



HAL
open science

Caractérisation des structures lithosphériques sous le Nord Tibet et sous le Massif Central à partir des données sismologiques du programme Lithoscope

Jocelyn Guilbert

► **To cite this version:**

Jocelyn Guilbert. Caractérisation des structures lithosphériques sous le Nord Tibet et sous le Massif Central à partir des données sismologiques du programme Lithoscope. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1995. Français. NNT : . tel-00721900

HAL Id: tel-00721900

<https://theses.hal.science/tel-00721900>

Submitted on 31 Jul 2012

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

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

**OBSERVATOIRE DE GRENOBLE**

et

INSTITUT de RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES de GEOLOGIEet de **MECANIQUE****THÈSE**

présentée par

Jocelyn GUILBERT

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: **Géophysique-Géochimie**

**Caractérisation des structures lithosphériques
sous le Nord Tibet**

et

**sous le Massif Central
à partir des données sismologiques
du programme Lithoscope**

Composition du jury:

M. G. Perrier
Mme A. Souriau
M. G. Wittlinger
M. G. Poupinet
M. G. Barruol
M. P. TapponnierPrésident
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Examineur
ExamineurProfesseur de l'Université J. Fourier, Grenoble
DR. CNRS, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse
Professeur de l'Université Strasbourg I
DR. CNRS, Université J. Fourier, Grenoble
CR CNRS, Université Montpellier II
Physicien, Institut de Physique du Globe de ParisUniv. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 • Fax 04 76 51 40 58
Mail: platour@ujf-grenoble.fr

19 AOUT 2003

Pour Jean Charles,
dans 50 ans, on entendra
encore des éclats de rire dans
le LGIT* Merci pour les conseils
et la bonne humeur.

Jocelyn
PS 1: ca énerve Ludo...

PS 2: Prendre une version couleur, je me suis trompé de tas.

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

et

INSTITUT de RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES de GEOLOGIE

et de MECANIQUE

THÈSE

présentée par

Jocelyn GUILBERT

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: **Géophysique-Géochimie**

Caractérisation des structures lithosphériques
sous le Nord Tibet

et

sous le Massif Central

à partir des données sismologiques
du programme Lithoscope

Composition du jury:

M. G. Perrier	Président	Professeur de l'Université J. Fourier, Grenoble
Mme A. Souriau	Rapporteur	DR. CNRS, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse
M. G. Wittlinger	Rapporteur	Professeur de l'Université Strasbourg I
M. G. Poupinet	Directeur de thèse	DR. CNRS, Université J. Fourier, Grenoble
M. G. Barruol	Examineur	CR CNRS, Université Montpellier II
M. P. Tapponnier	Examineur	Physicien, Institut de Physique du Globe de Paris

Remerciements

Je tiens premièrement à remercier Georges Poupinet :

- de m'avoir accueilli au sein du LQIT et d'avoir accepté d'être mon directeur de DEA puis de thèse.
- pour les missions sismologiques au Tibet et en Bolivie.

Je remercie l'ensemble des membres du jury : Annie Souriau, Guilhem Barruol, Guy Perrier, Paul Tapponnier et Gérard Wittlinger, qui ont accepté de juger ce mémoire.

Un grand MERCI à Georges Herquel pour les nombreux 'mails' et discussions à propos du Kunlun (sans oublier l'information footballistique: 'Lens a encore battu Strasbourg...').

Merci à tous ceux qui m'ont soutenu pendant ces trois années passées à Grenoble car même si le temps y est agréable (ça n'est pas le Nord), il peut y faire assez froid. Merci donc à: Robert, Liliane, Remy, Fabrice, Dorothee, Tao, Purbo, Kony, Javier, Corinne, Mohamed, Frédéric, Judith, Sylvie, Benoît, Nicolas, Cécile, Ludo, Stéphane, Jean-Charles, Anne, Joseph et ... j'en oublie sûrement.

Il ne faudrait pas oublier Martine ('organiser une thèse un jour de grève!?) et Sahra (merci pour la bonne humeur).

Enfin, merci à mes parents et à toute ma famille pour les encouragements depuis le début de mes études.

