melt squirt flow and viscous flow were computed for crack aspect ratio (ratio of a thickness  $c$  of a disk-shaped crack to its diameter  $a$ ) ranging from  $10^{-6}$  and 1 in partially molten gabbro. We show that melt squirt flow in inclusion is an efficient mechanism of attenuation at seismic frequencies (between 0.001 and 10 Hz) for crack aspect ratio in the range  $10^{-2}$  –  $10^{-4}$  for andesitic composition and  $10^{-3}$  –  $10^{-4}$  for the two picritic basalts.

**Key words:** attenuation, viscosity, melt, magmatic chamber.

**Number of words:** 176 (in abstract)

## Introduction

The viscosity measurements of partially molten rocks are important to constrain the seismic observations at magmatic chamber. The flow mechanisms are difficult to determine from seismic measurements particularly due to the presence of two distinct phases. The first goal of this work is to quantify the change of viscosity of the melt phase with temperature for basaltic and andesitic compositions with a FeO content. The second aim is to address the consequence of melt viscosity changes on the variation of attenuation in partially molten rocks (e.g., Fontaine et al., submitted). A viscosity increase could reduce the melt flow and induce a motion of the main frequency peak of the related attenuation mechanism (e.g., O'Connell and Budiansky, 1977).

In the first part we present new viscosity measurements on an andesite melt from the glass transition to superliquidus temperatures, and measurements at low temperature realized on two picritic basalts. The viscosity is computed for the 2 picritic basalts at high temperature using the model of Bottinga and Weill (1972). In the second part we relate our viscosity results to seismic attenuation through the characteristic frequency of two attenuation mechanisms caused by melt flow: melt squirt flow and viscous flow. We show that the main peak frequency of melt squirt flow belongs to seismic frequencies for inclusions with aspect

ratio observed after measurements of attenuation in partially molten gabbros (Fontaine et al., submitted).

## Experimental methods

### 1. Samples

The compositions investigated are listed Table 16, along with the densities of all glasses as measured with Archimedes method, toluene being used as immersion liquid. Starting glass was first prepared from dried, reagent grade MgO, SiO<sub>2</sub>, CaCO<sub>3</sub>, Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> and Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> as described by Schairer and Yagi (1952). The slowly decarbonated mixture was melted at 1650 °C in air in a platinum crucible previously used for preparing iron-bearing melts, reground and remelted three times to ensure chemical homogeneity. The glass obtained in this way was quenched in air on a copper plate. Note the relatively high contents in FeO. Electron microscopy observations showed that the samples were homogeneous and without crystallization of oxides.

	SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FeO	CaO	MgO	Na <sub>2</sub> O	TiO <sub>2</sub>	K <sub>2</sub> O	density (g/cm <sup>3</sup> )
<b>Synthetized andesite</b>	55.76	18.23	9.16	10.52	4.18	1.74	0.27	0.14	2.68
<b>Synthetized picritic basalt 1</b>	48.53	10.57	8.86	17.62	13.77	0.36	0.23	0.06	2.90
<b>Synthetized picritic basalt 2</b>	44.31	11.06	11.11	18.07	14.84	0.36	0.21	0.04	2.97

Table 16. Chemical compositions of the samples (weight of oxides, %). Measurements analyzed on a Cameca SX100 electronic microprobe.

### 2. Creep apparatus

A creep apparatus built by Neuville and Richet (1991) was used to measure the viscosity of silicate melts in the range 10<sup>8</sup>-10<sup>14</sup> Pa.s for temperature in the range 500-1100°C. The rate of deformation of a sample of length  $l$  is measured as a function of an applied constant stress  $\sigma$  at a fixed temperature. The viscosity is obtained by measuring the time,  $t$ , by

$$\eta = \frac{\sigma}{3(d \ln l / dt)} \quad (70)$$

### 3. Rotational Couette viscometer

This device was built by Neuville (1992) and use the Couette method to measure the viscosity of silicate liquids in the range 10<sup>-1</sup>-10<sup>5</sup> Pa.s and for temperature between 1000°C and 1750°C. The fluid is assumed to be Newtonian. The viscosity is determined from measurements of the torque by a commercial apparatus: Rheomat 115 and for velocity between 0.05 and 780 tr/mn.

## Results

### 1. Viscosity

Our measurements are plotted in Fig. 114 and in Fig. 115 as a function of temperature. The reported viscosities are the average of five or more measurements that generally differ by less than 0.03 log poise. We compared our data with the viscosity models of Shaw (1972) and Bottinga and Weill (1972), measurements of Neuville et al., 1993 and Richet et al., (1996). Our observations are close to data from Neuville et al., (1993) at low temperature. At high temperature our measurements are lower than measurements of Neuville et al., (1993). The difference at high temperature is approximately one order of magnitude.



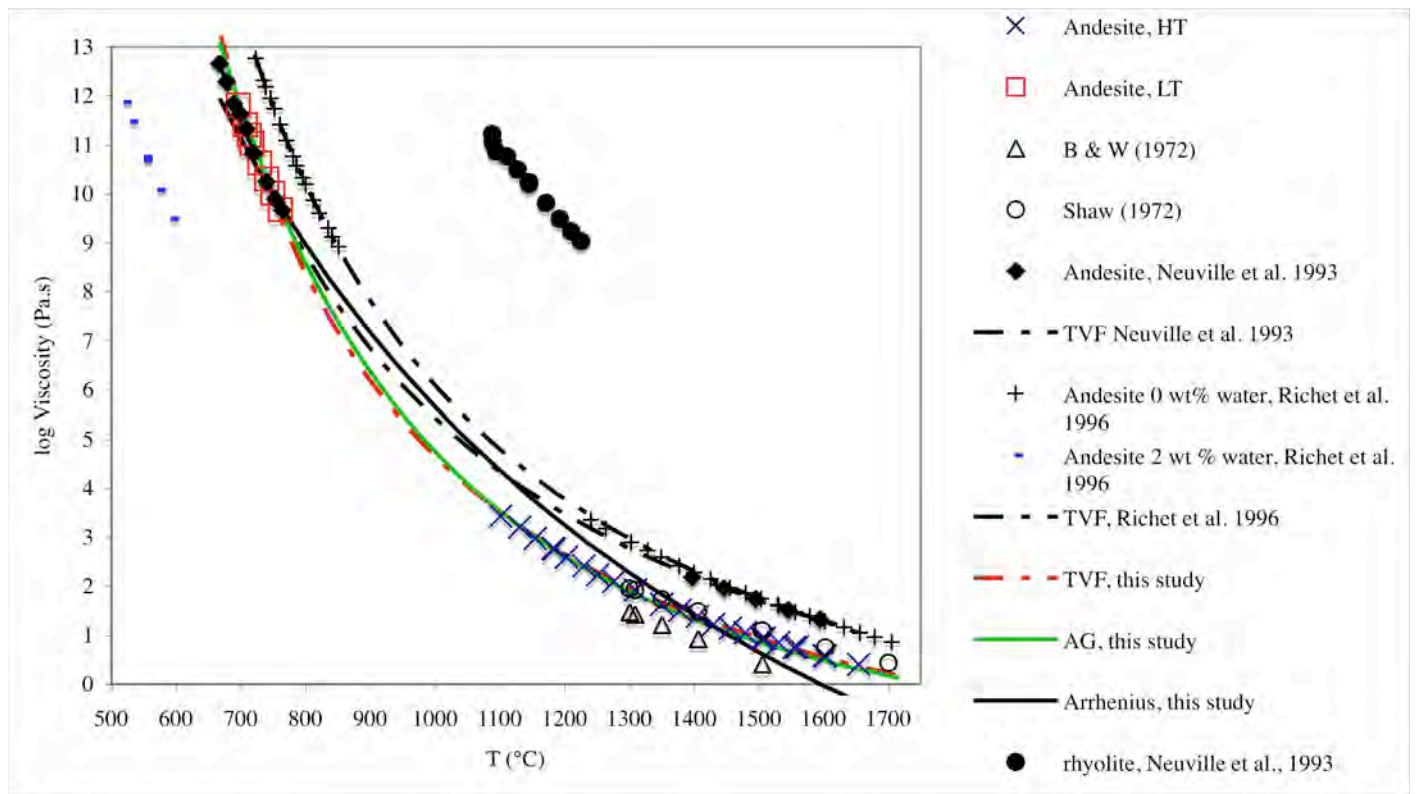
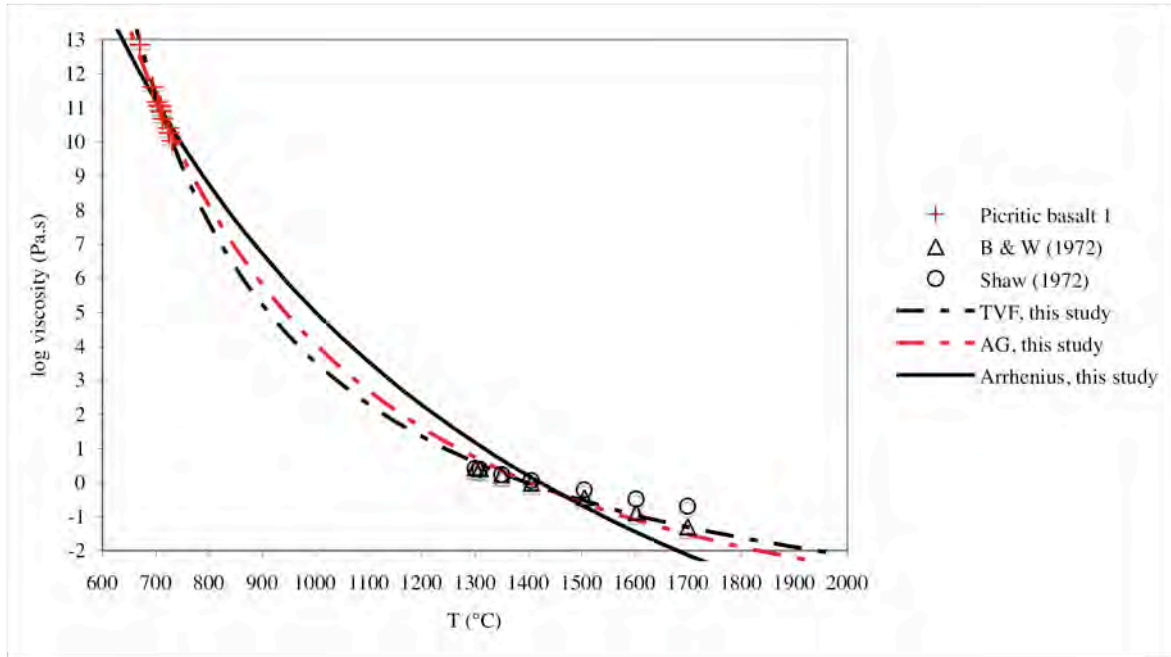


Fig. 114. Viscosity data of andesite as a function of temperature. Comparison with previous experimental studies on andesite melts (Neuville et al., 1993; Richet et al., 1996) and the viscosity models of Shaw (1972) and Bottinga and Weill (1972). We used three distinct laws to fit the data: i) AG = Adam and Gibbs (1965) law, ii) TVF= Tammann-Vogel-Fulcher experimental law, iii) and an Arrhenius law. HT=high temperature, LT=low temperature. B & W (1972) = Bottinga and Weill (1972).

The difference at high temperature between measurements of Neuville et al. (1993) and our measurements is mainly due to a difference of composition with higher  $\text{SiO}_2$  content and lower  $\text{FeO}$  and  $\text{CaO}$  content in Neuville et al. (1993) compare to our measurements. The measured viscosity is similar at high temperature than value computed from the model of Shaw (1972). The value determined by the model of Bottinga and Weill (1972) are close to the measurements made at temperature above  $1300^\circ\text{C}$ .

The sample of andesite used by Richet et al., (1996) during their experiments is iron-free and contain a higher  $\text{SiO}_2$  content than in the present study. This difference of composition could explain a difference of one order of magnitude between their measurements and our observations at low and at high temperature.

A)



B)

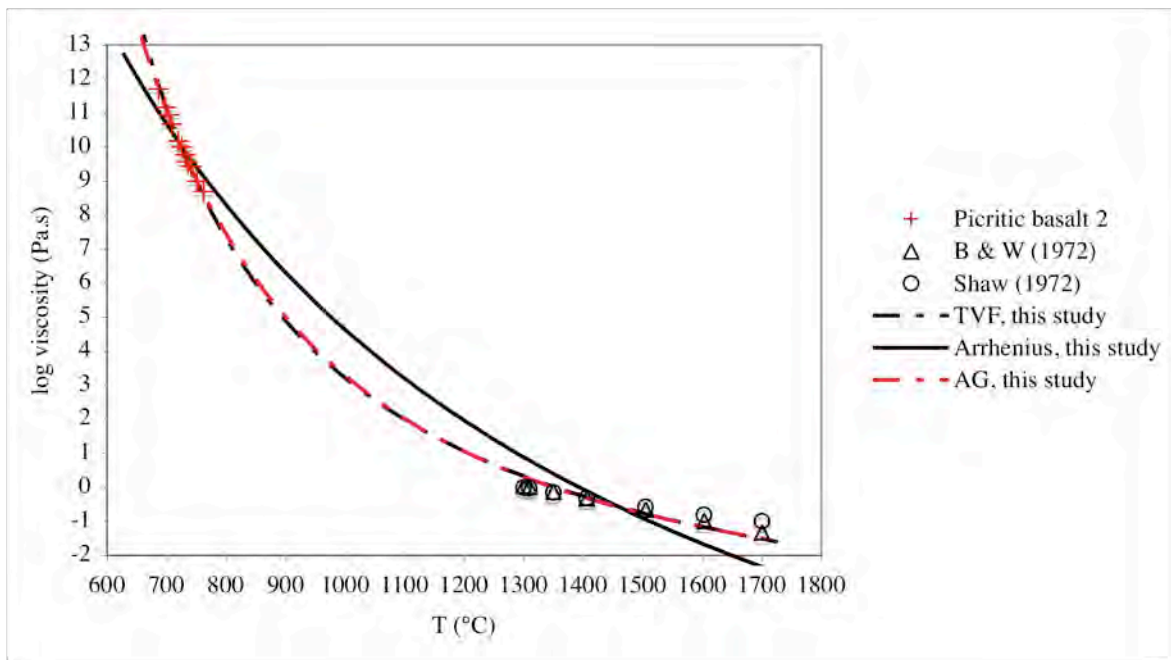


Fig. 115. Viscosity data of picritic basalts as a function of temperature. A) Picritic basalt 1. B) Picritic basalt 2. Three distinct laws are used to fit the data: i) AG = Adam and Gibbs (1965) law, ii) TVF= Tammann-Vogel-Fulcher experimental law, iii) and an Arrhenius law. HT=high temperature, LT=low temperature. B & W (1972) = Bottinga and Weill (1972).

We tested three distinct experimental laws to describe the complete viscosity behavior. The simplest is the Arrhenius equation:

$$\log\eta = A + \frac{B_a}{T} \quad (71)$$

Over the temperature interval investigated, the viscosity of andesite and picritic basalts shows a non-Arrhenian nature (Fig. 114 and Fig. 115).

Tammann-Vogel-Fulcher (TVF) experimental equation is used to fit low temperature:

$$\log\eta = A_{TVF} + \frac{B_{TVF}}{T - T_1} \quad (72)$$

where  $A_{TVF}$ ,  $B_{TVF}$  and  $T_1$  are adjustable parameters.

From Adam and Gibbs (1965) theory of relaxation processes:

$$\log\eta = A_e + \frac{B_e}{TS^{conf}} \quad (73)$$

where  $A_e$  is a pre-exponential term and  $B_e$  is the Gibbs free energy, and  $S^{conf}$  is the configurational entropy.

The parameters of equations (72) and (73) are listed in Table 17.

Samples	$A_{TVF}$	$10^{-3}B_{TVF}$	$T_1$	AAD	$T_g$	$S^{conf}(T_g)$	$A_e$	$10^{-5}B_e$	AAD
Andesite	-7.7562	10.467	433.5	0.01	963.3	6.42	-2.1163	0.87478	0.03
Picritic basalt 1	-13.64	12.767	462.126	0.008	960.0	13	-9.2299	2.65045	0.004
Picritic basalt 2	-9.3194	9.395	512.6	0.03	953.30	7.94	-5.2813	1.31720	0.06

Table 17. Coefficients of the empirical Tammann-Vogel-Fulcher equation (72) and the Adam and Gibbs (1965) equation (73) from the configurational entropy theory.  $T_g$  is the temperature of the glass transition. AAD is the average absolute deviations of the fitted values from the experimental data.

## 2. Seismic attenuation

### 2.1 The viscous flow or shear stress in the viscous fluid

This mechanism (Walsh, 1968, 1969) is a relaxation of a viscous fluid in crack in shear stress. The characteristic frequency  $f_{vf}$  for the relaxation of the viscous flow corresponding to the transition from the glued to saturated isolated behavior, is (e.g., O'Connell and Budiansky, 1977)

$$f_{vf} = \frac{G \cdot c}{\eta \cdot a} \quad (74)$$

where  $G$  is the shear modulus,  $c/a$  is the crack aspect ratio (ratio of a thickness  $c$  of a disk-shaped crack to its diameter  $a$ ) and  $\eta$  is the fluid viscosity.

Faul *et al.* (2003) observed in their melt bearing samples that the melt films are  $\leq 1$  nm thick. Faul *et al.* (2003) argued that melt in thin films is affected by short range Van der Waals forces from the neighbouring crystals (e.g Hess, 1994) and that melt is expected to have a much higher viscosity than bulk melt (100 to  $10^6$  times higher, Israelachvili, 1992). They assume that it is also true in the case of olivine-olivine grain boundaries in their melt

bearing samples, and they propose therefore that the attenuation peak could be due to viscous shear flow on grain boundaries.

## 2.2 The melt squirt flow

The melt squirt flow (Mavko and Nur, 1975) corresponds to melt flowing from a crack (i.e an inclusion) to another, better-oriented crack, as a result of wave propagation. The melt flows from high pore pressure to low pore pressure. The characteristic frequency  $f_{\text{squirt}}$  for the flow of fluid between ellipsoidal inclusions, corresponding to the transition from saturated isolated to saturated isobaric behavior, is (O'Connell and Budiansky, 1977):

$$f_{\text{squirt}} = \frac{K}{\eta} \left( \frac{c}{a} \right)^3 \quad (75)$$

where  $c/a$  is the crack aspect ratio,  $K$  is the bulk modulus and  $\eta$  is the fluid viscosity.

Fontaine et al. (submitted) observed melt pockets with aspect ratios between  $10^{-3}$  and  $10^{-2}$  in their experiments on partially molten gabbros.

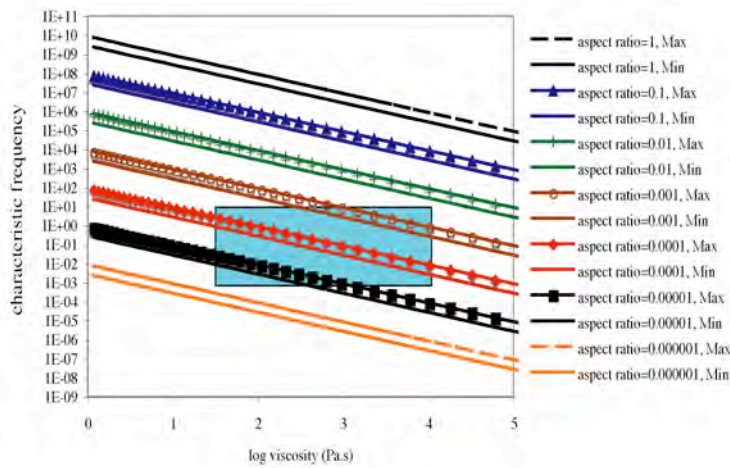
For melt squirt in triple junction tubules the characteristic frequency is (Mavko, 1980):

$$f_v = 2\pi \cdot \frac{K_f}{40\eta} \cdot \left( \frac{R}{d} \right)^2 \quad (76)$$

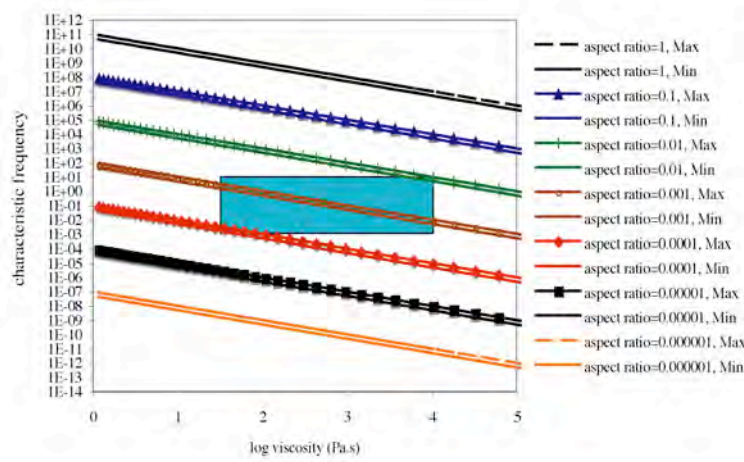
$R$  is the diameter and  $d$  is the length,  $K_f$  is the bulk modulus of the melt.

We have computed the characteristic frequency of the three mechanisms for crack aspect ratio ranging from 0.000001 to 1 (Fig. 116). We used data from Gebrande et al. (1982) and Dortman (1976) for values of  $K$  and  $G$ . We determined the characteristic frequency using the three different rheological laws, which we show earlier, described quantitatively the variations of viscosity in our samples of andesite and picritic basalts (Fig. 114 and Fig. 115). In the present work we show the characteristic frequency for the andesitic composition.

A)



B)



C)

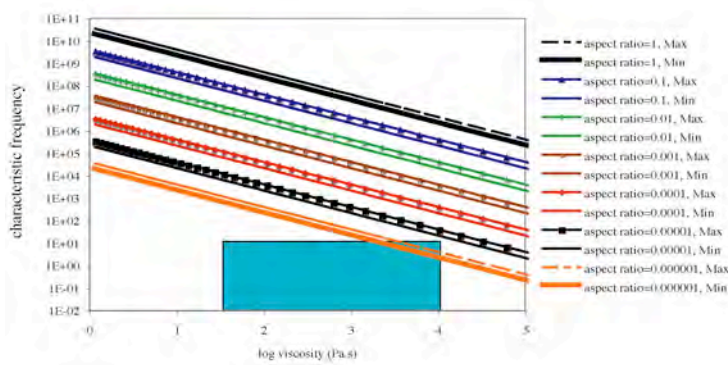


Fig. 116. Characteristic frequencies of andesite melt squirt flow in triple junction tubules (A), melt squirt flow between ellipsoidal inclusions (B), and viscous flow (C) as function of the liquid viscosity and the aspect ratio. Max and Min are upper and lower estimations. The blue box shows the domain of seismic frequency range.



Table 18 listed the domain of aspect ratios for each composition of melts, and aspect ratio corresponding to the seismic frequency range for each attenuation mechanism related to melt flow.

	Andesite	Picritic basalt 1	Picritic basalt 2
Melt squirt flow in inclusion	between $10^{-2}$ and $10^{-4}$	between $10^{-3}$ and $10^{-4}$	between $10^{-3}$ and $10^{-4}$
Melt squirt flow in tubules	between $10^{-3}$ and $10^{-5}$	between $10^{-3}$ and $10^{-5}$	between $10^{-4}$ and $10^{-6}$
Viscous flow	lower than $10^{-6}$	lower than $10^{-6}$	lower than $10^{-7}$

Table 18. Solution of aspect ratios for characteristic frequency in the seismic range (0.001-10 Hz).

The melt squirt flow between ellipsoidal inclusions is efficient for aspect ratios between  $10^{-4}$  and  $10^{-2}$ , for andesitic composition and between  $10^{-3}$  and  $10^{-4}$  for basaltic composition. The viscous flow could be significant for very low aspect ratios: aspect ratio lower than  $10^{-6}$  for an andesitic melt or a picritic basalt 1 melt, and lower than  $10^{-7}$  for picritic basalt 2 melt.

The presence of melt inclusions with aspect ratios between  $10^{-2}$  and  $10^{-3}$  were reported in partially molten gabbros (Fontaine et al., submitted). The observation of stronger attenuation above the melting temperature by Fontaine et al., (submitted) should be due to melt squirt flow between inclusions.

### Conclusion

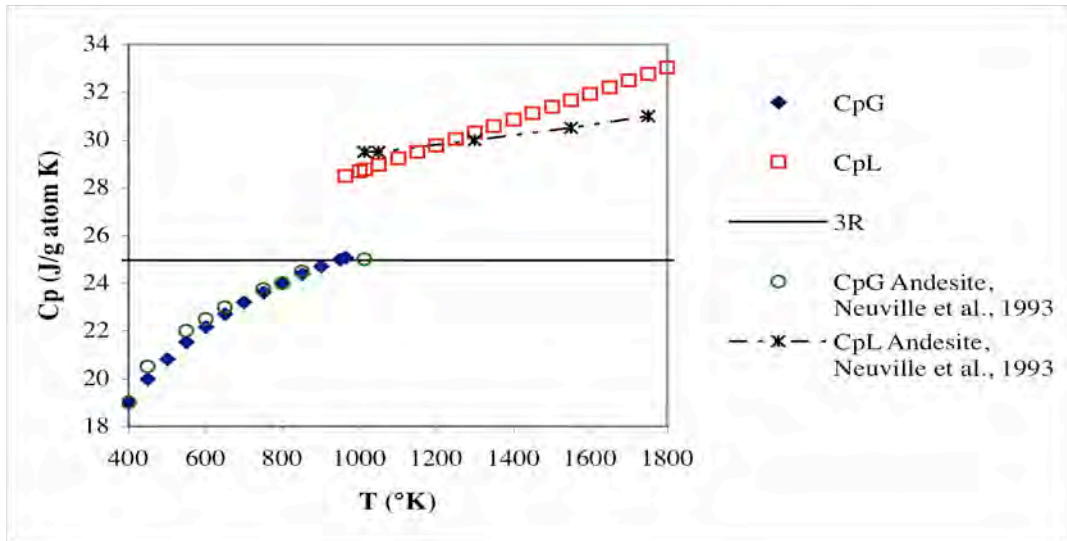
We have realized new viscosity measurements of andesitic and basaltic melts. The temperature dependence of the viscosity of both liquids is quantitatively determined through the configurational entropy theory of relaxation process. The characteristic frequency of melt squirt flow and viscous flow is deduced using the rheological laws. The characteristic frequency of melt squirt flow between ellipsoidal inclusions is at seismic frequencies (between 0.001 and 10 Hz) for crack aspect ratio in the range  $10^{-2} - 10^{-4}$  for andesitic composition and  $10^{-3} - 10^{-4}$  for the two picritic basalts.

**Acknowledgments.** The authors thank N. S Bagdassarov for helpful discussion. This work was supported by the French Programs Intérieur de la Terre and Dynamique et Evolution de la Terre Interne. This is CNRS-INSU contribution n° xxx.

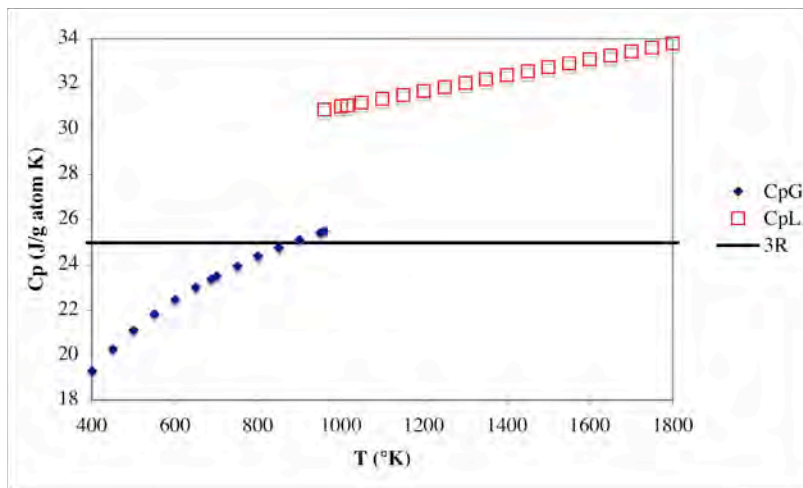
### 10.3.2) Estimation de la capacité calorifique

Nous avons estimé les capacités calorifiques des silicates dont la viscosité est donnée dans la section précédente (Fig. 117) à partir des modèles de Richet (1987) et Richet et Bottinga (1985). D'autre part, nous représentons la limite de Dulong et Petit de  $3R/g$ , où  $R$  est la constante des gaz parfaits. Cette limite correspond pour les silicates à la capacité calorifique ( $C_p$ ) du verre quand la transition vitreuse survient.

A)



B)



C)

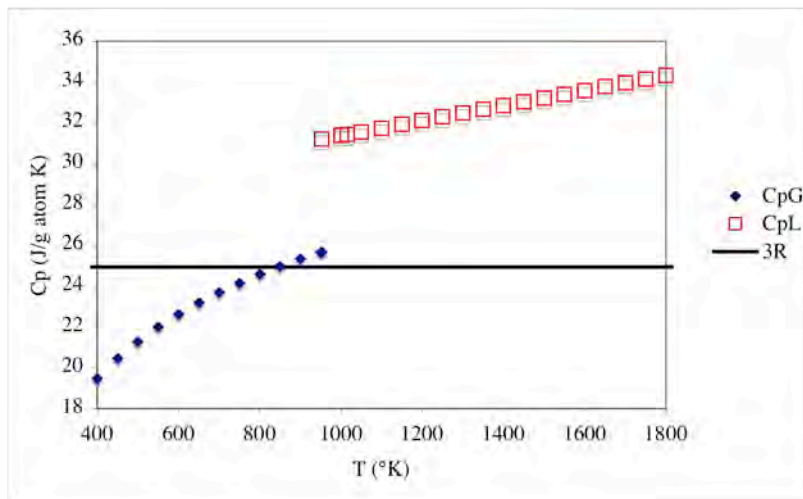


Fig. 117. Variation des capacités calorifiques des trois compositions différentes. A) Andésite. B) Basalte picritique 1. C) Basalte picritique 2.  $C_pG$  : capacité calorifique du verre (glass en anglais), et  $C_pL$  celle du liquide.

Les capacités calorifiques calculées pour les compositions chimiques correspondant à l'andésite et aux basaltes montrent des variations similaires aux mesures de capacité calorifique réalisées sur des andésites par Neuville et al. (1993).

#### 10.4) Conclusion

Des mesures de viscosité ont été réalisées sur des liquides andésitiques et basaltiques. Les lois expérimentales et théoriques décrivant nos mesures de viscosité sont présentées. Nous avons calculé à partir de nos mesures de viscosité la fréquence caractéristique de mécanismes d'atténuation associés à la présence de liquide. Nous montrons que l'atténuation liée au squirt flow est un mécanisme de dissipation important aux dorsales océaniques dans la gamme de fréquence sismique lorsque les facteurs de forme des inclusions liquides sont compris entre  $10^{-2}$  et  $10^{-4}$  pour le liquide andésitique et  $10^{-3}$  et  $10^{-4}$  pour les liquides basaltiques.

#### Perspectives

Nous souhaitons maintenant réaliser l'estimation de la viscosité de silicates provenant de la fusion de péridotites du manteau. Nous avons sélectionné des compositions de silicates (Tableau 19) sur lesquelles nous souhaitons déterminer la viscosité à basse température par des expériences de fluage et à haute température par les modèles de Bottinga et Weill (1972).

P, GPa	1	3	5	1
T, °C	1325	1550	1700	1390
SiO <sub>2</sub>	49.2	46.9	47.2	51.0
TiO <sub>2</sub>	0.6	0.9	0.2	0.35
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	17.7	11.0	5.1	12.1
FeO	6.7	7.8	9.3	7.4
MnO	0.1	0.2	0.1	0.17
MgO	9.5	19.2	31.3	15.7
CaO	11.4	12.2	4.8	11.5
Na <sub>2</sub> O	2.1	1.2	0.5	1
Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.1	0.4	0.5	0.58
Source	Takahashi (1986)	Takahashi (1986)	Takahashi (1986)	Baker et Stolper (1994)

Tableau 19. Compositions de liquides mesurées dans des péridotites partiellement fondues par Takahashi (1986) et Baker et Stolper (1994).

## Conclusion générale

Le déploiement d'un réseau de stations sismiques temporaires en Polynésie française a été réalisé lors de ce travail dans le cadre du projet PLUME. Nous avons quantifié le niveau de bruit aux stations PLUME. Les densités spectrales de puissance du bruit au niveau des stations PLUME sont comprises entre les densités spectrales des modèles de haut niveau de bruit et de bas niveau de bruit défini pour les stations océaniques et continentales. La qualité de nos données nous permet d'avoir confiance en nos mesures d'anisotropie et d'atténuation sismique. De manière très intéressante, nous avons constaté la capacité de certaines stations sismiques installées temporairement en Polynésie française à pouvoir quantifier l'amplitude et la direction de polarisation de la houle.

Le fluage du manteau supérieur sous la Polynésie française et sous les îles de Pitcairn, Rarotonga, l'île de Pâques est contraint par de nouvelles mesures d'anisotropie sismique. Les directions de polarisation rapide obtenues par la méthode mono-événement et la méthode multi-événements et les retards mesurés ne sont pas homogènes dans le Pacifique sud. Nos travaux montrent que le manteau supérieur est structuré par différents processus. Lorsque l'anisotropie sismique est détectée, les retards entre l'onde  $qS_1$  et l'onde  $qS_2$  sont compris entre 0.63 s et 1.35 s. Les directions de polarisation rapide sont proches de la direction du mouvement de la plaque Pacifique pour les stations situées à Hao, Mataiva, Rangiroa, Takaroa, Anaa, Rapa, Raivavae et Rarotonga. Alors que les directions de polarisation rapide sont à peu près parallèles aux orientations des failles transformantes pour les stations localisées à Reao, Maupiti, et Rurutu. Les mesures du déphasage des ondes SKS mettent en évidence la participation de deux contributions distinctes sous la majorité des stations: i) d'une part asthénosphérique, ii) et d'autre part lithosphérique. Les variations observées de la direction de polarisation rapide des ondes SKS à l'île de Pâques pourraient être expliquées par la présence de deux couches d'anisotropie sous l'île de Pâques avec une direction rapide dans la couche supérieure orientée parallèlement à la dorsale et une direction rapide dans la couche inférieure parallèle à la direction d'expansion de la dorsale. L'absence d'anisotropie apparente enregistrée au niveau de Tahiti et Hiva-Oa pourrait s'expliquer de manière différente. A Tahiti, cette absence d'anisotropie est constatée avec environ 12 ans de données et deux stations permanentes: PPT et PPTL. La proximité des stations de Tahiti avec le centre présumé du point chaud de l'archipel de la Société pourrait expliquer l'isotropie mesurée, en raison d'un changement abrupt de direction de l'axe  $a$  de l'olivine. D'autres hypothèses pourraient également expliquer l'isotropie apparente mesurée par les ondes SKS: i) la présence de liquide au niveau du manteau supérieur sous la station (Holtzman, 2003), ii) l'effet du magmatisme qui aurait effacé la fabrique préexistante de la lithosphère et de l'asthénosphère sous Tahiti, iii) une orientation de la linéation minérale verticale, marquée par l'axe  $a$  de l'olivine. En revanche, l'absence d'anisotropie apparente observée à Hiva-Oa n'est contrainte qu'avec environ 3 ans de mesures, et il est possible que l'enregistrement de davantage de données pourrait mettre en évidence la présence d'une anisotropie apparente sous cette station.

Lors de ce travail, nous avons développé une nouvelle approche qui associe la mesure de la polarisation des ondes P avec les modélisations pétrophysiques. L'apport et la complémentarité de l'étude de la polarisation des ondes P avec l'analyse du déphasage des ondes SKS est particulièrement claire au niveau de Tahiti, où les ondes SKS n'observent pas d'anisotropie à la verticale de la station, alors que les ondes P montrent latéralement, une

anisotropie importante. Cette anisotropie échantillonnée par les ondes P pourrait correspondre à une anisotropie fossile dans la lithosphère, avec un axe rapide orienté selon l'ancienne direction de déplacement de la plaque Pacifique: N75°E.

Des mesures de biréfringence des ondes de cisaillement sont réalisées dans l'archipel des Galápagos. Nous observons un retard temporel entre  $qS_1$  et  $qS_2$  compris entre 0.4 et 0.9 s:  $0.4 \pm 0.13$  s à Pinta,  $0.65 \pm 0.18$  s à Punto Albemarle,  $0.85 \pm 0.28$  à Española,  $0.9 \pm 0.28$  s à Fernandina, et  $0.9 \pm 0.45$  s à Caleta Iguana. En prenant en compte les calculs d'anisotropie sur des péridotites naturelles (Mainprice et Silver, 1993), un retard de 0.4 s peut représenter une anisotropie d'environ 4 % sur une épaisseur d'environ 40 km et un retard de 0.9 s peut correspondre à une anisotropie de 4 % sur une épaisseur d'environ 100 km. Une augmentation du retard est observée vers l'emplacement présumé du centre du point chaud des Galápagos, au sud-ouest de l'archipel. A l'exception d'Española, les directions de polarisation rapide (N85-90°E) sont proches de la direction du mouvement absolu de la plaque Nazca (N91°E). Malgré la présence de signaux avec de bons rapports signal sur bruit, et l'utilisation de la méthode multi-événements, nous n'observons pas de déphasage au niveau de six stations établies au centre de l'archipel. L'absence d'anisotropie apparente au centre de l'archipel pourrait être interprétée comme l'absence de fabriques fortement orientées du manteau sous ces stations. Cependant, cette région est dynamique, et des déformations importantes du manteau supérieur sont supposées sous cette région.

L'axe  $a$  de l'olivine ne semble pas orienté verticalement sous l'intérieur de l'archipel étant donné que le point chaud est localisé à l'ouest de l'île de Fernandina (e.g., Hooft et al., 2003).