- SOMMAIRE -

INTRODUCTION	1
1. LE PROGRAMME LITHOSCOPE.....	1
2. LES OBJECTIFS.....	3
3. DONNEES DISPONIBLES ET OBJETS D'ETUDES.....	5
CHAPITRE 1	7
ONDES CONVERTIES ET FONCTIONS DE TRANSFERT	
I-1. ORIGINE DES ONDES CONVERTIES EN BASE DE CROUTE.....	7
I-1.1. <i>Caractérisation pétrologique et sismique du Moho</i>	8
I-1.2. <i>Principe des conversions ondes P-ondes SV</i>	11
I-2. DECONVOLUTION ET ``STACKING``.....	12
I-2.1. <i>Déconvolution et normalisation</i>	14
I-2.1.1. Principe de la méthode.....	14
I-2.2. <i>Le 'Stacking'</i>	17
I-2.3. <i>Limites de la méthode de déconvolution</i>	25
I-3. ANALYSE DE LA POLARISATION: MATRICES DE COVARIANCE.....	26
I-3.1. <i>Matrices de covariance</i>	27
I-3.2. <i>Mise en pratique de la méthode</i>	29
I-3.3. <i>Capacités de la méthode des covariances</i>	31
I-3.3.1. Avantages de l'analyse de polarisation.....	31
I-3.3.2. Limites théoriques et pratiques.....	31
CHAPITRE 2	39
CARACTERISATION SISMOLOGIQUE DE L'ANISOTROPIE LITHOSPHERIQUE	
II-1. PRINCIPES PHYSIQUES DE L'ANISOTROPIE.....	40
II-1.1. <i>Déformations et contraintes</i>	40
II-1.2. <i>Onde plane en milieu anisotrope (cas hexagonale)</i>	40
II-2. ORIGINES GEOLOGIQUES ET GEODYNAMIQUES DE LA BIREFRINGENCE.....	45
II-2.1. <i>Echelle de l'échantillon</i>	45
II-2.1.1. Les minéraux anisotropes.....	45
II-2.1.2. Les roches: assemblage de minéraux anisotropes.....	48
II-2.1.3. Effets de la déformation sur les roches.....	50
II-2.2. <i>Axes rapides et interprétations géodynamiques</i>	55
II-2.2.1. Anisotropie mantellique.....	57
II-2.2.2. Anisotropie crustale.....	60
II-3. MESURE DE L'AXE RAPIDE DES ONDES S.....	63

Univ. J. Fourier - OSU.G.
MASCN D. GROS-LIVRES
DOCUMENTATION
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 83 54 21 - Fax 04 76 51 40 58
Mail: plateau@ujp-grenoble.fr

19 AOÛT 2003

II-3.1. Principe de la méthode et ondes utilisées.....	63
II-3.2. Calcul du délai et de l'orientation de l'axe rapide des S.....	67
II-3.2.1. Effet de la biréfringence sur l'onde incidente.....	67
II-3.2.2. Inversion dans la cas hexagonal.....	70
II-3.2.3. Limites de la méthode.....	76
II-4. CONCLUSIONS.....	78
II-5. APPLICATION DE LA METHODE.....	81
CHAPITRE 3.....	105
DETERMINATION DU FACTEUR DE QUALITE DES ONDES P	
III-1. ANELASTICITE ET PROPAGATION DES ONDES.....	105
III-1.1. Définition de Q	105
III-1.2. Relations entre le comportement mécanique et Q	113
III-1.2.1. Corps linéaire standard.....	115
III-1.2.2. Distribution de mécanismes.....	117
III-1.3. Origine de l'atténuation.....	120
III-2. MESURE DE L'ATTENUATION RELATIVE.....	121
III-2.1. Rapports spectraux.....	126
III-2.1.1. Méthodologie.....	126
III-2.1.2. Calculs des rapports spectraux.....	129
III-2.1.3. Limites.....	137
III-2.1.4. Conclusions sur les rapport spectraux.....	140
III-2.2. Etudes en domaine temporel.....	143
III-2.2.1. Bases théoriques.....	143
III-2.2.2. Algorithme de traitement.....	145
III-2.2.3. Conclusions sur la méthode.....	149
III-3. CONCLUSIONS.....	151
CHAPITRE 4.....	153
INTERPRETATIONS GEODYNAMIQUES DE LA REGION NORD TIBET (KUNLUN)	
IV-1. MODELES DE LA FORMATION DU TIBET.....	153
IV-1.1. Données concernant le plateau tibétain.....	155
IV-1.1.1. Etudes sismiques.....	158
IV-1.1.2. Ondes de volume.....	160
IV-1.1.3. Données des ondes de surface.....	162
IV-1.1.4. Données gravimétriques.....	166
IV-1.1.5. Données géologiques.....	166
IV-1.2. Modèles tectoniques du Tibet.....	172
IV-1.2.1. Modèle d'épaississement homogène.....	172
IV-1.2.2. Modèle d'injection crustale.....	174
IV-1.2.3. Modèles de sous charriage.....	175