Il est également peu probable qu'il existe deux couches d'anisotropie avec des directions rapides perpendiculaires, situées uniquement au niveau du centre de l'archipel. En revanche, il semble apparaître une corrélation entre la région d'isotropie apparente et une zone où les vitesses sont anormalement lentes dans le manteau supérieur, imagées sous Santiago et Marchena avec les ondes de surface par Villagomez et al. (2004). Cette région possédant de faibles vitesses sismiques est cependant davantage confinée spatialement avec les ondes de surface. La présence de liquide dans le manteau supérieur pourrait diminuer l'effet de la fabrique sur le déphasage des ondes de cisaillement (Holtzman et al., 2003). Les poches de liquide pourraient être préférentiellement allongées selon la direction normale au déplacement de la plaque Nazca. Si l'hypothèse d'une forte anisotropie dans l'orientation des poches de liquide qui sont présentes dans le manteau supérieur est vérifiée alors l'application d'une déformation comme le cisaillement lié au déplacement de la plaque Nazca au-dessus du panache mantellique pourrait rendre aléatoire les orientations des axes  $a$  et  $c$  de l'olivine, en laissant inchangé l'orientation des axes  $b$ . Les poches de liquide fournissent un moyen plus rapide de diffusion aux composants de l'olivine, en augmentant l'importance du fluage accommodé par la diffusion et probablement du glissement aux joints de grains selon la direction du cisaillement, tandis que le mouvement des dislocations accommode le reste des interactions entre les grains (Holtzman et al., 2003).

Une autre explication serait la présence d'un écoulement complexe, dû à la proximité de la dorsale, qui pourrait résulter en une isotropie apparente.

L'épaisseur de la lithosphère devrait être inférieure à 40 km étant donné son jeune âge, et la proximité avec le point chaud des Galápagos et avec la dorsale. En considérant une anisotropie intrinsèque de 4% mesurée pour des péridotites (Mainprice et Silver, 1993) et une épaisseur de couche anisotrope de 40 km, nous estimons qu'un maximum de 40% du retard observé pourrait être associé à l'anisotropie de la lithosphère. Nous proposons que l'anisotropie apparente mesurée au niveau des Galápagos soit le résultat d'une direction de l'axe rapide fossile dans la lithosphère, et orientée selon la direction du mouvement de la



plaque Nazca dans l'asthénosphère. La présence de liquide dans le manteau supérieur au centre de l'archipel pourrait diminuer l'anisotropie apparente.

Les mesures de déphasage des ondes SKS et SKKS réalisées dans cette étude en Polynésie française dans le cadre de l'expérience PLUME (responsable G. BARRUOL) et aux Galápagos avec l'expérience IGUANA (responsable D. R. TOOMEY) nous permettent de mieux caractériser le fluage mantellique dans le Pacifique Sud (Fig. 118).

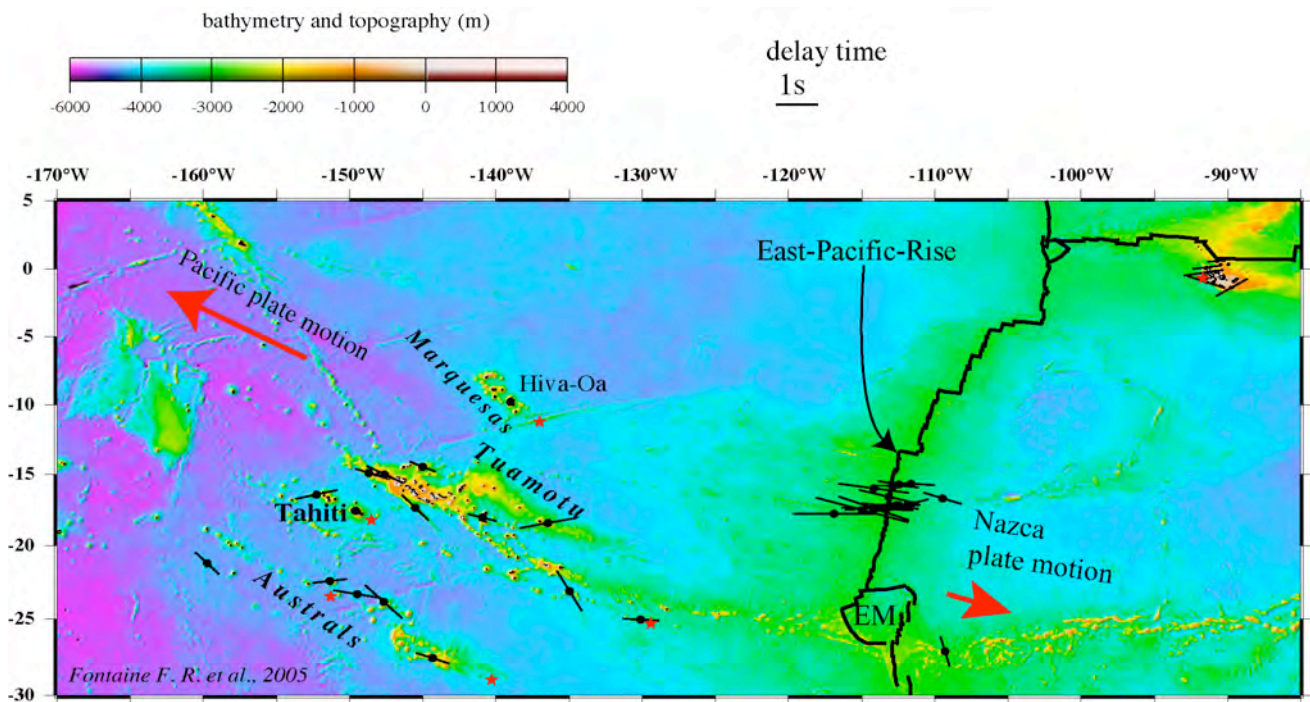


Fig. 118. Carte bathymétrique présentant la compilation des mesures de biréfringence des ondes SKS réalisées lors de cette étude dans le Pacifique Sud. Les mesures obtenues par Wolfe et Solomon (1998) au niveau de la dorsale Est Pacifique sont également représentées. EM= Easter Microplate.

Une différence significative d'anisotropie sismique existe entre la partie Ouest de la dorsale Est-Pacifique, et la partie Est. En effet, l'anisotropie est plus forte à l'Ouest de la dorsale qu'à l'Est. Cette asymétrie par rapport à la dorsale océanique rapide d'anisotropie sismique avait déjà été remarquée par Wolfe et Solomon (1998) à proximité de la dorsale Est-Pacifique. Elle se confirme à plus grande distance lorsque l'on compare les mesures obtenues aux Galápagos à celles acquises en Polynésie française. Les retards à l'Ouest de la dorsale sont de manière générale plus élevés que ceux observés à l'Est de la dorsale. En outre, l'anisotropie sismique déduite des modèles tomographiques globaux en ondes de volume montre, elle aussi, une anisotropie plus élevée à 150 km de profondeur à l'Ouest de la dorsale (e.g., Ekström et Dziewonski, 1998). Wolfe et Solomon (1998) ont proposé que cette différence d'anisotropie soit liée:

- i) au fait qu'à l'Ouest de la dorsale Est-Pacifique, la plaque Pacifique se déplace beaucoup plus rapidement que la plaque Nazca et la viscosité plus faible en raison de la température plus élevée associée au superpanache;
- ii) et à un retour de l'écoulement provenant du superpanache vers l'Ouest de la dorsale.

Toomey et al. (2002) montrent, en utilisant un modèle numérique d'écoulement 2D, que le déplacement rapide de la plaque Pacifique peut être responsable à lui seul de l'asymétrie du

manteau supérieur sous la dorsale mais pas de la zone asymétrique de production de liquide observée par la tomographie sismique (e.g., Toomey et al., 1998). Ils montrent qu'il est nécessaire d'avoir une anomalie de température et un gradient de pression à l'Ouest de la dorsale Est-Pacifique pour expliquer l'asymétrie de la zone de production de liquide et les retards obtenus avec les ondes SKS par Wolfe et Solomon (1998). Gaboret et al. (2003) réalisent des modèles d'écoulement 3D du manteau sous le Pacifique à l'aide de la tomographie sismique. Ils prouvent que cette asymétrie d'anisotropie sismique au niveau de la ride médio-océanique peut être liée au demi-tour à l'Ouest de la dorsale de l'écoulement mantellique sous la lithosphère océanique. Ce demi-tour de la circulation du manteau connecte selon ces auteurs le déplacement vers l'Ouest de la plaque Pacifique à une remontée de matière mantellique située dans le manteau inférieur, au niveau du superpanache du Pacifique. Nous souhaitons intégrer dans le futur les contraintes de nos mesures de biréfringence des ondes S et de la polarisation des ondes P aux modèles d'écoulement du manteau sous le Pacifique afin de mieux cerner la géodynamique de cette région.

Des mesures préliminaires de  $Q_{ScS}$  ont été réalisées à partir de la méthode des rapports des amplitudes spectrales et du stacking des rapports des amplitudes spectrales. Ces méthodes ont été développées dans le cadre de ce travail. L'estimation de  $Q_{ScS} = 85 \pm 3$  est cohérente avec les mesures de Suetsugu (2001) et confirme la validité de notre approche. La présence d'une zone anormalement atténuée à mi-chemin entre Fidji et Tahiti est ainsi confirmée de manière quantitative. La moyenne de  $Q_{ScS}$  dans le Pacifique Sud déterminée par Suetsugu (2001) est de 140. Le résidu de temps simple  $R_{2,1} = [(ScS_2 - ScS)_{observé} - (ScS_2 - ScS)_{iasp91}] / 2$  est élevé: 4.4 s et 5.5 s (pour  $sScS_2$  et  $sScS$ ). Cette mesure du résidu de temps simple, indépendante des mesures de  $Q_{ScS}$ , confirme le résultat obtenu avec  $Q_{ScS}$ . Cette zone où la propagation des ondes est anormalement lente pourrait être liée soit à une région du manteau supérieur où la température est anormalement élevée ou soit à la présence de liquide au niveau de la LVZ.

En outre, des mesures d'atténuation ont été réalisées dans des microgabbroïtes partiellement fondus dans une large gamme de températures (500-1200°C) et de fréquences (0.002-20Hz) à l'aide d'un appareil de torsion. Les résultats montrent l'influence de la fusion partielle sur l'atténuation. La dépendance de  $Q^{-1}$  par rapport à la fréquence est  $Q^{-1} \propto \omega^{-\alpha}$ , avec  $\omega$  la vitesse angulaire et  $\alpha$  l'exposant empirique. Au-dessous de la température de fusion (~1050°C), la valeur moyenne de  $\alpha$  est 0.15 à basse fréquence ( $\leq 0.5$  Hz) et celle-ci vaut 0.06 à plus haute fréquence. Au-dessus de la température de fusion, la valeur moyenne de  $\alpha$  est 0.22 à basse fréquence et -0.02 à plus haute fréquence. Au-dessus de la température de fusion, l'atténuation augmente significativement avec une dépendance plus forte à la fréquence. Cette dépendance de  $Q^{-1}$  en fonction de la fréquence est attribuée à un mécanisme d'atténuation associé à une diffusion au niveau des joints de grains et partiellement à un mécanisme d'atténuation lié à l'écoulement localisé ("squirt flow") de liquide entre des poches de liquide. La fusion des échantillons de gabbroïtes est accompagnée d'une augmentation importante de  $Q^{-1}$  et d'une dépendance de  $Q^{-1}$  par rapport à la température. Le mécanisme d'atténuation lié à l'écoulement localisé de liquide pourrait expliquer l'augmentation importante d'atténuation au-dessus de la température de fusion, car la fréquence caractéristique du mécanisme de "squirt flow" est comprise entre 0.15 et 294 Hz pour des poches de liquides avec un facteur de forme entre  $\sim 10^{-3}$ - $10^{-2}$ . Proche de la température de fusion,  $Q^{-1}$  est ajusté par une loi expérimentale de puissance:  $Q^{-1} = A \cdot [\omega^{-1} \cdot d^{-1} \cdot \exp(-E_a/RT)]^\alpha$  avec  $\alpha \sim 0.08$ ,  $A = 34.41 \text{ s}^\alpha \mu\text{m}^{-\alpha}$  et  $E_a \sim 860 \text{ kJ/mol}$ .

Dans ce travail, nous avons réalisé des mesures de  $Q_S^{-1}$  dans des gabbros et étudié la dépendance de  $Q^{-1}$  envers  $w$ ,  $T$ , et la quantité de liquide aux fréquences sismiques. Nous envisageons dans le futur de réaliser des mesures de  $Q_S^{-1}$  dans des péridotites partiellement fondues afin de déterminer l'influence de 5 facteurs sur l'atténuation dans les péridotites: la pression, la température, la fréquence, la taille des grains, et le pourcentage de liquide. Le but est de pouvoir déterminer les variations de température dans le manteau supérieur sous la Polynésie française, à partir de la comparaison des valeurs de  $Q_{ScS}^{-1}$  et des mesures en laboratoire sur les péridotites. Les mesures en laboratoire d'atténuation dans des péridotites de Jackson et al. (2004) et les calculs de Faul et al. (2004) montrent que pour atteindre une valeur de  $Q_S \sim 85$  à une profondeur de 80 km (pression  $\sim 2.6$  GPa), il faut avoir une température d'environ 1480°K lorsque la taille des grains est de 10 mm, la fréquence  $\sim 0.03$  Hz et la quantité de liquide est nulle. Une valeur  $Q_S \sim 140$  est obtenue à 80 km de profondeur pour une température d'environ 1380°K, lorsque la taille des grains est de 10 mm, la fréquence est de 0.03 Hz et sans présence de liquide. On peut donc estimer que l'anomalie de forte atténuation mesurée dans le cadre de cette étude comparée à l'atténuation moyenne dans le Pacifique Sud est associée à un excès de température d'environ 100°K. Cette estimation de l'excès de température dans la région du superpanache du Pacifique est cohérente avec les valeurs comprises entre 100 – 200°K estimées par Niu et al. (2000), et proche de l'estimation de Shen et al. (1998) en Islande, et de Hooft et al. (2003) au niveau du point chaud des Galápagos (130°K). Toomey et al. (2002) estiment que l'excès de température venant de la région du superpanache, à l'Ouest de la dorsale Est-Pacifique, doit être inférieur à 200°K pour pouvoir modéliser la production d'une zone asymétrique de liquide sous la dorsale océanique et la présence d'une subsidence asymétrique de part et d'autre de la dorsale. Ces auteurs utilisent une valeur de 100°K dans leur modèle.

De nouvelles mesures expérimentales de la viscosité de silicates basaltiques et andésitique ont été réalisées. Des lois expérimentales de fluage qui décrivent les variations de viscosité de manière qualitative et quantitative dans une large gamme de températures sont proposées, ainsi que les paramètres thermodynamiques des échantillons analysés. A partir de ces lois, nous avons estimé les fréquences caractéristiques des mécanismes d'atténuation associés à la présence de liquide. Le résultat de ces calculs montre dans les roches partiellement fondues, l'influence de l'écoulement localisé de liquide aux fréquences sismiques, lorsque les facteurs de forme d'inclusions liquides de forme ellipsoïdale sont compris entre  $10^{-2}$  et  $10^{-4}$  pour le liquide andésitique et  $10^{-3}$  et  $10^{-4}$  pour les liquides basaltiques.

Le déploiement de réseaux temporaires autour de points chauds en Polynésie française et aux Galápagos nous permet de contraindre le fluage du manteau supérieur à proximité des points chauds. L'anisotropie mesurée au voisinage des points chauds est faible. Les mesures de déphasage mettent en évidence des variations importantes d'anisotropie sur de petites distances au niveau des Galápagos. Le manteau supérieur semble s'être déformé de manière hétérogène sous la Polynésie française. La tomographie sismique permettra dans le futur grâce à ces réseaux temporaires d'imager avec une meilleure résolution que les modèles présents le manteau supérieur sous le Pacifique sud. Les mesures d'atténuation des multiples de l'onde ScS nous permettront de localiser les régions anormalement chaudes ou partiellement fondues. D'autre part, l'analyse du bruit océanique en Polynésie française, dans le cadre de l'expérience PLUME, montre la possibilité d'utiliser les stations sismiques pour mesurer les variations de l'amplitude et de la polarisation de la houle.

## Bibliographie

- Abramson, E.H., Brown, J.M., Slutsky, L.J., and Zang, J., 1997, The elastic constants of San Carlos olivine to 17 GPa, *J. Geophys. Res.*, **102**, 12253-12263.
- Adam, C., 2003, Signature topographique et gravimétrique des panaches du manteau dans le Pacifique, Thèse de l'Institut de Physique du Globe de Paris, pp. 221.
- Adam, C. and Bonneville, A., The extent of the South Pacific Superswell, *J. Geophys. Res.* en préparation
- Adam, G. and Gibbs, J. H., 1965, On the temperature dependence of cooperative relaxation properties in glass-forming liquids, *J. Chem. Phys.*, **43**, 139-146.
- Aki, K., 1980, Scattering and attenuation of shear waves in the lithosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 6496-6504.
- Aki, K. and Richards, P.G., 1980, Quantitative Seismology, Theory and Methods, 932 pp., W. H. Freeman and Co., San Francisco.
- Alsina, D. and Snieder, R. K., 1995, Small-scale sublithospheric continental deformation: constraints from SKS splitting observations, *Geophys. J. Int.*, **123**, 431-448.
- Amelung, F., Jónsson, S., Zebker, H., and Segall, P., 2000, Widespread uplift and trap door faulting on Galapagos volcanoes, *Nature*, **407**, 993-996.
- Anderson, D. L. and Kovach, R. L., 1964, Attenuation in the mantle and rigidity of the core from multiply reflected core phases, *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S.*, **51**, 168-172.
- Ansel, V. and Nataf, H-C., 1989, Anisotropy beneath 9 stations of the GEOSCOPE broadband network as deduced from shear-wave splitting, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 409-412.
- Babuska, V. and Cara, M., 1991, Seismic anisotropy in the Earth, 217 pp., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Backus, G., 1965, Possible forms of seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *J. Geophys. Res.*, **70**, 3429-3439.
- Backus, G., 1970, A geometrical picture of anisotropic elastic tensors, *Rev. Geoph. Sp. Phys.*, **8**, 633-671.
- Bagdassarov, N., 2000, Anelastic and viscoelastic behaviour of partially molten rocks and lavas, in *Physics and chemistry of partially molten rocks*, edited by Bagdassarov, N., Laporte, D., and Thompson, A.B., pp. 29-65, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Bagdassarov, N. and Dorfman, A., 1998, Granite rheology: magma flow and melt migration, *J. Geol. Soc.*, **155**, 863-872.
- Bagdassarov, N.S. and Dingwell, D.B., 1993, Frequency dependent rheology of vesicular rhyolite, *J. Geophys. Res.*, **98**, 6477-6487.
- Baker, M. B. and Stolper, E. M., 1994, Determining the composition of high-pressure mantle melts using diamond aggregates, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **58**, 2811-2827.
- Barckhausen, U., Ranero, C. R., vonHuene, R., Cande, S.C., and Roeser, H. A., 2001, Revised tectonic boundaries in the Cocos plate off Costa Rica: Implications for the

- segmentation of the convergent margin and for plate tectonic models, *J. Geophys. Res.*, **106**, 19207-19220.
- Barruol, G., Reymond, D., Fontaine, F., Hyvernaud, O., Maurer, V., and Maamaatuaiahutapu, K., Characterizing swells in the southern Pacific from seismic and infrasonic noise analyses, *soumis au Geophysical Journal International*.
- Barruol G., Bosch, D., Clouard, V., Debayle, E., Doin, M.P., Fontaine, F., Godard, M., Masson, F., Tommasi, A., Thoraval, C., and Reymond, D., 2002, Polynesian Lithosphere and Upper Mantle Experiment (PLUME): The South Pacific Superswell Under Investigation, *Eos Trans. AGU*, **83**, number 45, November 5, 511.
- Barruol, G. and Hoffmann, R., 1999, Seismic anisotropy beneath the GEOSCOPE stations from SKS splitting, *J. Geophys. Res.*, **104**, 10757-10774.
- Barruol, G., Silver, P., and Vauchez, A., 1997, A seismic anisotropy in the Eastern US: deep structure of a complex continental plate. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8329-8348.
- Barruol, G. and Mainprice, D., 1993, A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear wave splitting of teleseismic SKS measurements, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **78**, 281-300.
- Berckhemer, H., Kampfmann, W., Aulbach, E. and Schmeling, H., 1982a, Shear modulus and Q of forsterite and dunite near partial melting from forced-oscillation experiments, *Phys. Earth Planet. Int.*, **29**, 30-41.
- Berckhemer, H., Kampfmann, W. and Aulbach, E., 1982b, Anelasticity and elasticity of mantle rocks near partial melting, in *High Pressure Research in Geosciences*, edited by Schreyer, W., E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 113-132.
- Bhattacharyya, J., Masters, G., and Shearer, P., 1996, Global lateral variations of shear wave attenuation in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **101**, 22 273-22 289.
- Biot, M.A., 1956, Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid, I lower frequency range, *J. Acoustic Soc. Am.*, **28**, 168-178.
- Birch, F., 1960, The compressional waves in rocks to 10 kbar, part 1, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1083-1102.
- Bjarnason, I. T., Silver, P.G., Rumpker, G., and Solomon, S. C., 2002, Shear wave splitting across the Iceland hot spot: Results from the ICEMELT experiment, *J. Geophys. Res.*, **107**, 2382, doi:10.1029/2001JB000916.
- Bokelmann, G.H.R., 2002, Convection-driven motion of the North American craton: Evidence from P-wave anisotropy, *Geophys. J. Int.*, **148**, 278-287.
- Bokelmann, G.H.R., 1995a, P-wave array polarization analysis and effective anisotropy of the brittle crust, *Geophys. J. Int.*, **120**, 145-162.
- Bokelmann, G.H.R., 1995b, Azimuth and slowness deviations from the GERESS regional array, *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **85**, 1456-1463.
- Bonneville, A., Le Suavé, R., Audin, L., Clouard, V., Dosso, L., Gillot, P.-Y., Janney, P., Jordahl, K., and Maamaatuaiahutapu, K., 2002, Arago Seamount: The missing hotspot found in the Austral Islands, *Geology*, **30**, 1023-1026.
- Bonneville, A. and Sichoix, L., 1998, Topographie des fonds océaniques de la Polynésie française : synthèse et analyse, *Géologie de la France*, 3.

- Bottinga, Y. and Weill, D.F., 1972, The viscosity of magmatic silicate liquids, a model calculation, *American Journal of Science*, **272**, 438-475.
- Boudier, F., Godard, M., and Armbruster, C., 2000, Significance of gabbro-norite occurrence in the crustal section of the Semail ophiolite, *Marine Geophys. Res.*, **21**, 307-326.
- Boudier, F., Nicolas, A., and Ildefonse, B., 1996, Magma chambers in the Oman ophiolite: fed from the top and the bottom, *Earth and Planetary Science Letters*, **144**, 239-250.
- Bourbié, T. and Zinszner, B., 1985, Hydraulic and acoustic properties as a function of porosity in Fontainebleau sandstone, *J. Geophys. Res.*, **90**, 11 524- 11 532.
- Bow, C.S. and Geist, D.J., 1992, Geology and petrology of Floreana Island, Galápagos Archipelago, Ecuador, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **52**, 83-105.
- Bulau, J.R., Waff, H.S., and Tyburczy, J.A., 1979, Mechanical and thermodynamic constraints on fluid distribution in partial melts, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6102-6108.
- Bullen, K.E., 1953, An introduction to the theory of seismology, Cambridge University Press, 124.
- Calmant, S. and Cazenave, A., 1985, The elastic lithosphere under the Cook-Austral and Society Islands, *Earth and Planetary Science Letters*, **77**, 187-202.
- Canas, J.A., Ulgalde, A., Pujades, L.G., Carracedo, J.C., Soler, V., and Blanco, M.J., 1998, Intrinsic and scattering seismic wave attenuation in the Canary Islands, *J. Geophys. Res.*, **103**, 15 037-15 050.
- Cerveny, V., 1987, Ray tracing algorithms in three-dimensional laterally varying layered structures, in *Seismic Tomography*, p. 99-133, ed. Nolet, G. D., Reidel, Dordrecht.
- Chan, W.W. and Der, Z. A., 1988, Attenuation of multiple ScS in various parts of the world, *Geophys. J. Int.*, **92**, 303-314.
- Clouard, V., Bonneville, A., and Gillot, P.Y., 2002, The Tarava seamounts: a newly characterized hotspot chain on the South Pacific Superswell, *Earth and Planetary Science Letters*, **207**, 117-130.
- Clouard, V. and Bonneville, A., 2001, How many Pacific hotspots are fed by deep mantle plumes ?, *Geology*, **29**, 695-698.
- Clouard, V., 2000, Etude géodynamique et structurale du volcanisme de la Polynésie française de 84 Ma à l'actuel, *Thèse de l'Université de Polynésie française*, pp. 262.
- Cmíral, M., Fitz Gerald, J. D., Faul, U. H., and Green, D. H., 1998, A close look at dihedral angles and melt geometry in olivine-basalt aggregates: a TEM study, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **130**, 336-345.
- Courtillot, V., Davaille, A., Besse J., and Stock, J., 2003, Three distinct types of hotspots in the Earth's mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, **205**, 295-308.
- Couvy, H., Frost, D.J., Heidelbach, F., Nyilas, K., Ungár, T., Mackwell, S., and Cordier, P., 2004, Shear deformation experiments of forsterite at 11 GPa - 1400°C in the multianvil apparatus. *European Journal of Mineralogy*, 16(6), 877-889.
- Cox, K.G., Bell, J.D., and Pankhurst, R.J., 1979, The interpretation of Igneous Rocks, 445 pp., George Allen and Unwin, London.
- Crampin, S., Stephen, R.A., and McGonigle, R., 1982, The polarization of P-waves in anisotropic media, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **68**, 477-485.



- Crampin, S., 1984, An introduction to wave propagation in anisotropic media, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **76**, 17-28.
- Crampin, S., 1977, A review of the effects of anisotropic layering on the propagation of seismic waves, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **49**, 9-27.
- Crampin, S., 1984, Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **76**, 135-145.
- Crawford, W.C., Webb, S.C., and Hildebrand, J.A., 1999, Constraints on melt in the lower crust and Moho at the East Pacific Rise, 9°48 'N, using seafloor compliance measurements. *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, **104**, 2923-2939.
- Dahl, R., 1984, Etude géométrique, pétrologique et géochimique de la séquence crustale de l'ophiolite d'Oman, Massif de Rustaq (bloc d'Haylayn). Un modèle tridimensionnel de zone d'accrétion, *Thèse de l'Université de Clermont-Ferrand II*, pp.264.
- Dainty, A., 1981, A scattering model to explain seismic Q observations in the lithosphere between 1 and 30 Hz, *Geophys. Res. Letters*, **11**, 1126-1128.
- Dalrymple, G.B. and Clague, D.A., 1976, Age of the Hawaiian Emperor bend, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **31**, 313-329.
- Davaille, A. 1999, Simultaneous generation of hotspots and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle, *Nature*, **402**, 756-760.
- Davies, G.F., 1988, Ocean bathymetry and mantle convection, 1. Large scale flow and hotspots, *J. Geophys. Res.*, **93**, 10 467-10 480.
- Day, D.E. and Rindone, G.E., 1961, Internal friction of progressively crystallised glasses, *J. Amer. Cer. Soc.*, **44**, 161-167.
- DeMets, C., Gordon, R.G., Argus, D.R., and Stein, S., 1994, Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimate of current plate motions, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2191-2194.
- de Parscau, J., 1991, Relationship between phase velocities and polarization in transversely isotropic media, *Geophysics*, **56** (10), 1578-1583.
- Detrick, R.S. and Crough, S.T., 1978, Island subsidence, hotspots, and lithospheric thinning, *J. Geophys. Res.*, **83**, 1236-1243.
- Dimanov, A., Dresen, G., and Wirth, R., 1998, High-temperature creep of partially molten plagioclase aggregates, *J. Geophys. Res.*, **103**, 9651-9664.
- Dimanov, A., Dresen, G., Xiao, X., and Wirth, R., 1999, Grain boundary diffusion creep of synthetic anorthite aggregates: The effect of water, *J. Geophys. Res.*, **104**, 10 483-10 497.
- Dortman, N. B., 1976, Fiziceskie svoistva gornich porod i polesnich iskopamyh. *Izdat. Nedra, Moskva*.
- Duncan R. and McDougall, I., 1974, Migration of volcanism with time in the Marquesas Islands, French Polynesia, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **21** (4), 414-420.
- Dunn, R.A., Toomey, D.R., and Solomon, S.C., 2000, Three-dimensional seismic structure and physical properties of shallow mantle beneath the East Pacific Rise at 9°30'N, *J. Geophys. Res.*, **105**, 23 537-23 556.
- Durek, J.J. and Ekström, G., 1996. A radial model of anelasticity consistent with long period surface wave attenuation, *Bull. seism. Soc. Am.*, **86**, 144-158.

- Dziewonski, A.M., and Anderson, D. L., 1981, Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet., Interiors*, **25**, 297-356.
- Ekström, G., and Dziewonski, A.M., 1998, The unique anisotropy of the Pacific upper mantle, *Nature*, **394**, 168-171.
- Faul, U.H., Fitz Gerald, J.D., and Jackson, I., 2004, Shear-wave attenuation and dispersion in melt-bearing olivine polycrystals II. Microstructural interpretation and seismological implications, *J. Geophys. Res.*, **109**, B06202, doi:10.1029/2003JB002407, 2004.
- Faul, U.H., 2000, Constraints on the Melt Distribution in Anisotropic Polycrystalline Aggregates Undergoing Grain Growth, in *Physics and chemistry of partially molten rocks*, edited by Bagdassarov, N., Laporte, D., and Thompson, A.B., pp. 67-92, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Fehler M., Roberts, P., and Fairbanks, T., 1988, A temporal change in coda wave attenuation observed during an eruption of Mount St. Helens, *J. Geophys. Res.*, **93**, 4367-4373.
- Feighner, M. A., and Richards, M., 1995, The fluid dynamics of plume-ridge and plume-plate interactions: An experimental investigation, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **129**, 171-182.
- Feighner, M.A., and Richards, M., 1994, Lithospheric structure and compensation mechanisms of the Galápagos Archipelago, *J. Geophys. Res.*, **99**, 6711-6729.
- Findley, W.N., Lai, J.S., and Onaran, K., 1976, Creep and relaxation of nonlinear viscoelastic materials, 368 pp., North-Holland Publishing Company, Amsterdam.
- Fontaine, F., Ildefonse, B., and Bagdassarov, N.S., Temperature dependence of shear wave attenuation in partially molten gabbro-norite at seismic frequencies, *submitted to Geophysical Journal International*.
- Fontaine, F., Burkett, P.G., Hooft, E.E.E., Toomey, D.R., Solomon, S.C., and Silver, P.G., 2004, Shear wave splitting beneath Galápagos archipelago: Plume-ridge-lithosphere interaction, *AGU Fall Meeting*.
- Fontaine, F., Barruol, G., Reymond, D., Debayle, E., and Tommasi, A., 2002, Seismic Anisotropy of the French Polynesian Upper Mantle: PLUME Preliminary Results, *AGU Fall Meeting*, S11A-1127.
- Fontaine, F., Ildefonse, B., and Bagdassarov, N., 2000, Shear Attenuation in Partially Molten Gabbros: Low-Frequency, Torsion Experiments, Poster, *EOS*, 81 (48), Abstract V11A-10, *AGU Fall Meeting*, San Francisco.
- Gaboret, C., Forte, A.M., and Montagner, J.-P., 2003, The unique dynamics of the Pacific Hemisphere mantle and its signature on seismic anisotropy, *Earth and Planetary Science Letters*, **208**, 219-233.
- Gaherty, J.B. and Jordan, T.H., 1995, Lehmann discontinuity as the base of an anisotropic layer beneath continents, *Science*, **268**, 1468-1471.
- Gans, K.D., Wilson, D.S., and Macdonald, K.C., 2003, Pacific plate gravity lineaments: Diffuse extension or thermal contraction?, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **4**, 1074, doi:10.1029/2002GC000465.
- Gebrande, H., Kern, H., and Rummel, F., 1982, Elasticity and Inelasticity. In: Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology (K.-H. Hellwege, ed.), New Series; Group V. Geophysics and Space Research, Vol. 1, Physical Properties of Rocks, Subvolume b, 1-223. Springer-Verlag Berlin. Heidelberg. New York.

- Geist, D. J., W. M. White, and A. R. McBirney, 1988, Plume-asthenosphere mixing beneath the Galápagos Archipelago, *Nature*, 333, 657-660.
- Gillot, P., Cornette, Y., and Guille, G., 1992, Age (K-Ar) et conditions d'édification du soubassement volcanique de l'atoll de Moruroa (Pacifique Sud), *C. R. Acad. Sci. Paris*, **314**, 393-399.
- Gomer, B.M. and Okal, E.A., 2003, Multiple-ScS probing of the Ontong-Java plateau, *Phys. Earth Planetary Int.*, **138**, 317-331.
- Graham, D.W., Christie, D.M., Harpp, K.S., and Lupton, J.E., 1993, Mantle plume helium in submarine basalts from the Galápagos platform, *Science*, **262**, 2023-2026.
- Gribb, T.T. and Cooper, R.F., 1998, Low-frequency shear attenuation in polycrystalline olivine: grain boundary diffusion and the physical significance of the Andrade model for viscoelastic rheology, *J. Geophys. Res.*, **103**, 27 267-27 279.
- Gribb, T.T. and Cooper, R.F., 2000, The effect of an equilibrated melt phase on the shear creep and attenuation behavior of polycrystalline olivine, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2341-2344.
- Gripp, A.E. and Gordon, R.G., 2002, Young tracks of hotspots and current plate velocities, *Geophys. J. Int.*, **150**, 321-361.
- Grolier, J., Fernandez, A., Hucher, M., and Riss, J., 1991, Les propriétés physiques des roches, Théories et modèles, 462 pp., Ed. Masson.
- Guéguen, Y., Woigard, J., and Darot, M., 1981, Attenuation mechanisms and anelasticity in the upper mantle, in *Anelasticity in the Earth*, edited by Stacey, F.D., Paterson, M.S., and Nicholas, A., pp. 86-94, American Geophysical Union, Washington DC.
- Guéguen, Y., Darot, M., Mazot, P., and Woigard, J., 1989,  $Q^{-1}$  of forsterite single crystals, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **55**, 254-258.
- Gung, Y., Panning, M., and Romanowicz, B., 2003, Global anisotropy and the thickness of continents, *Nature*, **422**, 707-711.
- Gung, Y. and Romanowicz, B., 2004, Q tomography of the upper mantle using three-component long-period waveforms, *Geophys. J. Int.*, **157**, 813-830.
- Haberland, C., and Rietbrock, A., 2001, Attenuation tomography in the western central Andes: A detailed insight into the structure of a magmatic arc, *J. Geophys. Res.*, **106**, 11 151-11 167.
- Hammond, W.C. and Humphreys, E.D., 2000, Upper mantle seismic wave attenuation: Effects of realistic partial melt distribution, *J. Geophys. Res.*, **105**, 10 987-10 999.
- Harpp, K.S. and Geist, D., 2002, Wolf-Darwin lineament and plume-ridge interaction in northern Galapagos, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **3**(11), 8504, doi:10.1029/2002GC000370.
- Harpp, K. S. and White, W.M., 2001, Tracing a mantle plume; isotopic and trace element variations of Galapagos seamounts, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **2**, doi:10.1029/2000GC000137.
- Hasselmann K., 1963, A statistical analysis of the generation of microseisms, *Rev. Geophys.*, **1**, 177-209.
- Haxby, W. and Weissel, J., 1986, Evidence for small-scale mantle convection from Seasat altimeter data, *J. Geophys. Res.*, **91**, 3507-3520.

- Hedlin, M.A.H. and Orcutt, J.A., 1989. A comparative study of island, seafloor, and subseafloor ambient noise levels, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **79**, 172-179.
- Hess, H.H., 1964, Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *Nature*, **203**, 629-631.
- Hess, P.C., 1994, Thermodynamics of thin fluid films, *J. Geophys. Res.*, **99**, 7219-7229.
- Hey, R., 1977, Tectonic evolution of the Cocos-Nazca spreading center, *Geological Society of America Bulletin*, **88**, 1404-1420.
- Holtzman, B.K., Kholstedt, D.L., Zimmerman, M.E., Heidelbach, F., Hiraga, T., and Hustoft, J., 2003, Melt Segregation and Strain Partitioning: Implications for Seismic Anisotropy and Mantle Flow, *Science*, **301**, 1227-1230.
- Hooft, E.E.E., Toomey, D.R., and Solomon, S., 2003, Anomalously thin transition zone beneath the Galapagos hotspot, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **216**, 55-64.
- Hoshiya, M., Sato, H., and Fehler, M., 1991, Numerical basis of the separation of scattering and intrinsic absorption from full seismogram envelope : A Monte-Carlo simulation of multiple isotropic scattering. *Pap. Meteorol. Geophys.*, **42**, 65-91.
- Hoshiya, M., 1993, Separation of scattering attenuation and intrinsic absorption in Japan using the multiple lapse time window analysis of full seismogram envelope, *J. Geophys. Res.*, **98**, 15 809- 15 824.
- Hotelling, H., 1933, Analysis of a complex of statistical variables into principal components, *Journal of Educational Psychology*, **24**, 417-441.
- Hu, G., Menke, W., and Powell, C., 1994, Polarization tomography for P wave velocity structure in southern California, *J. Geophys. Res.*, **99**, 15 245-15 256.
- Hunter, R.H., 1987, Textural equilibrium in layered igneous rocks. In: Parsons, I. (ed.) *Origins of Igneous Layering*. Dordrecht: Reidel, 473-503.
- Ildefonse, B., Michibayashi, K. and Cecchi, E., 1999, Analogue experiments on compaction and shearing of wet granular media. Application to crystallizing magmas, in *EUG 10, Abstract volume*, pp. 617, *J. Conf. Abstracts*, Strasbourg.
- Israelachvili, J.N., 1992, Adhesion forces between surfaces in liquids and condensable vapours, *Surf. Sci. Rep.*, **14**, 109-160.
- Isse, T. and Nakanashi, I., 1997, The effects of the crust on the estimation of mantle Q from spectral ratios of multiple ScS phases, *Bull. Seism. Soc. America*, **87**, 778-781.
- Ito, G., McNutt, M., and Gibson, R.L., 1995, Crustal structure of the Tuamotu Plateau, 15°S, implications for its origin, *J. Geophys. Res.*, **100**, 8097-8114.
- Jackson, I., Faul, U.H., Gerald, J.D.F., and Tan, B.H., 2004, Shear-wave attenuation and dispersion in melt-bearing olivine polycrystals I: Specimen fabrication and mechanical testing, *J. Geophys. Res.*, **109**, B06201, doi:10.1029/2003JB002406.
- Jackson, I., Gerald, J.D.F., Faul, U.H., and Tan, B. H., 2002, Grain-size sensitive seismic-wave attenuation in polycrystalline olivine, *J. Geophys. Res.*, **107**, 2360, doi:10.1029/2001JB001225.
- Jackson, I., Gerald, J.D.F., and Kokkonen, H., 2000, High-temperature viscoelastic relaxation in iron and its implications for the shear modulus and attenuation of the Earth's inner core, *J. Geophys. Res.*, **105**, 23 605-23 634.