IV-1.2.4. Subduction(s) et extrusion.....	177
IV-1.2.5. Perturbations mantelliques.....	180
IV-1.2.6. Equilibre entre croûte et manteau.....	182
IV-2. RESULTATS ET INTERPRETATIONS DU PROFIL LITHOSCOPE.....	183
IV-2.1. Localisation du profil.....	187
IV-2.1.1. Présentation géologique.....	187
IV-2.1.2. Sismicité et tectonique.....	188
IV-2.2. Présentation et interprétation des données sismologiques.....	188
IV-2.2.1. Sismicité régionale et propagation des ondes Pn.....	188
IV-2.2.2. Ondes de volume: propagation le long du profil.....	196
IV-2.2.3. Facteur de qualité des ondes P.....	201
IV-2.2.4. Ondes converties et variations crustales.....	203
IV-2.3. Interprétation des mesures.....	206
IV-2.3.1. Topographie et croûte inférieure.....	207
IV-2.3.2. Le saut de Moho de Ul-Jinsha.....	208
IV-2.3.3. Anisotropie et variation du manteau.....	210
IV-3. MODELE TECTONIQUE ENVISAGE.....	212
IV-4. CONCLUSIONS.....	215
CHAPITRE 5.....	217
ATTENUATION SOUS LE MASSIF CENTRAL	
V-1. RESUME GEOLOGIQUE DU MASSIF CENTRAL.....	217
V-1.1. Grandes lignes tectoniques du Massif Central.....	218
V-1.1.1. La chaîne Varisque.....	218
V-1.1.2. Le bassin de la Limagne.....	221
V-1.1.3. Surrection Miocène.....	221
V-1.2. Le volcanisme dans le Massif Central.....	223
V-1.3. Données géophysiques et géochimiques.....	224
V-2. DONNEES TELESEISMIQUES ET INTERPRETATION.....	226
V-2.1. Mesures de l'atténuation.....	226
V-2.2. Interprétations.....	228
V-2.3. Modélisation thermique.....	233
V-3. CONCLUSIONS SUR L'EVOLUTION DU MASSIF CENTRAL.....	235
CONCLUSIONS.....	239
1. CHAINE DE PROGRAMME LITHOSCOPE.....	239
2. RESULTATS.....	242
3. COLLABORATIONS.....	243
4. LE PROGRAMME LITHOSCOPE.....	244

Introduction

Introduction

Toutes les études menées durant cette thèse entrent dans le cadre des missions Lithoscope. L'objet principal était de développer un ensemble de programmes cohérents permettant d'obtenir des informations complémentaires (atténuation, anisotropie, ondes converties) à la tomographie de vitesse des ondes P.

1. Le programme Lithoscope

Le réseau Lithoscope est un réseau portable de stations sismologiques. Composé de stations 1-composante CEIS-ESPACE couplées à des sismomètres verticaux 1sec et de stations 3-composantes couplées à des sismomètres 5sec, l'objectif principal de ce réseau est d'étudier les structures lithosphériques par l'analyse des enregistrements télésismiques. Les campagnes d'enregistrements ont une durée de 5 à 6 mois. De ce fait, les sites d'installation ne sont pas aménagés. Les stations sont donc simplement posées sur le sol (figure 1). Ceci permet de minimiser les durées d'installation et de démontage et ne perturbe en rien la qualité des données obtenues. Les seuls inconvénients proviennent de la vulnérabilité du matériel (vandalisme, intempéries) et de la difficulté de réglage des sismomètres (orientation des capteurs et stabilité du sol). Durant ces 5 mois d'enregistrements passifs, les sites sont visités tous les 15 jours afin de collecter les données et vérifier le bon fonctionnement de chaque station:

- Vérification de la dérive des horloges internes.
- Vérification des batteries.
- Vérification de la qualité des enregistrements.