- Jackson, I., 2000, Laboratory measurement of Seismic Wave Dispersion and Attenuation: Recent Progress, *In Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography From the Atomic to the Global Scale*, Karato, S.I., Forte, A.M., Liebermann, R.C., Masters, G., Stixrude, L. (eds), Geophysical Monograph 117, American Geophysical Union, 265-289.
- Jackson, I., Paterson, M.S. and Fitz Gerald, J.D., 1992, Seismic wave dispersion and attenuation in Åheim dunite: an experimental study, *Geophys., J. Int.*, **108**, 517-534.
- Jackson, I. and Paterson, M.S., 1987, Shear modulus and internal friction of calcite rocks at seismic frequencies: pressure, frequency and grain size dependence, *Phys. Earth Planet. Int.*, **45**, 349-367.
- Jeffreys, H., and Bullen, K.E., 1940, Seismological Tables, pp. 37-38, British Association for the Advancement of Science, London.
- Ji, S., 1987, Déformation plastique naturelle et expérimentale des plagioclases, *Thèse de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier II*, pp. 222.
- Jin, A., and Aki, K., 1988, Spatial and temporal correlation between coda Q and seismicity in China, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 741-769.
- Johnston, D.H. and Toksöz, M.N., 1980, Thermal cracking and amplitude dependent attenuation, *J. Geophys. Res.*, **85**, 937-942.
- Jordan, T.H. and Sipkin, S.A., 1977, Estimation of the attenuation operator for multiple ScS waves, *Geophys. Res. Lett.*, **4**, 167-170.
- Juteau, T., Beurrier, M., Dahl, R. and Nehlig, P., 1988, Segmentation at a fossil spreading axis: The plutonic sequence of the Wadi Haymiliyah area (Haylayn Block, Sumail Nappe, Oman), *Tectonophysics*, **151**, 167-197.
- Kaminski, E. and Ribe, N.L.M., 2002, Timescales for the evolution of seismic anisotropy in mantle flow, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **3**(1), 10.1029/2001GC000222.
- Kampfmann, W. and Berckhemer, H., 1985, High temperature experiments on the elastic and anelastic behavior of magmatic rocks, *Phys. Earth Planet. Int.*, **40**, 223-247.
- Kanamori, H., 1967, Spectrum of short-period core phases in relation to the attenuation in the mantle, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2181-2186.
- Karato, S.-I., 1993, Importance of anelasticity in the interpretation of seismic tomography, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1623-1626.
- Karato, S.-I., 1998, Seismic anisotropy in the deep mantle boundary layers and the geometry of mantle convection, *Pure Appl. Geophys.*, **151**, 565-587.
- Karato, S. and Spetzler, H.A., 1990, Defect microdynamics in minerals and solid-state mechanisms of seismic wave attenuation and velocity dispersion in the mantle, *Reviews of Geophysics*, **28**, 399-421.
- Kawakatsu, H., and Niu, F., 1994, Seismic evidence for a 920 km discontinuity in the mantle, *Nature*, **371**, 301-305.
- Kê, T.S., 1949, A grain boundary model and the mechanism of viscous intercrystalline slip, *J. Appl. Phys.*, **20**, 274-280.
- Kelemen, P., Koga, K. and Shimizu, N., 1997, Geochemistry of gabbro sills in the crust-mantle transition zone of the Oman ophiolite: implications for the origin of the oceanic lower crust, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **146**, 475-488.

- Kendall, J.M. and Silver, P.G., 1998, Investigating causes of D" anisotropy, in *The Core-Mantle Boundary Region*, edited by Gurnis, M., Wysession, M., Knittle, E., and Buffet, B., pp. 409-412, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Kendall, J.M. and Silver, P.G., 1996, Constraints from seismic anisotropy on the nature of the lowermost mantle, *Nature*, **381**, 409-412.
- Kennett, B., 1995, Seismic traveltime tables, *Global Earth Physics A Handbook of Physical Constants*, AGU Reference Shelf 1, 126-143.
- Kennett, B., *Seismic Wave Propagation in Stratified Media*, Cambridge Univ. Press., New York, 1983.
- Kennett, B.L.N. and Engdahl, E.R., 1991, Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.*, **105**, 429-465.
- Kern, H., 1990, Laboratory seismic measurements: An aid in the interpretation of seismic field data, *Terra Nova*, **2**, 617-628.
- Kohlstedt, D.L., Bai, Q., Wang, Z.-C., and Mai, S., 2000, Rheology of partially molten rocks. *In: Physics and Chemistry of Partially Molten Rocks*, edited by Bagdassarov, N., Laporte, D., and Thompson, A.B., pp. 29-65, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Kovach, R.L. and Anderson, D.L., 1964, Attenuation of shear waves in the upper and lower mantle, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 1855-1864.
- Kurz, M.D. and Geist, D., 1999, Dynamics of the Galapagos hotspot from helium isotope geochemistry, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **63**, 4139-4156.
- Lachize, M., Lorand, J.P., and Juteau, T., 1996, Calc-alkaline differentiation trend in the plutonic sequence of the Wadi Haymiliyah section, Haylayn Massif, Semail Ophiolite, Oman, *Lithos*, **38**, 207-232.
- Lachize, M., 1993, La chambre magmatique fossile d'haymiliyah (massif de Haylayn, ophiolite de Semail) (Sultanat d'Oman): Un cas de précipitation de sulfures magmatiques dans la couche 3 de la lithosphère océanique, Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, pp. 314.
- Lamoureux, G., Ildefonse, B., and Mainprice, D., 1999, Modelling the seismic properties of fast-spreading ridge crustal Low-Velocity Zones: insights from Oman gabbro textures, *Tectonophysics*, **312**, 283-301.
- Landau, L.D. and Lifshitz, E.M., 1980, *Statistical Physics*, part 1, Pergamon, New York.
- Laske, G., Masters, G., and Zürn, W., 1994, Frequency-dependent polarization measurements of long-period surface waves and their implications for global phase-velocity maps, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **84**, 111-137.
- Lay, T. and Wallace, T.C., 1983, Multiple ScS travel times and attenuation beneath Mexico and Central America, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 301-304.
- Lay, T. and Wallace, T.C., 1988, Multiple ScS attenuation and travel times beneath western north america, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 2041-2061.
- Lehmann, I., 1959, Velocities of longitudinal waves in the upper part of the Earth's mantle, *Ann. Geophys.*, **15**, 93-118.
- Lehmann I., 1961, S and the structure of the upper mantle, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **4**, 124-138.



- Londoño, B.J.M., Sanchez, A.J.J., Toro, E.L.E., Cruz, F.G., and Bohorquez, O.P., 1998, Coda Q before and after the eruptions of 13 November 1985, and 1 September 1989, at Nevado del Ruiz Volcano, Colombia, *Bull. Volcanol.*, **59**, 556-561.
- Longuet-Higgins, M.S., 1950, A theory of the origin of the microseisms, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **243**, 1-35.
- Longhi, J. and Jurewicz, S.R., 1995, Plagioclase-melt wetting angles and textures: implications for anorthosites. *Lunar and Planetary Sciences*, **26**, 859-860.
- Liu, X-F., and Tromp, J., 1996, Uniformly valid body-wave ray theory, *Geophys. J. Int.*, **127**, 461-491.
- Mainprice, D., Tommasi, A., Couvy, H., and Cordier, P., 2005, Pressure sensitivity of olivine slip systems: implications for the interpretation of seismic anisotropy of the Earth's upper mantle, *Nature*, **433**, 731-733.
- Mainprice, D., Barruol, G., and Ismail, W.B., 2000, The Seismic Anisotropy of the Earth's Mantle: From Single Crystal to Polycrystal, in *Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography From the Atomic Scale to the Global Scale*, pp. 237-264, Ed. Karato, S. I., American Geophysical Union, Washington, D. C.
- Mainprice, D. and Ildefonse, B., 2000, Seismic Wave Attenuation in Partially Molten Rocks: Anisotropic modeling of the squirt-flow mechanism, *AGU Fall Meeting, EOS*, **81**, 48, V11A-11.
- Mainprice, D., 1997, Modeling anisotropic seismic properties of partially molten rocks found at mid-ocean ridges, *Tectonophysics*, **279**, 161-179.
- Mainprice, D. and Silver, P., 1993, Constraints on the Interpretation of Teleseismic SKS observations from Kimberlite Nodules from the Subcontinental Mantle, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **78**, 257-280.
- Mavko, G.M., Mukerji, T., and Dvorkin, J., 1998, *The rock physics handbook. Tools for seismic analysis in porous media*, 329 pp., Cambridge University Press.
- Mavko, G.M., 1980, Velocity and attenuation in partially molten rocks, *J. Geophys. Res.*, **85**, 5173-5189.
- Mavko, G.M. and Nur, A., 1975, Melt squirt in the asthenosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 5173-5189.
- Mayes, C.L., Lawver, L.A., and Sandwell, D.T., 1990, Tectonic history and new isochron chart of the south pacific, *J. Geophys. Res.*, **95**, 8543-8567.
- McNutt, M., 1998, Superswell, *Rev. Geophys.*, **36**, 211-244.
- McNutt, M., Caress, D., Reynolds, J., Jordhal, K., and Duncan, R., 1997, Failure of plume theory to explain midplate volcanism in the southern Austral islands, *Nature*, **389**, 479-482.
- McNutt, M. and Fischer, K., 1987, The South Pacific Superswell, in Keating, B., Fryer, P., Batiza, R., and Boehlert G., (Eds.), *Seamounts, Islands, and Atolls*, **43**, pp. 25-34. AGU Geophysical Monograph.
- Montagner, J.-P. and Kennett, B.L.N., 1996, How to reconcile body-wave and normal-mode reference earth models, *Geophys. J. Int.*, **125**, 229-248.

- Montardi, Y., 1987, Etude du frittage et de la déformation plastique expérimentale de plagioclases, *Thèse de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier II*, France, pp. 249.
- Montelli, R., Nolet, G., Dahlen, F.A., Masters, G., Engdahl, E.R., and Hung, S-H., 2004, Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle, *Science*, **303**, 338-343.
- Morgan, W.J., 1972, Plate motions and deep convection, *Geol. Soc. Am. Mem.*, **132**, 7-22.
- Müller, D., Roest, W., Royer, J., Gahagan, L., and Sclater, J., 1997, Digital isochrons of the world's oceanic floor, *J. Geophys. Res.*, **102**, 3211-3214.
- Müller, R.D., Roest, W.R., Royer, J.-Y., Gahagan, L.M., and Sclater, J.G., 1993, A digital age map of the ocean floor, *Scripps Inst. Of Oceanogr. Ref. Ser.*, 93-30, Scripps Inst. Of Oceanogr., La Jolla, Calif.
- Müller, T. and Zürn, W., 1983, Observation of gravity changes during the passage of cold fronts, *J. Geophysics*, **53**, 155-162.
- Murphy, W.F. III, 1982, Effects of partial water saturation on attenuation in sandstones, *J. Acoust. Soc. Am.*, **71**, 1458-1468.
- Musgrave, M.J.P., 1970, *Crystal Acoustics*, Holden-Day, San Francisco.
- Nakanishi, I., 1979, Attenuation of multiple ScS waves beneath the Japanese arc, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **19**, 337-347.
- Neuville, D.R. and Richet, P., 1991, Viscosity and mixing in molten (Ca, Mg) pyroxenes and garnets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **55**, 1011-1021.
- Neuville, D.R., 1992, Etude des propriétés thermodynamiques et Rhéologiques des Silicates Fondus, *Thèse de l'Université de Paris VII*, pp 278.
- Neuville, D.R., Courtial, P., Dingwell, D.B., and Richet, P., 1993, Thermodynamic and rheological properties of rhyolite and andesite melts, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **113**, 471-483.
- Nicolas, A. and Christensen, N.I., 1987, Formation of anisotropy in upper mantle peridotites - A review, in *Composition, Structure and Dynamics of the Lithosphere-Asthenosphere System*, Vol 16, edited by Fuchs, K., and Froidevaux, C., pp. 111-123, AGU, Washington, D. C.
- Nicolas, A., Boudier, F., and Boullier, A.M., 1973, Mechanisms of flow in naturally and experimentally deformed peridotites, *Am. J. Sci.*, **273**, 853-876.
- Nicolas, A. and Poliakov, A., 2001, Melt migration and mechanical state in the lower crust of oceanic ridges, *Terra Nova*, **13**, 64-69.
- Nicolas, A. and Ildefonse, B., 1996, Flow mechanism and viscosity in basaltic magma chambers, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2013-2016.
- Nicolas, A., Boudier, F., and Ildefonse, B., 1994, Evidence from the Oman ophiolite for active mantle upwelling beneath a fast-spreading ridge, *Nature*, **370**, 51-53.
- Nicolas, A., 1992, Kinematics in Magmatic Rocks with Special Reference to Gabbros, *Journal of Petrology*, **33**, 891-915.

- Nishimura, C.E. and Forsyth, D.F., 1985, Anomalous Love-wave phase velocities in the Pacific: sequential pure-path and spherical harmonic inversion, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **81**, 389-407.
- Nishimura, C.E. and Forsyth, D.F., 1988, Rayleigh wave phase velocities in the Pacific with implications for azimuthal anisotropy and lateral heterogeneities, *Geophys. J. Int.*, **94**, 479-501.
- Niu, F., Inoue, H., Suetsugu, D., and Kanjo, K., 2000, Seismic evidence for a thinner mantle transition zone beneath the South Pacific Superswell, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1981-1984.
- Nowick, A.S. and Berry, B.S., 1972, Anelastic relaxation in crystalline solids, 677 pp., Academic Press, New York.
- O'Connell, R.J. and Budiansky, B., 1977, Viscoelastic Properties of Fluid-Saturated Cracked Solids, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5719-5735.
- Okal, E.A. and Cazenave, A., 1985, A model for the plate tectonic evolution of the east-central Pacific based on SEASAT investigations, *Earth Planetary Science Letters*, **72**, 99-116.
- Okal, E.A. and Anderson, D.L., 1975, A study of lateral inhomogeneities in the upper mantle by multiple ScS travel-time residuals, *Geophys. Res. Lett.*, **2**, 313-316.
- Pallister, J.S. and Hopson, C.A., 1981, Semail ophiolite plutonic suite; field relations, phase variation, cryptic variation and layering, and a model of a spreading ridge magma chamber, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2593-2644.
- Pearson, K., 1901, On lines and planes of closest fit to system of points in space, *Phil. Mag.*, **2**, 559-572.
- Pedersen, R.B., Malpas, J. and Falloon, T., 1996, Petrology and Geochemistry of gabbroic and related rocks from site 894, Hess Deep, in *Proc. ODP, Sci. Results*, edited by Mével, C., Gillis, K.M., Allan, J.F., and Meyer, P.S., pp. 3-19, College Station, TX (Ocean Drilling Program).
- Peterson, J., 1993. Observation and modeling of seismic background noise, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep*, 93-322, 1-95.
- Pezotti, G., 2003, Mechanical spectroscopy methods for the quantitative analysis of intergranular glass viscosity in polycrystalline ceramics, *Journal of Non-Crystalline Solids*, **321**, 37-51.
- Raitt, R.W., 1963, Seismic refraction studies of the Mendocino fracture zone, MPL-U-23/63, Marine Physical Lab., Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego.
- Raj, R. and Ashby, M.F., 1975, On grain boundary sliding and diffusional creep, *Metallurgical Transactions A*, **6A**, 1499-1509.
- Raj, R., 1975, Transient behavior of diffusion-induced creep and creep rupture, *Metallurgical Transactions A*, **6A**, 1499-1509.
- Raj, R. and Ashby, M.F., 1971, On grain boundary sliding and diffusional creep, *Metallurgical Transactions*, **2**, 1113-1127.
- Ricard, Y. and Froidevaux, C., 1986, Stretching instabilities and lithospheric boudinage, *J. Geophys. Res.*, **91**, 8314-8324.

- Richet, P., Lejeune, A.-M., Holtz, F., and Roux, J., 1996, Water and the viscosity of andesite melts, *Chemical Geology*, **128**, 185-197.
- Richet, P., 1986, Low-temperature heat capacity of diopside glass (CaMgSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>): A calorimetric test of the configurational-entropy theory applied to the viscosity of liquid silicates, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **50**, 1521-1533.
- Richet, P., 1984, Viscosity and configurational entropy of silicate melts, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **48**, 471-483.
- Ringwood, A.E., 1991, Phase transitions and their bearing on the constitution and dynamics of the mantle, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **55**, 2083-2110.
- Ritsema, J., van Heijst, H.J., and Woodhouse, J.H., 1999, Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland, *Science*, **286**, 1925-1928.
- Rivers, M.L. and Carmichael, I.S.E., 1987, Ultrasonic Studies of Silicate Melts, *J. Geophys. Res.*, **92**, 9247-9270.
- Romanowicz, B. and Gung, Y., 2002, Superplumes from the core-mantle boundary to the lithosphere: implications for heat flux, *Science*, **296**, 513-516.
- Romanowicz, B., 1995, A global tomographic model of shear attenuation in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **100**, 12 375–12 394.
- Romanowicz, B., 1994, Anelastic tomography: a new perspective on upper-mantle thermal structure, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **128**, 113-121.
- Rümpker, G. and Silver, P.G., 2000, Calculating splitting parameters for plume-type anisotropic structures of the upper mantle, *Geophys. J. Int.*, **143**, 507-520.
- Russo, R. and Okal, E., 1998, Shear wave splitting and upper mantle deformation in French Polynesia: Evidence for small-scale heterogeneity related to the Society hotspot, *J. Geophys. Res.*, **103**, 15 089-15 107.
- Rybacki, E. and Dresen, G., 2000, Dislocation and diffusion creep of synthetic anorthite aggregates, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 26 017-26 036.
- Sallarès, V. and Charvis, P., 2003, Crustal thickness constraints on the geodynamic evolution of the Galapagos Volcanic Province, *Earth and Planetary Science Letters*, **214**, 545-559.
- Sandwell, D.T., Winterer, E.L., Mammerrickx, J., Duncan, R.A., Lynch, M.A., Levitt, D.A., and Johnson C.L., 1995, Evidence for diffuse extension of the Pacific plate from Pukapuka ridges and cross-grain gravity lineations, *J. Geophys. Res.*, **100**, 15 087– 15 099.
- Sato, H. and Ida, Y., 1984, Low frequency electrical impedance of partially molten gabbro: the effect of melt geometry on electrical properties, *Tectonophysics*, **107**, 105-134.
- Savage, M.K., 1999, Seismic anisotropy and Mantle deformation: What have we learned from shear wave splitting? *Reviews of Geophysics*, **37**, 65-106.
- Schairer, J.F. and Bowen, N.L., 1955, The system K<sub>2</sub>O-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>, *American Journal of Science*, **253**, 681-746.
- Schairer, J.F. and Bowen, N.L., 1956, The system Na<sub>2</sub>O-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>, *American Journal of Science*, **254**, 129-195.
- Schairer, J.F. and Yagi, K., 1952, The system FeO-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>, *Am. J. Sci.*, Bowen vol., 471–512.

- Schmeling, H., 1985, Numerical models on the influence of partial melt on elastic, anelastic and electric properties of rocks. Part I: elasticity and anelasticity, *Phys. Earth Planet. Int.*, **41**, 34-57.
- Schmeling, H., 1983, Numerische Modelle über den Einfluss partieller Schmelze auf elastische, anelastische und elektrische Eigenschaften von Gesteinen mit Anwendung auf Labordaten und die Asthenosphäre. *Dissertation, Instituts für Meteorologie und Geophysik, J.W. Goethe Universität Frankfurt*, pp. 268.
- Schulte-Pelkum, V., Earle, P.S., and Vernon, F.L., 2004. Strong directivity of ocean-generated seismic noise, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **5**, Q03004, doi:10.1029/2003GC000520.
- Schulte-Pelkum V., Masters, G., and Shearer, P.M., 2001, Upper mantle anisotropy from long-period P polarization, *J. Geophys. Res.*, **106**, 21 917-21 934.
- Schilling, J.G., Anderson, N., and Vogt, P., 1976, Rare earth, Fe and Ti variations along the Galapagos spreading centre, and their relationship to the Galapagos mantle plume, *Nature*, **261**, 108-113.
- Shaw, H.R., 1972, Viscosities of magmatic silicate liquids: an empirical method of prediction, *Am. J. Sci.*, **272**, 870-893.
- Shearer, P.M., 1999, *Introduction to Seismology*, 260 pp., Cambridge University Press.
- Shearer, P.M., 1996, Transition zone velocity gradients and the 520 km discontinuity, *J. Geophys. Res.*, **101**, 3053-3066.
- Shen, Y., Solomon, S., Bjarnason, I., and Wolfe, C., 1998, Seismic evidence for a lower-mantle origin of the Iceland plume, *Nature*, **395**, 62-65.
- Sichoix, L., Bonneville, A., and McNutt, M., 1998, The seafloor swells and the superswell in French Polynesia, *J. Geophys. Res.*, **103**, 27 123-27 133.
- Sichoix, L. and Bonneville, A., 1996, Prediction of bathymetry in French Polynesia constrained by shipboard data, *Geophys. Res. Lett.*, **3** (18), 2469-2472.
- Silver, P.G. and Savage, M.K., 1994, The interpretation of shear-wave splitting parameters in the presence of two anisotropic layers, *Geophys. J. Int.*, **119**, 949-963.
- Silver, P.G. and Chan, W.W., 1991, Shear wave splitting and subcontinental deformation, *J. Geophys. Res.*, **96**, 16 429-16 454.
- Silver, P.G. and Chan, W.W., 1988, Implications for continental structure and evolution from seismic anisotropy, *Nature*, **335**, 34-39.
- Sinha, M.C., Navin, D., A., MacGregor, L.M., Constable, S., Pierce, C., White, A., Heinson, G., Inglis, M.A., 1999, Evidence for accumulated melt beneath the slow-spreading Mid-Atlantic Ridge. Cambridge University Press, pp 17-37.
- Sinton, C.W., Duncan, R.A., Storey, M., Lewis, J., and Estrada, J.J., 1998, An oceanic flood basalt province within the Caribbean plate, *Earth Planetary Science Letters*, **155**, 221-235.
- Sipkin, S.A., 1988, Estimation of the attenuation operator for multiple ScS waves using digitally recorded broadband data, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 832-835.
- Sipkin, S.A. and Jordan, T.H., 1976, Lateral Heterogeneity of the upper mantle determined from the travel times of multiple ScS, *J. Geophys. Res.*, **81**, 6307-6320.

- Sipkin, S.A. and Jordan, T.H., 1979, Frequency dependence of  $Q_{ScS}$ , *Bull. Seism. Soc. Am.*, **69**, 1055-1079.
- Sipkin, S.A. and Jordan, T.H., 1980, Regional variations of  $Q_{ScS}$ , *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 1071-1102.
- Sipkin, S.A. and Revenaugh, J., 1994, Regional variation of attenuation and travel time in China from analysis of multiple-ScS phases, *J. Geophys. Res.*, **99**, 2687-2699.
- Sleep, N.H., 1990, Hotspots and mantle plumes: some phenomenology, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6715-6736.
- Sorrels, G.G., 1971. A preliminary investigation into the relationship between long-period seismic noise and local fluctuations in the atmospheric pressure field, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **26**, 71-82.
- Sorrels, G.G., McDonald, J.A., Der, Z.A., and Herrin, E., 1971, Earth motion caused by local atmospheric pressure changes, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **26**, 83-98.
- Steinberger, B., 2000, Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots, *J. Geophys. Res.*, **105**, 11 127-11 152.
- Stutzmann, E., Roullet, G., and Astiz, L., 2000, GEOSCOPE station noise levels, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **90**, 690-701.
- Suetsugu, D., 2001, A low  $Q_{ScS}$  anomaly near the South Pacific superswell, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 391-394.
- Takahashi, E., 1986, Melting of a Dry Peridotite KLB-1 up to 14 GPa: Implications on the Origin of Peridotitic UpperMantle, *J. Geophys. Res.*, **91**, 9367-9382.
- Talandier, J. and Bouchon, M., 1979, Propagation of high frequency Pn waves at great distances in the Central and South Pacific and its implications for the structure of the lower lithosphere, *J. Geophys. Res.*, **84**, 5613-5619.
- Talandier, J. and Okal, E.A., 1987, Crustal structure in the Tuamotu and Society Islands, French Polynesia, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **88**, 499-528.
- Tan, B.H., Jackson, I., and Gerald, J.D.F., 2001, High-temperature viscoelasticity of fine-grained polycrystalline olivine, *Phys. Chem. Minerals*, **28**, 641-664.
- Tan, B.H., Jackson, I., and Gerald, J.D.F., 1997, Shear wave dispersion and attenuation in fine-grained synthetic olivine aggregates: preliminary results, *Geophys. Res. Letters*, **24**, 1055-1058.
- Tommasi, A., Godard, M., Coromina, G., Dautria, J-M., and Barszczus, H., 2004, Compositional seismic velocity anomalies and anisotropy in the lithosphere above mantle plumes: A petrological and microstructural study of mantle xenoliths from French Polynesia, *Earth Plan. Sci. Lett.*, **27**, 539-556.
- Tommasi, A., Vauchez, A., and Russo, R., 1996, Seismic anisotropy in ocean basins: resistive drag of sublithospheric mantle?, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2991-2994.
- Toomey, D.R., Wilcock, W.S.D., Conder, J.A., Forsyth, D.W., Blundy, J.D., Parmentier, E.M., Hammond, W.C., 2002, Asymmetric mantle dynamics in the MELT region of the East Pacific Rise, *Earth and Planetary Science Letters*, **200**, 287-295.
- Toomey, D.R., Wilcock, W.S.D., Solomon, S.C., Hammond, W.C., and Orcutt, J.A., 1998, Mantle seismic structure beneath the MELT region of the East Pacific Rise from P and S wave tomography, *Science*, **280**, 1224-1227.



- Tselentis, G.A., 1998, Intrinsic and scattering seismic attenuation in W. Greece, *Pure and Applied Geophysics*, **153**, 703-712.
- Turcotte, D.L., 1973, E.R. Oxburgh, Mid-plate tectonics, *Nature*, **244**, 337-339.
- Vaucher, A., Tommasi, A., Barruol, G., and Maumus, J., 2000, Upper mantle deformation and seismic anisotropy in continental rifts, *Physics and chemistry of the Earth*, **25**, 111-117.
- Villagomez, D.R., Toomey, D.R., Hooft, E.E., and Solomon, S.C., 2004, Upper mantle structure beneath the Galapagos hotspot from surface wave tomography, *EOS Trans. AGU*, 85(47), Fall Meet. Suppl., Abstract, V51B-0571.
- Vlaar, N. J., 1968, Ray theory for an anisotropic inhomogeneous elastic medium, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **58**, 2053-2072.
- Waff, H.S. and Faul, U.H., 1992, Effects of crystalline anisotropy on fluid distribution in ultramafic partial melts, *J. Geophys. Res.*, **97**, 9003-9014.
- Walker, K.T., 2003, Exploring problems in tectonics and geodynamics with seismology, Thèse de l'Université de Stanford, pp. 273.
- Walker, K.T., Bokelmann, G.H.R., Klemperer, S.L., 2001, Shear-Wave Splitting to test mantle deformation Models around Hawaii, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 4319-4322.
- Walsh, J.B., 1968, Attenuation in partially melted material, *J. Geophys. Res.*, **73**, 2209.
- Walsh, J.B., 1969, New Analysis of Attenuation in Partially Melted Rock, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4333-4337.
- Walte, N.P., Bons, P.D., Passchier, C.W., and Koehn, D., 2003, Disequilibrium melt distribution during static recrystallization, *Geology*, **31**, 1009-1012.
- Wang, Z., Dresen, G., and Wirth, R., 1996, Diffusion creep of fine-grained polycrystalline anorthite at high temperature, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3111-3114.
- Wark, D.A., Williams, C.A., Watson, E.B., and Price, J.D., 2003, Reassessment of pore shapes in microstructurally equilibrated rocks, with implications for permeability of the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2050, doi:10.1029/2001JB001575.
- Webb, S. and Jackson, I., 2003, Anelasticity and microcreep in polycrystalline MgO at high temperature: an exploratory study, *Phys. Chem. Minerals*, **30**, 157-166.
- Webb, S.C., 1998, Broadband seismology and noise under the ocean, *Rev. Geophys.*, **36**, 105-142.
- White, W. and Duncan, R., 1996, Geochemistry and geochronology of the Society Islands: New evidence for deep mantle recycling. In Basu, A. and Hart, S. (Eds.), *Earth processes: Reading the isotopic code*, **95**, pp. 183-206, AGU Geophysical Monograph.
- White, W.M., McBirney, A., and Duncan, R.A., 1993, Petrology and geochemistry of the Galapagos islands: portrait of a pathological mantle plume, *J. Geophys. Res.*, **98**, 19 533-19 563.
- Wilcock, W.S.D., Purdy, G.M., Solomon, S.C., and Toomey, D.R., 1995, Seismic attenuation structure of the East Pacific Rise near 9° 30'N, *J. Geophys. Res.*, **100**, 24 147-24 165.
- Wilcock, W.S.D., Solomon, S.C., Purdy, G.M., and Toomey, D.R., 1992, The seismic attenuation structure of a fast-spreading ridge, *Science*, **258**, 1470-1474.
- Wilson, J.T., 1963, A possible origin of the Hawaiian Islands, *Canadian J. Phys.*, **41**, 863-870.

- Wolfe, C.J. and Silver, P.G., 1998, Seismic anisotropy of oceanic upper mantle: Shear wave splitting methodologies and observations, *J. Geophys. Res.*, **103**, 749-771.
- Wolfe, C.J. and Solomon, S.C., 1998, Shear-wave splitting and implications for mantle flow beneath the MELT Region of the East Pacific Rise, *Science*, **280**, 1230-1232.
- Xiao, X.H., Dimanov, A., Dresen, G., and Wirth, R., 1996, Transition from diffusion to dislocation creep in synthetic polycrystalline anorthite, *EOS Trans. AGU*, 77 (46), Fall Meeting Suppl., F716.
- Yardley, G.S. and Crampin, S., 1991, Extensive-dilatancy anisotropy: relative information in VSPs and reflection surveys, *Geophys. Prospect.*, **39**, 337-355.
- Yoshida, M. and Tsujiura, M., 1975, Spectrum and attenuation of multiply reflected core phases, *J. Phys. Earth*, **23**, 31-42.
- Zener, C., 1948, Elasticity and anelasticity of metals, 163 pp., University of Chicago Press, Chicago.
- Zhang, S. and Karato, S.-I., 1995, Lattice preferred orientation of olivine aggregates deformed in simple shear, *Nature*, **375**, 774-777.

# **ANNEXES**



**Annexe 1**

*Déphasage des ondes de cisaillement au niveau de 17 stations du Pacifique sud*

Station	EventID	Year	Month	Day	Time	Latitude (°)	Longitude (°)	Depth (km)	Phase	Back-azimuth (°)	φ (°)	δt (s)	Quality
PTCN	PTCN01	1998	6	1	05:34:03.50	52.889	160.067	44	SKS	325	null	null	poor
PTCN	PTCN02	1998	9	2	08:37:29.90	5.410	126.764	50	SKS	269	null	null	poor
PTCN	PTCN03	1999	12	11	18:03:36.40	15.766	119.740	33	SKS	277	null	null	poor
PTCN	PTCN04	2000	1	28	14:21:07.30	43.046	146.837	61	SKS	312.	111±13	1.6±0.5	good
PTCN	PTCN05	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKS	296.	null	null	good
PTCN	PTCN06	2001	12	2	13:01:53.60	39.402	141.089	123	SKS	306.8	null	null	poor
PTCN	PTCN07	2002	3	5	21:16:09.10	6.033	124.249	31	SKS	268.9	null	null	poor
PTCN	PTCN08	2002	10	16	10:12:21.40	51.952	157.323	102	SKS	323.2	null	null	poor
PTCN	PTCN09	2002	11	3	03:37:42.00	38.886	141.977	39	SKS	306.6	null	null	poor
PTCN	PTCN10	2002	11	7	15:14:06.70	51.197	179.334	33	SKS	330.9	null	null	poor
PTCN	PTCN11	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	316.3	85±6	0.84±0.1	good
PTCN	PTCN12	2003	5	26	09:24:33.40	38.849	141.568	68	SKS	306.4	null	null	poor
PTCN	PTCN13	2003	6	15	19:24:33.10	51.552	176.923	20	SKS	330.1	null	null	poor
PTCN	PTCN14	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	327.2	83±7.5	1.16±0.25	good
PTCN	PTCN15	2003	10	31	01:06:28.20	37.812	142.619	10	SKS	305.7	null	null	poor
RAR	RAR01	1995	10	6	18:09:45.90	-2.089	101.414	33	SKS	264.9	null	null	poor
RAR	RAR02	1995	11	8	07:14:18.50	1.853	95.062	33	SKS	266.2	109±14	1.76±0.64	fair
RAR	RAR03	1996	2	3	11:14:19.80	27.299	100.341	10	SKS	292.9	130±7	1.74±0.40	fair
RAR	RAR04	1996	6	2	02:52:09.50	10.797	-42.254	10	SKS	89.3	null	null	fair
RAR	RAR05	1997	11	8	10:02:52.60	35.069	87.325	33	SKS	299.	null	null	poor
RAR	RAR06	1997	11	28	22:53:41.50	-13.740	-68.788	586	SKS	103.1	null	null	poor
RAR	RAR07	1997	12	11	07:56:28.80	3.929	-75.787	178	SKS	84.2	null	null	poor
RAR	RAR08	2000	6	7	21:46:55.90	26.856	97.238	33	SKS	291.7	null	null	poor
RAR	RAR09	2000	6	10	18:23:29.30	23.843	121.225	33	SKS	296.	null	null	poor
RAR	RAR10	2000	10	25	09:32:23.90	-6.549	105.630	38	SKS	262.	137±10	2.2±0.5	poor
RAR	RAR11	2000	11	7	00:18:04.90	-55.627	-29.876	10	SKS	154.	null	null	poor
RAR	RAR12	2001	10	17	11:29:09.90	19.354	-64.932	33	SKS	73.5	null	null	poor
RAR	RAR13	2002	6	28	17:19:30.20	43.752	130.666	566	SKS	317.2	null	null	poor
RAR	RAR14	2002	9	13	22:28:29.40	13.036	93.068	21	SKS	276.5	null	null	poor

*Déphasage des ondes de cisaillement au niveau de 17 stations du Pacifique sud*

**Annexe 1**

RAR	RAR15	2002	9	15	08:39:32.70	44.833	129.923	586	SKS	317.9	null	null	poor
RAR	RAR16	2002	11	2	01:26:10.70	2.824	96.085	30	SKS	267.5	97±6	2.60±0.72	good
RAR	RAR17	2002	11	2	09:46:46.70	2.954	96.394	27	SKS	267.7	null	null	poor
RAR	RAR18	2003	9	22	04:45:36.20	19.777	-70.673	10	SKS	71.3	null	null	poor
RAR	RAR19	2003	9	27	11:33:25.00	50.038	87.813	16	SKS	316.3	null	null	poor
RPN	RPN01	1991	2	21	02:35:34.10	58.427	-175.450	20	SKS	331	47±6	1.8±0.47	good
RPN	RPN02	1993	4	19	21:01:48.90	4.015	128.204	23	SKS	258	null	null	poor
RPN	RPN03	1993	8	8	08:34:24.90	12.982	144.801	59	SKS	275	null	null	poor
RPN	RPN04	1993	10	11	15:54:21.20	32.020	137.832	351	SKS	292	-22±12	0.85±0.2	fair
RPN	RPN05	1995	1	6	22:37:37.90	40.227	142.242	57	SKS	303	16±8	1.8±0.45	good
RPN	RPN06	1997	12	5	11:26:54.60	54.841	162.035	33	SKS	322	40±8	2.6±0.75	poor
RPN	RPN07	1998	11	29	14:10:31.90	-2.071	124.891	33	SKS	250	null	null	poor
RPN	RPN08	2000	2	6	11:33:52.20	-5.844	150.876	33	SKS	260	null	null	poor
RPN	RPN09	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKS	284	4±12	2.60±1.05	poor
RPN	RPN10	2000	6	9	01:27:15.10	-5.071	152.495	33	SKS	262	null	null	poor
RPN	RPN11	2001	2	24	07:23:48.70	1.271	126.249	35	SKKS	254	null	null	poor
RPN	RPN12	2001	6	14	19:48:47.80	51.160	-179.828	18	SKS	323	43±12	2.05±0.95	fair
RPN	RPN13	2001	12	2	13:01:53.60	39.402	141.089	123	SKS	301.4	null	null	poor
RPN	RPN14	2002	1	10	11:14:56.90	-3.212	142.427	11	SKS	258.6	null	null	poor
RPN	RPN15	2002	11	7	15:14:06.70	51.197	179.334	33	SKS	322.8	null	null	poor
RPN	RPN16	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	311.9	32±2	2.10±0.42	fair
RPN	RPN17	2002	11	26	00:48:15.00	51.465	-173.537	20	SKS	325.5	null	null	poor
RPN	RPN18	2003	2	10	04:49:31.10	-6.011	149.792	33	SKS	259.7	null	null	poor
RPN	RPN19	2003	2	19	03:32:36.30	53.645	-164.643	19	SKS	330.6	null	null	poor
RPN	RPN20	2003	6	15	19:24:33.10	51.552	176.923	20	SKS	322.3	43±7	2.50±0.76	poor
RPN	RPN21	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	322.1	null	null	poor
RPN	RPN22	2003	6	23	12:12:34.40	51.439	176.783	20	SKS	322.1	41±19	1.88±0.90	poor
RAI	RAI01	2003	5	26	09:24:33.40	38.849	141.568	68	SKS	313	null	null	poor
RAI	RAI02	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKKS	277	null	null	fair
RAI	RAI03	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	333	null	null	good