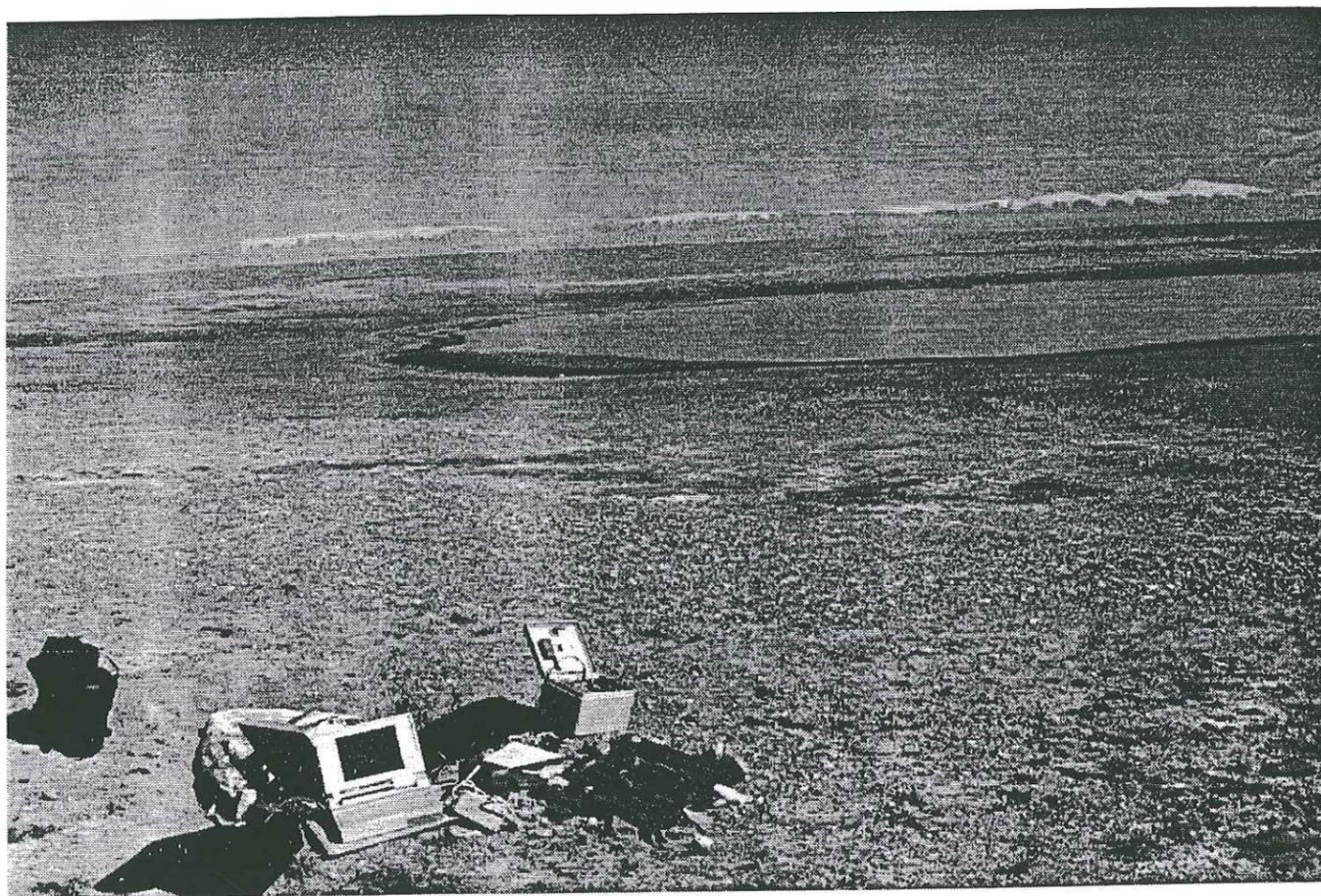


figure 1: Station Lithoscope 1-composante. Le vidage de la station s'effectue par connexion sur le disque dur d'un PC. La station et les batteries sont recouvertes d'une couverture aluminisée pour protéger l'ensemble des variations thermiques. Le plateau tibétain en arrière plan est à une altitude (constante) de 4800m, la chaîne du Kunlun (recouverte de neige) se situe entre le plateau et le bassin du Qaidam.

Les données sont ensuite stockées sur des disques magnéto-optiques. L'ensemble des données une composante et trois composantes représente 1 à 2Go (Gigaoctets) avant tout traitement. Les données sont ensuite triées suivant les critères suivants:

1. Pour qu'un enregistrement soit gardé, il faut que dans une fenêtre de ± 2 min, trois autres stations aient aussi déclenché (utilisation des programmes SISMALP de Fréchet et Thouvenot).

2. Le tri des enregistrements peut aussi se faire sur la base des catalogues internationaux (USGS) localisant les hypocentres des séismes de magnitude M supérieure à 4-5 (variable selon les régions).

Pour la campagne Lithoscope de la région du Kunlun, l'ensemble des données triées représente 0.6Go. Les données sont ensuite corrigées de la dérive des horloges internes.

Le stockage final des enregistrements se fait dans le format S.A.C. (Seismic Analysis Code).

2. Les objectifs

Pour compléter la tomographie des vitesses des ondes P obtenue par inversion des résidus (variations entre les temps de trajet mesurés et calculés), nous avons voulu extraire des données 1-composante et surtout des données trois composantes des informations concernant la structure de la lithosphère.

Les objectifs initiaux étaient:

- Essayer de contraindre la profondeur de l'interface croûte-manteau à partir des ondes converties. En effet, la tomographie ne permet pas de contraindre l'épaisseur de la croûte car l'image obtenue ne nous renseigne que sur les variations de vitesse.
- Déterminer l'anisotropie des ondes S téléseismiques pour obtenir une image des orientations préférentielles dans le manteau. Cette donnée ajoute une information structurale importante sur le comportement mécanique du manteau.
- Etudier l'atténuation relative des ondes P afin de déterminer le comportement mécanique de la lithosphère.

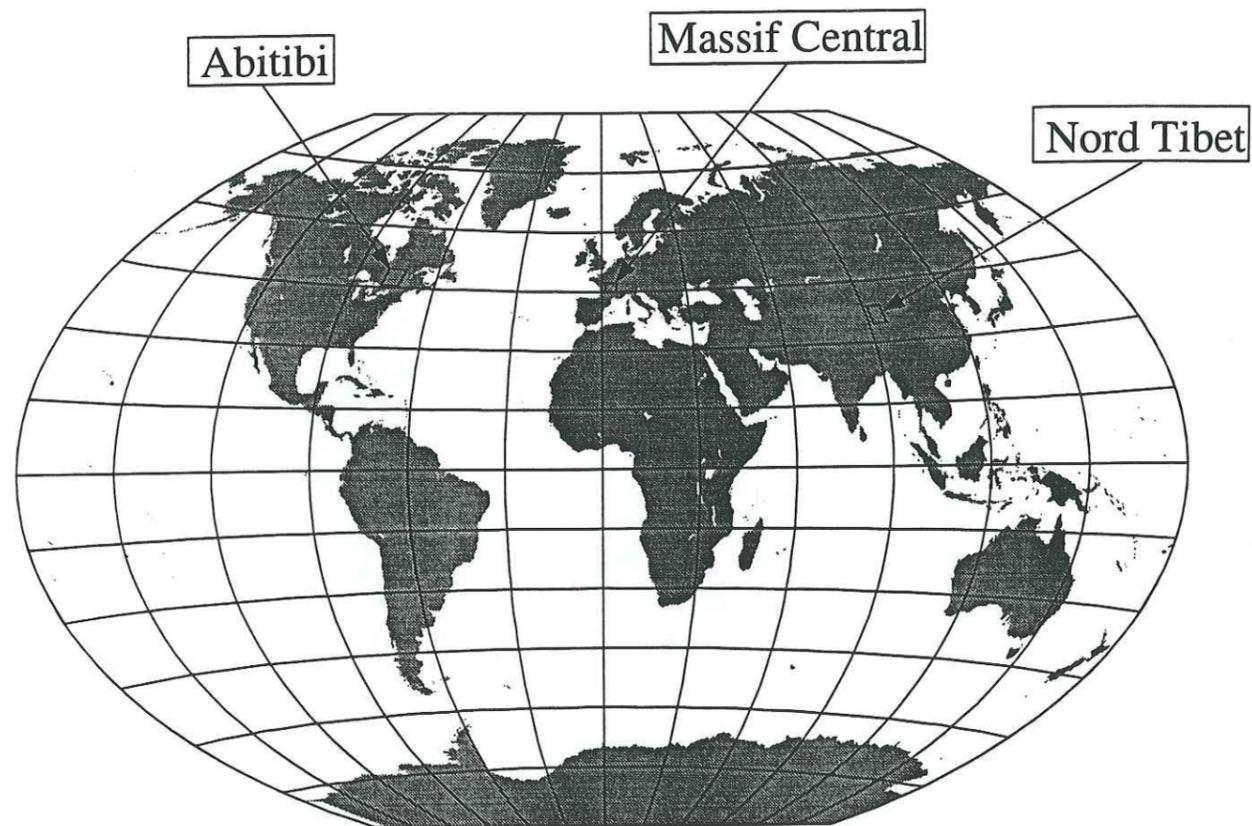


figure 2 : Localisation géographique des régions étudiées durant ma thèse

4

A cela, s'ajoutent les études faites à partir des séismes locaux. Ces études donnent en effet des contraintes sur les vitesses locales ainsi que sur les structures de la croûte avec une résolution supérieure aux ondes téléseismiques.

Les programmes devaient être facilement adaptables, fonctionner sous système UNIX et permettre un traitement simple et rapide des données.

3. Données disponibles et objets d'étude

Le premier ensemble de données provenait de la campagne Lithoscope de 1991-1992 dans le Massif Central (figure 2). Du fait de son histoire volcanique, nous avons étudié les variations latérales du facteur de qualité des ondes compressives afin de contraindre l'origine du volcanisme. En effet, l'organisation en profondeur du volcanisme dans cette région n'est pas bien contrainte. Couplée à l'image tomographique (Granet *et al.*, 1995), cette étude de l'atténuation sera d'une grande importance dans la compréhension des mécanismes du volcanisme sous le Massif Central dont la dernière éruption connue est datée de 4000 ans.

Le second ensemble de données provient de la partie Nord du plateau tibétain (figure 2), dans la région du Kunlun Est. C'est à partir de ces données que j'ai mis au point l'ensemble des programmes (mis à part l'atténuation). La question essentielle était ici de comprendre les structures de la croûte et du manteau dans une région où la topographie, remarquablement stable du plateau tibétain, passe très rapidement de 4800m à 2800m. L'étude des structures profondes permettra aussi de contraindre les différents modèles de formation du plateau tibétain suite à la collision entre l'Inde et l'Asie.

A ces deux applications s'ajoute l'étude portant sur l'anisotropie des vieux boucliers faite en collaboration avec l'Ecole Polytechnique de Montréal (figure 2). L'objectif principal était de comparer l'anisotropie des ondes S téléseismiques avec les résultats obtenus sur l'anisotropie de conduction électrique dans la croûte et le manteau afin de contraindre la profondeur de la zone anisotrope. Les données téléseismiques provenaient de la campagne Lithoscope au Canada (Abitibi) de 1994.

Pour répondre à l'ensemble de ces questions, j'ai organisé le plan de cette thèse en cinq chapitres. Les trois premiers chapitres portent sur la compréhension des trois phénomènes physiques étudiés soit dans l'ordre: **les fonctions de transfert, l'anisotropie dans le manteau et l'atténuation des ondes compressives**. Il conviendra de définir les mécanismes à l'origine des phénomènes observés afin de contraindre au mieux leur estimation et l'interprétation des mesures.

Les deux chapitres suivants porteront respectivement sur une étude **sismologique et tectonique de la région du Kunlun** ainsi que sur une étude du **volcanisme du Massif Central** d'un point de vue mécanique (atténuation) et thermique.