*Déphasage des ondes de cisaillement au niveau de 17 stations du Pacifique sud*

**Annexe 1**

RAI	RAI04	2003	9	25	19:50:06.30	41.815	143.910	27	SKS	316	null	null	poor
RAI	RAI05	2004	7	25	14:35:19.00	-2.427	103.981	582	SKKS	260.1	-55±14	1.24±0.34	good
ANA	ANA01	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	293	null	null	fair
ANA	ANA02	2002	6	13	01:27:19.40	-47.801	99.751	10	SKS	218	null	null	poor
ANA	ANA03	2002	9	13	22:28:29.40	13.036	93.068	21	SKKS	274	null	null	fair
ANA	ANA04	2002	10	14	14:12:43.70	41.174	142.249	61	SKS	314	null	null	fair
ANA	ANA05	2002	11	2	01:26:10.70	2.824	96.085	30	SKS	264	null	null	good
ANA	ANA06	2002	11	2	09:46:46.70	2.954	96.394	27	SKS	264	null	null	fair
ANA	ANA07	2002	11	3	03:37:42.00	38.886	141.977	39	SKS	312	null	null	fair
ANA	ANA08	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	321	null	null	good
ANA	ANA09	2002	12	17	04:32:53.00	-56.952	-24.825	10	SKS	152	null	null	good
ANA	ANA10	2002	12	18	14:12:21.70	-57.092	-24.981	10	SKS	152	null	null	poor
ANA	ANA11	2003	1	6	23:43:50.80	15.651	119.658	10	SKS	284	null	null	good
ANA	ANA12	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	276	127±5.5	1.23±0.19	good
ANA	ANA13	2003	10	31	01:06:28.20	37.812	142.619	10	SKS	311	null	null	fair
HAO	HAO01	2001	10	19	03:28:44.40	-4.102	123.907	33	SKS	265	null	null	fair
HAO	HAO02	2002	3	5	21:16:09.10	6.033	124.249	31	SKS	274	null	null	good
HAO	HAO03	2002	3	26	03:45:48.70	23.346	124.090	33	SKS	291	null	null	fair
HAO	HAO04	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	291	null	null	good
HAO	HAO05	2003	5	26	09:24:33.40	38.849	141.568	68	SKS	310	null	null	fair
HAO	HAO06	2003	5	26	19:23:27.90	2.354	128.855	31	SKS	272	null	null	good
HAO	HAO07	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	275	117±4	1.77±0.30	good
HAO	HAO08	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	331	99±14	0.85±0.24	good
HAO	HAO09	2003	9	29	02:36:53.10	42.450	144.380	25	SKS	314	null	null	poor
HAO	HAO10	2003	10	8	09:06:55.30	42.648	144.570	32	SKS	315	null	null	poor
HAO	HAO11	2003	10	18	22:27:13.20	0.444	126.103	33	SKS	270	null	null	poor
HAO	HAO12	2003	10	31	01:06:28.20	37.812	142.619	10	SKS	310	null	null	poor
HAO	HAO13	2003	11	18	17:14:22.60	12.025	125.416	35	SKS	280	null	null	poor
HIV	HIV01	2001	10	19	03:28:44.40	-4.102	123.907	33	SKS	265	null	null	fair
HIV	HIV02	2001	12	2	13:01:53.60	39.402	141.089	123	SKS	310	null	null	fair

*Déphasage des ondes de cisaillement au niveau de 17 stations du Pacifique sud*

**Annexe 1**

HIV	HIV03	2001	12	18	04:02:58.20	23.954	122.734	14	SKS	293	null	null	fair
HIV	HIV04	2002	1	1	11:29:22.70	6.303	125.650	138	SKS	275	null	null	fair
HIV	HIV05	2002	3	5	21:16:09.10	6.033	124.249	31	SKS	275	null	null	fair
HIV	HIV06	2002	3	26	03:45:48.70	23.346	124.090	33	SKS	292	null	null	fair
HIV	HIV07	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	293	null	null	fair
HIV	HIV08	2002	7	30	06:55:07.70	-57.889	-23.242	33	SKS	151	null	null	poor
HIV	HIV09	2002	8	2	23:11:39.10	29.280	138.970	426	SKS	300	null	null	fair
HIV	HIV10	2002	8	15	05:30:26.20	-1.196	121.333	10	SKS	267	null	null	fair
HIV	HIV11	2002	8	24	18:40:53.40	43.110	146.118	42	SKS	315	null	null	poor
HIV	HIV12	2002	9	13	22:28:29.40	13.036	93.068	21	SKKS	279	null	null	poor
HIV	HIV13	2002	9	13	22:28:29.40	13.036	93.068	21	SKS	279	null	null	fair
HIV	HIV14	2002	9	15	08:39:32.70	44.833	129.923	586	SKS	314	null	null	good
HIV	HIV15	2002	10	10	10:50:20.50	-1.757	134.297	10	SKS	269	null	null	fair
HIV	HIV16	2002	10	14	14:12:43.70	41.174	142.249	61	SKS	312	null	null	fair
HIV	HIV17	2002	11	2	01:26:10.70	2.824	96.085	30	PKS	267	null	null	good
HIV	HIV18	2002	11	3	03:37:42.00	38.886	141.977	39	SKS	310	null	null	good
MAU	MAU01	2002	6	22	02:58:21.30	35.626	49.047	10	SKSdf	319	null	null	poor
MA2	MA201	2002	11	15	19:58:31.70	-56.051	-36.404	10	SKS	150	null	null	poor
MA2	MA202	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	323	72±5	1.27±0.33	poor
MA2	MA203	2003	9	22	04:45:36.20	19.777	-70.673	10	SKS	69	null	null	fair
MAT	MAT01	2002	3	5	21:16:09.10	6.033	124.249	31	SKS	277	null	null	fair
MAT	MAT02	2002	3	26	03:45:48.70	23.346	124.090	33	SKS	293	null	null	poor
MAT	MAT03	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	294	null	null	fair
MAT	MAT04	2002	5	28	16:45:17.10	24.069	122.264	33	SKS	293	null	null	poor
MAT	MAT05	2002	9	13	22:28:29.40	13.036	93.068	21	SKS	277	null	null	poor
MAT	MAT06	2002	9	15	08:39:32.70	44.833	129.923	586	SKS	315	113±10	1.88±0.49	fair
MAT	MAT07	2002	11	15	19:58:31.70	-56.051	-36.404	10	SKS	149	null	null	poor
MAT	MAT08	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	322	null	null	poor
MAT	MAT09	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	277	null	null	good
MAT	MAT10	2003	9	27	11:33:25.00	50.038	87.813	16	SKKS	320	null	null	fair

*Déphasage des ondes de cisaillement au niveau de 17 stations du Pacifique sud*

**Annexe 1**

RAP	RAP01	2001	12	2	13:01:53.60	39.402	141.089	123	SKS	311	null	null	fair
RAP	RAP02	2002	3	5	21:16:09.10	6.033	124.249	31	SKS	275	null	null	fair
RAP	RAP03	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	290	null	null	poor
RAP	RAP04	2002	5	28	16:45:17.10	24.069	122.264	33	SKS	290	null	null	fair
RAP	RAP05	2002	7	11	07:36:26.00	24.075	122.288	43	SKS	290	null	null	fair
RAP	RAP06	2002	10	6	15:46:33.00	-8.197	118.341	10	SKS	259	null	null	fair
RAP	RAP07	2003	5	26	09:24:33.40	38.849	141.568	68	SKS	311	null	null	poor
RAP	RAP08	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	275	null	null	good
RAP	RAP09	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	332	111±18	0.88±0.53	fair
RAP	RAP10	2003	9	25	19:50:06.30	41.815	143.910	27	SKS	314	111±10	1.40±0.39	fair
RAP	RAP11	2002	8	19	11:08:24.30	-23.884	178.495	675	S	273	null	null	good
REA	REA01	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	290	null	null	fair
REA	REA02	2002	8	20	10:59:32.00	30.986	141.966	9	SKS	302	null	null	poor
REA	REA03	2002	10	14	14:12:43.70	41.174	142.249	61	SKS	311	null	null	fair
REA	REA04	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	319	74±6	1.35±0.23	good
REA	REA05	2003	5	26	09:24:33.40	38.849	141.568	68	SKS	309	null	null	poor
REA	REA06	2003	5	26	19:23:27.90	2.354	128.855	31	SKS	271	null	null	fair
REA	REA07	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	273	null	null	poor
REA	REA08	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	329	78±3	2±0.27	good
REA	REA09	2003	11	18	17:14:22.60	12.025	125.416	35	SKS	279	null	null	poor
RUR	RUR01	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	294	null	null	fair
RUR	RUR02	2002	10	14	14:12:43.70	41.174	142.249	61	SKS	316	null	null	good
RUR	RUR03	2002	10	16	10:12:21.40	51.952	157.323	102	SKS	331	null	null	poor
RUR	RUR04	2002	11	2	01:26:10.70	2.824	96.085	30	SKS	264	null	null	good
RUR	RUR05	2002	11	3	03:37:42.00	38.886	141.977	39	SKS	314	null	null	fair
RUR	RUR06	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	278	87±2	2.38±0.35	good
RUR	RUR07	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	335	112±11	1±0.23	fair
TAK	TAK01	2002	3	5	21:16:09.10	6.033	124.249	31	SKS	276	null	null	poor
TAK	TAK02	2002	3	26	03:45:48.70	23.346	124.090	33	SKS	292	null	null	poor
TAK	TAK03	2002	3	31	06:52:50.40	24.279	122.179	32	SKS	293	null	null	good

*Déphasage des ondes de cisaillement au niveau de 17 stations du Pacifique sud*

**Annexe 1**

TAK	TAK04	2002	5	28	16:45:17.10	24.069	122.264	33	SKS	293	null	null	fair
TAK	TAK05	2002	9	13	22:28:29.40	13.036	93.068	21	SKS	276	null	null	poor
TAK	TAK06	2002	9	15	08:39:32.70	44.833	129.923	586	SKS	314.5	null	null	good
TAK	TAK07	2002	11	2	01:26:10.70	2.824	96.085	30	SKSdf	265	139±11	1.2±0.29	good
TAK	TAK08	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	321	64±9.5	1.48±0.50	good
TAK	TAK09	2003	5	14	06:03:35.80	18.266	-58.633	41	SKS	272	null	null	poor
TAK	TAK10	2003	5	26	23:13:29.70	6.761	123.707	565	SKS	276	105±4	2.15±0.56	fair
TAK	TAK11	2003	7	1	05:52:25.90	4.529	122.511	635	SKS	274	null	null	fair
TAK	TAK12	2003	9	27	11:33:25.00	50.038	87.813	16	SKS	321.4	null	null	fair
TAK	TAK13	2003	10	18	22:27:13.20	0.444	126.103	33	SKS	270.7	null	null	poor
RKTL	RKTL01	2000	7	25	03:14:29.70	-53.553	-3.169	10	SKS	154	null	null	poor
RKTL	RKTL02	2000	12	22	10:13:01.10	44.790	147.196	140	SKS	315	null	null	fair
RKTL	RKTL03	2001	1	1	06:57:04.10	6.898	126.579	33	SKS	273.1	null	null	poor
RKTL	RKTL04	2001	1	2	07:30:03.70	6.749	126.809	33	SKS	273.0	128±20	1.3±1	fair
RKTL	RKTL05	2001	2	24	07:23:48.70	1.271	126.249	35	SKS	268	128±10	1.2±0.3	good
RKTL	RKTL06	2001	10	19	03:28:44.40	-4.102	123.907	33	SKS	262	null	null	fair
RKTL	RKTL07	2002	1	1	11:29:22.70	6.303	125.650	38	SKS	272	109±10	2.15±0.75	fair
RKTL	RKTL08	2002	1	28	13:50:28.70	49.381	155.594	33	SKS	322	null	null	poor
RKTL	RKTL09	2002	3	26	03:45:48.70	23.346	124.090	33	SKS	288	null	null	poor
TBI	TBI01	2000	1	6	21:31:06.20	16.095	119.484	33	SKS	284	null	null	fair
TBI	TBI02	2000	6	7	23:45:26.60	-4.612	101.905	33	SKS	258	null	null	poor
TBI	TBI03	2000	7	25	03:14:29.70	53.553	-3.169	10	SKS	160	null	null	poor
TBI	TBI04	2000	10	25	09:32:23.90	-6.549	105.630	38	SKS	258	null	null	fair
TBI	TBI06	2001	1	3	14:47:49.50	43.932	147.813	33	SKS	320	null	null	fair
TBI	TBI07	2001	1	16	13:25:09.80	-4.022	101.776	28	SKS	259	null	null	fair
TBI	TBI08	2001	3	24	06:27:53.50	34.083	132.526	50	SKS	306	null	null	fair
TBI	TBI09	2001	8	13	20:11:23.40	41.046	142.308	38	SKS	315	123±8	2.1±0.8	fair
TBI	TBI10	2002	3	9	12:27:11.20	-56.019	-27.332	118	SKS	152	127±11	1.95±0.67	fair
TBI	TBI11	2000	5	4	20:36:32.40	-17.914	-178.522	515	S	276	null	null	fair
TBI	TBI12	2000	9	2	17:02:19.50	-20.073	-179.135	687	S	271	28±20	1.40±1.05	poor

*Déphasage des ondes de cisaillement au niveau de 17 stations du Pacifique sud*

**Annexe 1**

TPTL	TPTL01	1992	8	30	20:09:05.80	-17.918	-178.710	565	S	260	null	null	poor
TPTL	TPTL02	1993	3	21	05:04:59.20	-18.042	-178.528	588	S	260	null	null	poor
TPTL	TPTL03	1993	4	16	14:08:38.90	-17.778	-178.864	565	S	260	null	null	poor
TPTL	TPTL04	1993	5	2	11:26:54.90	-56.415	-24.491	12	SKS	152	null	null	poor
TPTL	TPTL05	1994	5	24	04:00:42.10	23.959	122.448	16	SKS	293	null	null	poor
TPTL	TPTL06	1994	6	5	01:09:30.10	24.511	121.905	11	SKS	294	null	null	poor
TPTL	TPTL07	1994	7	21	18:36:31.70	42.301	132.892	473	SKS	313	113±22	1±1.4	fair
TPTL	TPTL08	1994	10	12	06:43:41.80	13.738	124.521	33	SKS	284	null	null	poor
TPTL	TPTL09	1995	4	23	05:08:03.20	12.377	125.364	33	SKS	283	null	null	poor
TPTL	TPTL10	1995	5	8	18:08:09.60	11.567	125.900	33	SKS	282	null	null	poor
PPT	PPT01	1993	4	16	14:08:38.90	-17.778	-178.864	565	S	265	null	null	poor
PPT	PPT02	1998	1	27	21:05:44.30	-22.411	179.035	610	S	256	-52±18.5	1.6±0.675	poor
PPT	PPT03	1999	4	8	13:10:34.00	43.607	130.350	566	SKS	314	null	null	poor
PPT	PPT04	1999	12	11	18:03:36.40	15.766	119.740	33	SKS	285	null	null	poor
PPT	PPT05	2000	7	16	03:21:45.50	20.253	122.043	33	SKS	290	null	null	poor
PPT	PPT06	2000	8	4	21:13:02.70	48.786	142.246	10	SKS	322	null	null	poor
PPT	PPT07	2002	6	28	17:19:30.20	43.752	130.666	566	SKS	314	null	null	poor
PPTL	PPTL01	1993	5	2	11:26:54.90	-56.415	-24.491	12	SKS	153	null	null	good
PPTL	PPTL02	1994	7	21	18:36:31.70	42.301	132.892	473	SKS	314	null	null	good
PPTL	PPTL03	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	323	null	null	good

Station	EventID	Year	Month	Day	Time	Latitude (°)	Longitude (°)	Depth(km)	Phase	Back (°)	$\Phi$ (°)	$\delta t$ (s)	Quality
G01	G01E1	1999	8	22	12:40:45.90	-16.117	168.039	33	SKS	253.4	Null	Null	good
G01	G01E2	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKS	258.6	Null	Null	poor
G01	G01E3	2000	1	5	07:40:40.70	-11.371	165.378	33	SKS	258.1	Null	Null	fair
G01	G01E4	2001	10	12	15:02:16.80	12.686	144.980	37	SKKS	284.8	Null	Null	good
G01	G01E5	2002	1	2	17:22:48.70	-17.600	167.856	21	SKS	251.9	Null	Null	poor
G01	G01E6	2002	1	3	10:17:36.30	-17.664	168.004	10	SKS	251.9	Null	Null	poor
G02	G02E1	1999	8	22	12:40:45.90	-16.117	168.039	33	SKS	253.4	Null	Null	good
G02	G02E2	1999	11	12	16:57:19.50	40.758	31.161	10	SKS	45.5	Null	Null	good
G02	G02E3	1999	11	26	13:21:15.50	-16.423	168.214	33	SKS	253.1	Null	Null	fair
G02B	G02BE1	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKS	258.5	Null	Null	poor
G02B	G02BE2	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKS	296.1	Null	Null	poor
G02B	G02BE3	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKKS	305.0	Null	Null	fair
G02B	G02BE4	2000	8	15	04:30:08.80	-31.511	179.725	357	SKS	238.7	Null	Null	fair
G02B	G02BE5	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	249.0	Null	Null	poor
G02B	G02BE6	2001	1	9	16:49:28.00	-14.928	167.170	103	SKS	254.5	Null	Null	fair
G02B	G02BE7	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	322.6	Null	Null	fair
G03	G03E1	1999	9	17	14:54:48.70	-13.790	167.238	197	SKS	255.7	Null	Null	fair
G03	G03E2	1999	9	28	05:00:42.90	54.590	168.263	33	SKS	324.8	Null	Null	good
G03	G03E3	1999	11	12	16:57:19.50	40.758	31.161	10	SKKS	45.2	Null	Null	good
G03	G03E4	1999	11	17	03:27:42.00	-5.978	148.820	48	SKS	262.4	Null	Null	good
G03	G03E5	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKS	258.6	Null	Null	poor
G03	G03E6	2000	1	9	21:54:40.40	-18.823	174.370	33	SKS	251.1	Null	Null	poor
G03	G03E7	2000	1	5	07:40:40.70	-11.371	165.378	33	SKS	258.1	Null	Null	good
G03	G03E8	2000	1	8	01:19:46.60	-9.805	159.811	33	SKS	259.2	Null	Null	fair
G03	G03E9	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKS	296.0	Null	Null	fair
G03	G03E10	2000	5	6	13:44:13.80	-11.295	165.432	12	SKS	258.1	Null	Null	poor
G03	G03E11	2000	10	29	08:36:55.10	-5.212	153.960	33	SKKS	263.7	Null	Null	good
G03	G03E12	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	249.0	Null	Null	good
G03	G03E13	2000	12	21	01:01:27.70	-5.706	151.122	33	SKS	262.9	Null	Null	good