Deux études complémentaires sous forme d'article ont été ajoutées en annexe. La première porte sur une étude de l'anisotropie crustale faite en collaboration avec G. Herquel et G. Wittlinger de l'IPG de Strasbourg (Herquel *et al.*, 1995). La seconde porte sur la mesure de l'anisotropie des ondes S sous la région du Grenville Canadien et de la comparaison avec les mesures magnétotellurique faites en collaboration avec M. Mareschal, G. Senechal et S. Rondenay de l'Ecole Polytechnique de Montréal (Senechal *et al.*, 1995).

Chapitre 1

Ondes converties et fonctions de transfert

Chapitre 1

Ondes converties et fonctions de transfert

La caractérisation détaillée de la structure continentale (croûte et manteau supérieur) est un des buts importants de la géophysique. Il existe différentes manières d'aborder ce problème que ce soit à partir des séismes locaux ou à partir des télé-séismes. La première méthode est intéressante pour les régions fortement sismiques comme les zones de subduction (Régnier *et al.*, 1994; Li *et al.*, 1992). Malgré une sismicité relativement importante, la configuration en ligne du réseau Nord tibétain n'a pas permis d'obtenir une localisation précise des événements, la barre d'erreur sur la localisation en profondeur des séismes ayant limité cette étude à l'observation des ondes Pn. La seconde méthode en raison du grand nombre d'enregistrements permet l'utilisation de techniques proches de celles utilisées en sismique comme la sommation ('stacking') des différentes traces pour amplifier certains trains d'ondes (Lupei *et al.*, 1993).

Le but de cette partie est de fournir une image de l'interface croûte-manteau à l'aide des conversions de phases induites par les changements des caractéristiques physiques de part et d'autre du Moho. Nous appellerons phases converties, les phases provenant des ondes P et transmises au niveau d'une interface en onde SV. La comparaison des temps de propagation de ces différentes phases nous permettra d'imager la position relative des différentes interfaces.

I-1. Origine des ondes converties en base de croûte

Notre but étant d'identifier dans la coda de l'onde P une onde caractéristique de l'interface croûte manteau en milieu continental, il nous est nécessaire de caractériser de façon pétrologique et physique, les variations se produisant au passage de cette interface.

I-1.1. Caractérisation pétrologique et sismique du Moho

Il serait illusoire de vouloir donner une image unique de la structure de la croûte terrestre. Toutefois, il est possible, grâce aux données géologiques, d'obtenir une image schématique de la structure pétrologique allant de la surface au manteau supérieur. Pour cela, les chaînes de montagne et les volcans sont des terrains d'investigation remarquables, car ils amènent en surface des roches qui normalement devraient se trouver à 40 ou 50 km de profondeur. Cette coupe schématique est la suivante (figure 1.1a):

- la croûte superficielle: comme son nom l'indique, cette partie est directement (ou indirectement grâce aux sondages) accessible à l'observation et son épaisseur est de quelques kilomètres. Elle est composée de roches sédimentaires détritiques et biogéniques dans les régions de bassins. Elle peut être aussi, pour certaines régions, composée de roches volcaniques.

- la croûte supérieure: elle peut elle aussi être directement observable soit par sondage soit au niveau des anciennes chaînes de montagne qui, en raison de l'érosion, amènent en surface des roches qui étaient entre 5 et 15 km de profondeur au paléozoïque (Massif Central ou Massif Armoricain en France). Sa composition est assez hétérogène. On y retrouve des roches sédimentaires et volcaniques métamorphosées ainsi que des roches plutoniques intrusives (comme le granite par exemple).

- la croûte inférieure: il existe deux types d'observations. L'observation indirecte provenant des remontées volcaniques qui entraînent en surface des enclaves de roches profondes. L'observation directe peut être faite dans les chaînes de montagne récentes comme la chaîne Alpine qui montre à l'affleurement des granulites de haute pression (zone d'Ivrée) ainsi que des granites métamorphisés dans des faciès haute pression-haute température (Monte Mucrone, Italie). Dans l'ensemble, la croûte inférieure est essentiellement composée de roches pauvres en eau et métamorphosées dans des conditions de pression et de température compatibles avec des profondeurs supérieures à 15 km.

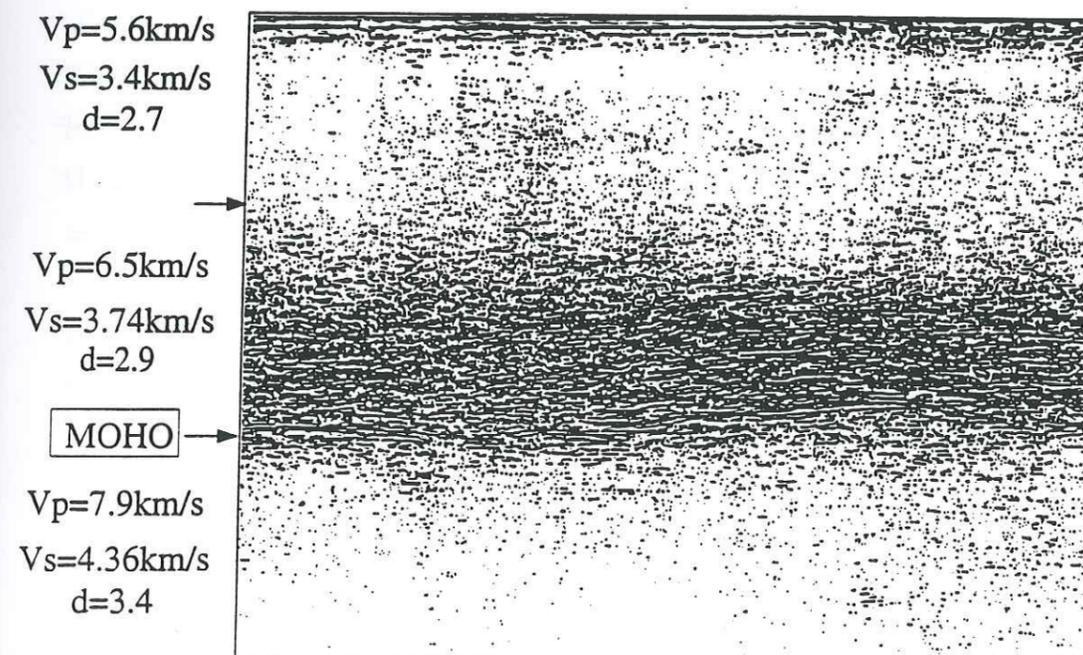
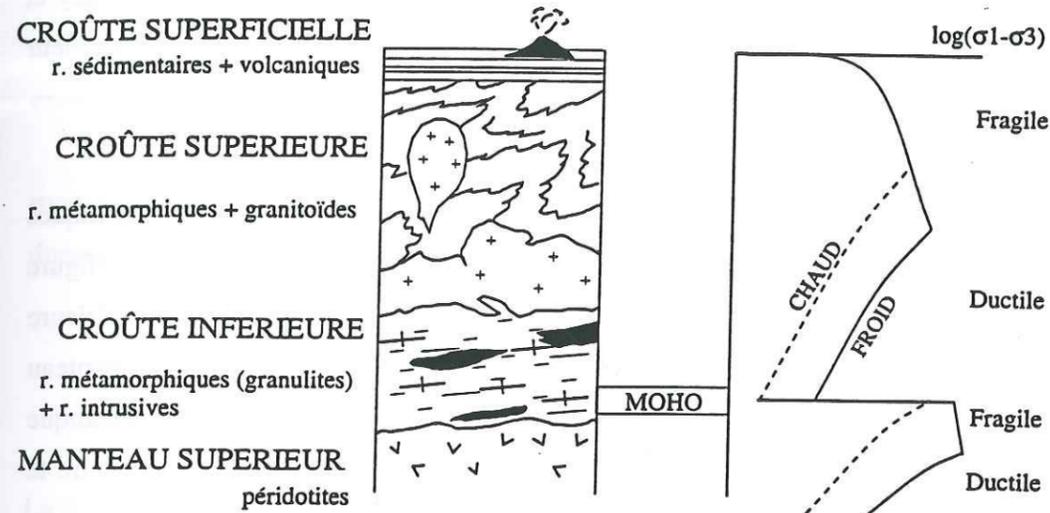


figure 1.1: Coupe schématique de la lithosphère continentale. De grandes variations de vitesse, de densité, de composition et de comportement physique soulignent l'interface entre la croûte et le manteau. La croûte elle-même n'est pas homogène sur toute son épaisseur.

a) coupe pétrologique (d'après Caron *et al.*)

b) profil structural théorique d'une lithosphère moyenne (Chen et Molnar, 1983)

c) variations verticales vitesse-densité et exemple de profil de sismique réflexion (Warner, 1990)

• le manteau: les meilleurs échantillons proviennent des remontées volcaniques (Massif Central français). Il s'agit de lherzholites à spinelle, plagioclase ou grenat (Coisy et Nicolas, 1978). Ces roches sont aussi observables dans les Alpes ou les Pyrénées mais leur remontée progressive a permis leur hydratation (formes serpentinisées).

Outre ce schéma pétrologique, il est possible de définir, à partir des données thermiques et minéralogiques, un profil de comportement mécanique moyen. Les profils obtenus (figure 1.1b) divisent la lithosphère en deux grands domaines: déformation fragile (croûte supérieure et dans certains cas le manteau supérieur) et déformation ductile (croûte inférieure et manteau profond). Ces subdivisions montrent qu'il existe une différence de comportement mécanique au passage croûte-manteau qui provient essentiellement de la différence de rhéologie entre le quartz et l'olivine.