G03	G03E14	2001	1	9	16:49:28.00	-14.928	167.170	103	SKS	254.6	Null	Null	good
G03	G03E15	2001	9	29	02:40:07.30	-18.503	168.159	33	SKS	251.0	Null	Null	good
G03	G03E16	2001	10	12	15:02:16.80	12.686	144.980	37	SKS	284.4	Null	Null	fair
G03	G03E17	2001	10	26	23:05:50.90	-18.494	168.108	33	SKS	251.1	Null	Null	fair
G03	G03E18	2002	1	3	10:17:36.30	-17.664	168.004	10	SKS	251.9	Null	Null	good
G03	G03E19	2002	8	19	11:08:24.30	-23.884	178.495	675	SKS	246.2	Null	Null	good
G03	G03E20	2002	9	8	18:44:23.70	-3.302	142.945	13	SKKS	265.0	Null	Null	fair
G03	G03E21	2002	9	24	22:54:21.40	-10.565	161.110	10	SKS	258.6	Null	Null	good
G04	G04E1	1999	11	12	16:57:19.50	40.758	31.161	10	SKS	44.8	Null	Null	fair
G04	G04E2	1999	11	26	13:21:15.50	-16.423	168.214	33	SKKS	253.4	Null	Null	fair
G04B	G04BE1	2000	6	14	02:15:25.80	-25.516	178.046	604	SKS	244.6	Null	Null	good
G04B	G04BE2	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKKS	305.3	Null	Null	poor
G04B	G04BE3	2000	10	2	02:25:31.30	-7.977	30.709	34	SKS	99.4	Null	Null	fair
G04B	G04BE4	2000	10	29	08:37:08.70	-4.766	153.945	50	SKS	264.7	Null	Null	good
G04B	G04BE5	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	248.9	Null	Null	poor
G04B	G04BE6	2000	12	21	01:01:27.70	-5.706	151.122	33	SKS	263.5	Null	Null	fair
G04B	G04BE7	2001	1	9	16:49:28.00	-14.928	167.170	103	SKS	254.8	Null	Null	poor
G04B	G04BE8	2001	8	2	23:41:06.10	56.260	163.790	14	SKS	327.0	Null	Null	poor
G04B	G04BE9	2001	10	12	15:02:16.80	12.686	144.980	37	SKS	285.0	Null	Null	good
G04B	G04BE10	2001	12	2	13:01:53.60	39.402	141.089	123	SKS	316.0	Null	Null	good
G04B	G04BE11	2001	12	23	22:52:54.30	-9.613	159.530	16	SKS	259.8	Null	Null	poor
G04B	G04BE12	2002	1	3	10:17:36.30	-17.664	168.004	10	SKS	252.1	Null	Null	good
G04B	G04BE13	2002	2	3	07:14:36.40	38.701	30.872	10	SKKS	47.0	Null	Null	fair
G04B	G04BE14	2002	2	28	01:50:48.90	-5.685	151.258	40	SKS	263.5	Null	Null	good
G05	G05E1	2000	1	9	21:54:40.40	-18.823	174.370	33	SKS	251.3	Null	Null	fair
G05	G05E2	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	sSKS	296.5	94±15	2.15±0.93	fair
G05	G05E3	2000	6	14	02:15:25.80	-25.516	178.046	604	SKS	244.6	Null	Null	fair
G05	G05E4	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKS	305.3	Null	Null	poor
G05	G05E5	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKKS	305.3	Null	Null	fair
G05	G05E6	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	248.9	Null	Null	good

G05	G05E7	2001	5	25	00:40:50.60	44.268	148.393	33	SKS	318.3	Null	Null	poor
G05	G05E8	2002	8	19	11:01:01.10	-21.696	-179.513	580	SKS	248.4	82±6.5	1.15±0.33	good
G05	G05E9	2002	9	8	18:44:23.70	-3.302	142.945	13	SKS	266.1	Null	Null	poor
G05	G05E10	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	322.4	Null	Null	poor
G05	G05E11	2003	1	20	08:43:06.00	-10.491	160.770	33	SKS	259.1	Null	Null	fair
G06	G06E1	1999	11	12	16:57:19.50	40.758	31.161	10	SKKS	292.5	Null	Null	fair
G06	G06E2	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKKS	258.9	Null	Null	poor
G06	G06E3	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKKS	296.2	Null	Null	poor
G06	G06E4	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKS	304.9	Null	Null	poor
G06	G06E5	2000	8	15	04:30:08.80	-31.511	179.725	357	SKS	238.7	Null	Null	good
G06	G06E6	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	248.9	Null	Null	fair
G07	G07E1	1999	11	26	13:21:15.50	-16.423	168.214	33	SKKS	253.3	105±5	2.85±0.45	poor
G07	G07E2	1999	12	11	18:03:36.40	15.766	119.740	33	SKS	297.2	Null	Null	fair
G07	G07E3	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKKS	258.7	Null	Null	poor
G08	G08E1	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKS	258.7	Null	Null	fair
G08	G08E2	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKS	296.0	Null	Null	poor
G08	G08E3	2000	4	23	09:27:23.30	-28.307	-62.99	608	S	138.0	Null	Null	good
G08	G08E4	2000	5	6	13:44:13.80	-11.295	165.432	12	SKS	258.2	Null	Null	fair
G08	G08E5	2000	8	4	21:13:02.70	48.786	142.246	10	SKS	324.5	Null	Null	poor
G08	G08E6	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKKS	304.8	Null	Null	fair
G08	G08E7	2000	8	15	04:30:08.80	-31.511	179.725	357	SKS	238.7	Null	Null	poor
G08	G08E8	2000	10	29	08:37:08.70	-4.766	153.945	50	SKKS	264.3	Null	Null	poor
G08	G08E9	2000	11	18	06:54:58.30	-5.228	151.771	33	SKS	263.7	Null	Null	fair
G08	G08E10	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	249.0	Null	Null	poor
G08	G08E11	2000	12	21	01:01:27.70	-5.706	151.122	33	SKS	263.1	Null	Null	good
G08	G08E12	2001	1	9	16:49:28.00	-14.928	167.170	103	SKS	254.7	Null	Null	poor
G08	G08E13	2001	5	29	23:37:19.40	-7.022	155.037	14	SKS	262.0	Null	Null	fair
G08	G08E14	2001	8	2	23:41:06.10	56.260	163.790	14	SKS	326.9	Null	Null	good
G08	G08E15	2001	9	29	02:40:07.30	-18.503	168.159	33	SKS	251.1	Null	Null	fair
G08	G08E16	2001	12	2	13:01:53.60	39.402	141.089	123	SKS	315.6	Null	Null	fair

G08	G08E17	2002	1	3	10:17:36.30	-17.664	168.004	10	SKKS	252.0	Null	Null	fair
G08	G08E18	2002	2	5	13:27:24.60	-5.345	151.248	39	SKS	263.5	Null	Null	fair
G08	G08E19	2002	6	17	21:26:22.90	-12.592	166.383	33	SKS	257.0	Null	Null	fair
G08	G08E20	2002	6	28	17:19:30.20	43.752	130.666	566	SKS	324.7	Null	Null	poor
G08	G08E21	2002	8	19	11:01:01.10	-21.696	-179.513	580	SKS	248.4	Null	Null	fair
G08	G08E22	2002	9	8	18:44:23.70	-3.302	142.945	13	SKKS	265.3	Null	Null	poor
G08	G08E23	2002	9	24	23:01:28.60	-10.650	161.210	19	SKS	258.6	Null	Null	fair
G08	G08E24	2002	11	3	03:37:42.00	38.886	141.977	39	SKS	314.8	Null	Null	poor
G08	G08E25	2002	11	7	15:14:06.70	51.197	179.334	33	SKS	321.0	Null	Null	poor
G08	G08E26	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	322.3	Null	Null	good
G08	G08E27	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKKS	322.3	Null	Null	good
G08	G08E28	2003	1	20	08:43:06.00	-10.491	160.770	33	SKS	258.7	Null	Null	poor
G09	G09E1	1999	9	28	05:00:42.90	54.590	168.263	33	SKS	325.0	Null	Null	poor
G09	G09E2	1999	12	28	23:56:06.70	-11.150	165.543	33	SKS	258.6	Null	Null	poor
G09	G09E3	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKS	258.9	Null	Null	fair
G09	G09E4	2000	1	13	20:07:14.40	-17.610	-178.742	535	SKS	252.5	Null	Null	poor
G09	G09E5	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKS	297.1	Null	Null	poor
G09	G09E6	2000	6	14	02:15:25.80	-25.516	178.046	604	SKS	244.6	Null	Null	fair
G09	G09E7	2000	8	3	01:09:38.90	-12.037	166.448	33	SKS	257.8	Null	Null	poor
G09	G09E8	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKS	305.9	Null	Null	poor
G09	G09E9	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKKS	305.9	Null	Null	fair
G09	G09E10	2000	8	15	04:30:08.80	-31.511	179.725	357	SKKS	238.7	Null	Null	good
G09	G09E11	2000	10	4	16:58:44.30	-15.421	166.910	23	SKS	254.3	Null	Null	fair
G09	G09E12	2000	10	29	08:37:08.70	-4.766	153.945	50	SKKS	264.9	Null	Null	poor
G09	G09E13	2000	11	16	04:54:56.70	-3.980	152.169	33	SKKS	265.7	Null	Null	poor
G09	G09E14	2000	12	6	22:57:40.00	-4.218	152.725	31	SKS	265.4	Null	Null	poor
G09	G09E15	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	248.9	Null	Null	poor
G09	G09E16	2000	12	21	01:01:27.70	-5.706	151.122	33	SKS	263.7	Null	Null	fair
G09	G09E17	2001	1	9	16:49:28.00	-14.928	167.170	103	SKS	254.9	Null	Null	poor
G09	G09E18	2001	4	28	04:49:53.40	-18.064	-176.937	351	SKKS	252.0	Null	Null	fair

G09	G09E19	2001	7	4	07:06:31.60	-21.725	-176.705	184	SKS	248.4	Null	Null	poor
G09	G09E20	2001	9	12	08:48:37.20	-20.993	-179.109	608	SKS	249.1	Null	Null	fair
G09	G09E21	2001	10	12	15:02:16.80	12.686	144.980	37	SKKS	285.5	Null	Null	fair
G09	G09E22	2002	6	17	21:26:22.90	-12.592	166.383	33	SKS	257.2	Null	Null	poor
G09	G09E23	2002	6	28	17:19:30.20	43.752	130.666	566	SKS	325.7	Null	Null	good
G09	G09E24	2002	6	30	21:29:36.30	-22.201	179.250	620	SKS	247.9	Null	Null	fair
G09	G09E25	2002	8	19	11:08:24.30	-23.884	178.495	675	SKKS	246.3	Null	Null	fair
G09	G09E26	2002	9	8	18:44:23.70	-3.302	142.945	13	SKKS	266.1	Null	Null	good
G09	G09E27	2002	9	24	22:54:21.40	-10.565	161.110	10	SKKS	259.0	Null	Null	poor
G09	G09E28	2002	10	4	19:05:48.70	-20.991	-179.016	621	SKS	249.1	Null	Null	good
G09	G09E29	2002	11	7	15:14:06.70	51.197	179.334	33	SKS	321.0	Null	Null	poor
G09	G09E30	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	322.9	Null	Null	fair
G09	G09E31	2003	1	4	05:15:03.80	-20.570	-177.661	378	SKS	249.5	Null	Null	poor
G09	G09E32	2003	1	20	08:43:06.00	-10.491	160.770	33	SKS	259.1	Null	Null	poor
G10	G10E1	1999	11	12	16:57:19.50	40.758	31.161	10	SKS	44.6	Null	Null	good
G10	G10E2	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKS	259.0	Null	Null	poor
G10	G10E3	2000	1	5	07:40:40.70	-11.371	165.378	33	SKS	258.5	Null	Null	fair
G10	G10E4	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	sSKS	296.9	58±19.5	0.95±0.5	poor
G10	G10E5	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	248.9	Null	Null	fair
G10	G10E6	2001	1	19	08:10:14.70	-11.662	166.380	50	SKS	258.2	Null	Null	fair
G10	G10E7	2001	6	15	06:17:45.30	18.833	146.983	33	SKS	292.1	Null	Null	poor
G10	G10E8	2001	9	12	08:48:37.20	-20.993	-179.109	608	SKS	249.1	Null	Null	fair
G10	G10E9	2001	10	12	15:02:16.80	12.686	144.980	37	SKS	285.5	Null	Null	good
G10	G10E10	2001	10	26	23:05:50.90	-18.494	168.108	33	SKS	251.4	Null	Null	fair
G10	G10E11	2002	1	10	11:14:56.90	-3.212	142.427	11	SKKS	266.4	Null	Null	fair
G10	G10E12	2002	6	28	17:19:30.20	43.752	130.666	566	SKS	325.4	Null	Null	poor
G10	G10E13	2002	8	19	11:01:01.10	-21.696	-179.513	580	SKS	248.4	Null	Null	good
G10	G10E14	2002	11	17	04:53:53.50	47.824	146.209	459	SKS	322.7	Null	Null	poor
PAYG	PAYGE1	1999	7	7	18:52:57.00	49.233	155.559	33	SKS	321.5	Null	Null	fair
PAYG	PAYGE2	1999	8	6	00:32:41.70	49.933	156.261	58	SKS	322.1	Null	Null	poor

PAYG	PAYGE3	1999	8	22	12:40:45.90	-16.117	168.039	33	SKS	253.5	Null	Null	good
PAYG	PAYGE4	1999	9	17	14:54:48.70	-13.790	167.238	197	SKS	255.8	Null	Null	poor
PAYG	PAYGE5	1999	9	28	05:00:42.90	54.590	168.263	33	SKS	324.9	Null	Null	good
PAYG	PAYGE6	1999	10	23	02:12:05.00	-4.808	153.414	83	SKS	264.4	Null	Null	poor
PAYG	PAYGE7	1999	11	26	00:29:00.20	55.133	165.364	33	SKS	325.8	Null	Null	poor
PAYG	PAYGE8	1999	12	29	13:29:19.60	-10.860	165.354	33	SKKS	258.7	Null	Null	good
PAYG	PAYGE9	2000	1	5	07:40:40.70	-11.371	165.378	33	SKS	258.2	Null	Null	fair
PAYG	PAYGE10	2000	3	28	11:00:22.50	22.338	143.730	126	SKS	296.4	Null	Null	poor
PAYG	PAYGE11	2000	5	6	13:44:13.80	-11.295	165.432	12	SKS	258.3	Null	Null	fair
PAYG	PAYGE12	2000	8	3	01:09:38.90	-12.037	166.448	33	SKS	257.6	Null	Null	good
PAYG	PAYGE13	2000	8	6	07:27:12.90	28.856	139.556	394	SKKS	305.2	Null	Null	poor
PAYG	PAYGE14	2000	10	2	02:25:31.30	-7.977	30.709	34	SKS	264.5	Null	Null	good
PAYG	PAYGE15	2000	12	18	01:19:21.60	-21.178	-179.124	628	SKS	249.0	Null	Null	good
PAYG	PAYGE16	2000	12	21	01:01:27.70	-5.706	151.122	33	SKS	263.2	Null	Null	fair
PAYG	PAYGE17	2003	1	20	08:43:06.00	-10.491	160.770	33	SKS	258.8	Null	Null	fair
PAYG	PAYGE18	2003	5	21	18:44:20.10	36.964	3.634	12	SKS	53.2	Null	Null	good
PAYG	PAYGE19	2003	6	16	22:08:02.10	55.492	159.999	174	SKS	326.8	Null	Null	good
PAYG	PAYGE20	2003	6	23	12:12:34.40	51.439	176.783	20	SKS	321.3	Null	Null	good
PAYG	PAYGE21	2003	9	25	19:50:06.30	41.815	143.910	27	SKS	317.4	Null	Null	poor

---

**RESUME**

L'influence de la présence de liquide sur les propriétés sismiques des systèmes partiellement fondus, ici les chambres magmatiques des dorsales océaniques et les panaches mantelliques, est mal contrainte. Cette étude apporte de nouvelles observations sismologiques sur l'anisotropie sismique sous la Polynésie française et les Galápagos. Les mesures du déphasage des ondes SKS et l'analyse de la polarisation des ondes P en Polynésie française montrent la participation de deux contributions: asthénosphérique et lithosphérique. La présence de liquide dans le manteau supérieur sous l'archipel des Galápagos pourrait se traduire par une absence d'anisotropie au centre de l'archipel. Les mesures d'atténuation des ondes ScS multiples confirment l'existence d'une zone plus atténuée au niveau de la Polynésie française que dans le reste du Pacifique sud. En outre, des mesures d'atténuation ont été réalisées dans des gabbro-norites partiellement fondues aux fréquences sismiques, entre 500 et 1200°C. Au-dessus de la température de fusion, l'atténuation augmente significativement avec une dépendance plus forte à la fréquence. Il est montré que le mécanisme d'atténuation associé à l'écoulement localisé de liquide pourrait se superposer à un mécanisme d'atténuation associé à une diffusion au niveau des joints de grains. D'autre part, de nouvelles mesures expérimentales de la viscosité de deux silicates basaltiques et d'un silicate andésitique ont été effectuées. Des lois expérimentales de fluage décrivant les variations de viscosité dans une large gamme de températures sont proposées, ainsi que les paramètres thermodynamiques des échantillons analysés.

---

**TITLE**

**SEISMIC ANISOTROPY AND ATTENUATION IN OCEANIC DOMAIN: APPLICATION TO HOTSPOTS IN FRENCH POLYNESIA AND GALAPAGOS ARCHIPELAGO**

---

**ABSTRACT**

Melt phase influence on seismic properties in partially molten systems, here at magmatic chambers of mid-oceanic-ridge and at hotspots, is poorly constrained. This study brings new seismological observations of seismic anisotropy beneath French Polynesia and Galápagos archipelago. Measurements of shear-wave splitting and P waves polarization beneath French Polynesia show the involvement of two contributions: asthenospheric and lithospheric. The presence of melt in the upper mantle beneath the center of the Galápagos archipelago may result in the absence of anisotropy. We measure  $Q^{-1}$  of multiple ScS waves and the results confirm the existence of a higher attenuation zone beneath French Polynesian region than in the remainder of the South Pacific. Moreover, torsion oscillatory deformation experiments have been realized at high temperatures (600-1170°C) and at seismic frequencies in partially molten gabbro-norites. Above the melting temperature, attenuation increases significantly with a stronger dependence to frequency. It is shown that the melt-related attenuation mechanism could be melt squirt flow. The dissipation mechanism due to melt squirt flow between grain boundaries may be superimposed on an attenuation mechanism associated with diffusion controlled grain boundary sliding. In addition, new viscosity measurements of two basaltic silicates and one andesitic silicate were realized. The temperature dependence of the viscosity is determined through the configurational entropy theory of relaxation process.

---

**DISCIPLINE:** Géophysique interne

**MOTS CLES:** anisotropie, atténuation, viscosité, points chauds, liquide, chambre magmatique, dorsale océanique, Polynésie française, Galápagos, houle.

---

**INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE**

*Laboratoire de Tectonophysique, UMR 5568, Université Montpellier II, Pl. Eugène Bataillon*