Les études sismiques et sismologiques ont elles aussi confirmé ce schéma. Le passage croûte-manteau a été mis en évidence en 1909 par Mohorovicic. Il a observé qu'à partir d'une certaine distance épacentrale, l'hodochrone de la première arrivée changeait. Ce passage entre l'onde directe (Pg) et l'onde conique (Pn) montre que la vitesse des ondes P est plus grande dans le manteau que dans la croûte. La figure 1.1c montre un profil moyen de vitesse pour la croûte continentale. Les grands profils de sismiques réflexion de type ECORS ont montré qu'il existe bien des interfaces de part et d'autre desquelles les comportements physiques des roches changent. Paul et Nicollin (1989) ont observé sur le profil ECORS du Nord de la France, des phases très claires correspondant aux ondes PmP. L'observation de ces ondes réfléchies sur le Moho a aussi permis de montrer que pour certaines régions, la croûte inférieure pouvait être modélisée par une superposition de fines couches (80 à 200m d'épaisseur) dont la vitesse des ondes P oscille entre 5.8kms^{-1} et 7.6kms^{-1} . La croûte supérieure est souvent transparente en sismique. La figure 1.1c est un exemple de profil de sismique réflexion qui montre bien la division en quatre parties distinctes.

I-1.2. Principe des conversions ondes P-ondes SV

Une onde P incidente dans un milieu à interfaces planes, sans variations latérales de vitesse et de structure donne lieu à des conversions en onde Sv à chaque interface (la conversion inverse SV-P est elle aussi possible). En effet, les ondes P et SV ayant leur

mouvement de polarisation dans le même plan de propagation, l'interaction avec une interface donne naissance à quatre types d'ondes:

1. en réflexion: une onde P et une onde SV.
2. en réfraction: une onde P et une onde SV.

La figure 1.2a montre les deux types de conversions pour une interface plane.

Pour l'étude du moho, les phases converties recherchées sont les suivantes : **Psv** et **PpPmS** (figure 1.1a). Le problème consiste donc à identifier ces deux phases dans le train d'ondes suivant l'arrivée de l'impulsion des ondes P. Cette coda P peut être assez importante pour certains enregistrements et est essentiellement produite par les formations superficielles et les variations latérales de structure. Or, les phases converties ont une amplitude très faible par rapport à l'onde directe. Pour l'onde Psv, on peut approcher les coefficients de transmission en déplacement T_{PS} et T_{PP} (Aki et Richards, 1980; Sheriff et Geldart, 1983) par la formule suivante:

$$T_{PS} = \frac{p\alpha}{2\cos j} \left[\left(1 - 2\beta^2 p^2 - 2\beta^2 \frac{\cos i \cos j}{\alpha \beta} \right) \frac{\Delta\rho}{\rho} - \left(4\beta^2 p^2 + 2\beta^2 \frac{\cos i \cos j}{\alpha \beta} \right) \frac{\Delta\beta}{\beta} \right] \quad (1.1)$$

$$T_{PP} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho} + \left(\frac{1}{2\cos^2 i} - 1 \right) \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \quad (1.2)$$

où α et β sont les vitesses moyennes des ondes P et S des deux milieux, $p = \frac{\sin i}{\alpha_1}$ le

paramètre de rai, i et j sont les angles d'incidence respectivement de P et S et ρ la densité. Cette approximation nous permet d'estimer les amplitudes relatives de l'onde P directe et de l'onde S convertie dans le cas où les contrastes des propriétés physiques à l'interface ne sont

pas trop importants (l'approximation n'étant que du premier ordre). La figure 1.1b montre la variation des coefficients de transmission en fonction de l'angle d'incidence de l'onde P. Comme nous n'utiliserons que des télé-séismes pour nos différentes études, il est possible d'estimer le rapport d'amplitude en déplacement entre l'onde directe et l'onde convertie à environ 5%. Il faut donc nécessairement envisager des méthodes d'analyse permettant d'identifier cette phase faible en amplitude dans la coda P.

Pour simplifier l'analyse de ces phases, nous prendrons les critères suivants (Burdick et Langston, 1977 ; Langston, 1979):

1. Prendre les séismes dont les phases directes sont impulsives avec un bon rapport signal sur bruit.
2. Eviter les séismes présentant une coda importante ainsi que des arrivées trop énergétiques après la phase P. Les séismes peu profonds donnent des phases provenant de réflexions à la surface libre proche de l'hypocentre (phase pP). Langston préconise donc l'utilisation de séismes profonds ($Z > 100$) pour éviter ce phénomène.

Si l'on souhaite étudier l'interface croûte-manteau comme c'est le cas pour notre étude, il est possible d'utiliser des hypocentres dont la profondeur reste inférieure à 40 km. En effet, dans ce cas, la différence de temps entre l'onde P et l'onde pP excède les 10 sec pour des distances épicentrales supérieure à 23° (Herrin *et al.*, 1968).

Pour identifier ces phases converties, nous utiliserons deux méthodes très différentes dans leur philosophie et pouvant donc apporter des informations complémentaires. L'une repose sur l'analyse fréquentielle des sismogrammes permettant de faire ressortir les phases ayant des formes d'onde proche, l'autre permet d'analyser la polarisation des différents trains d'ondes suivant la phase P afin de les identifier.

I-2. Déconvolution et "Stacking"

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'amplitude des phases converties est faible vis à vis de l'onde directe. Il est donc nécessaire d'avoir recours à une méthode permettant de faire ressortir les phases recherchées. La technique mise au point par les milieux

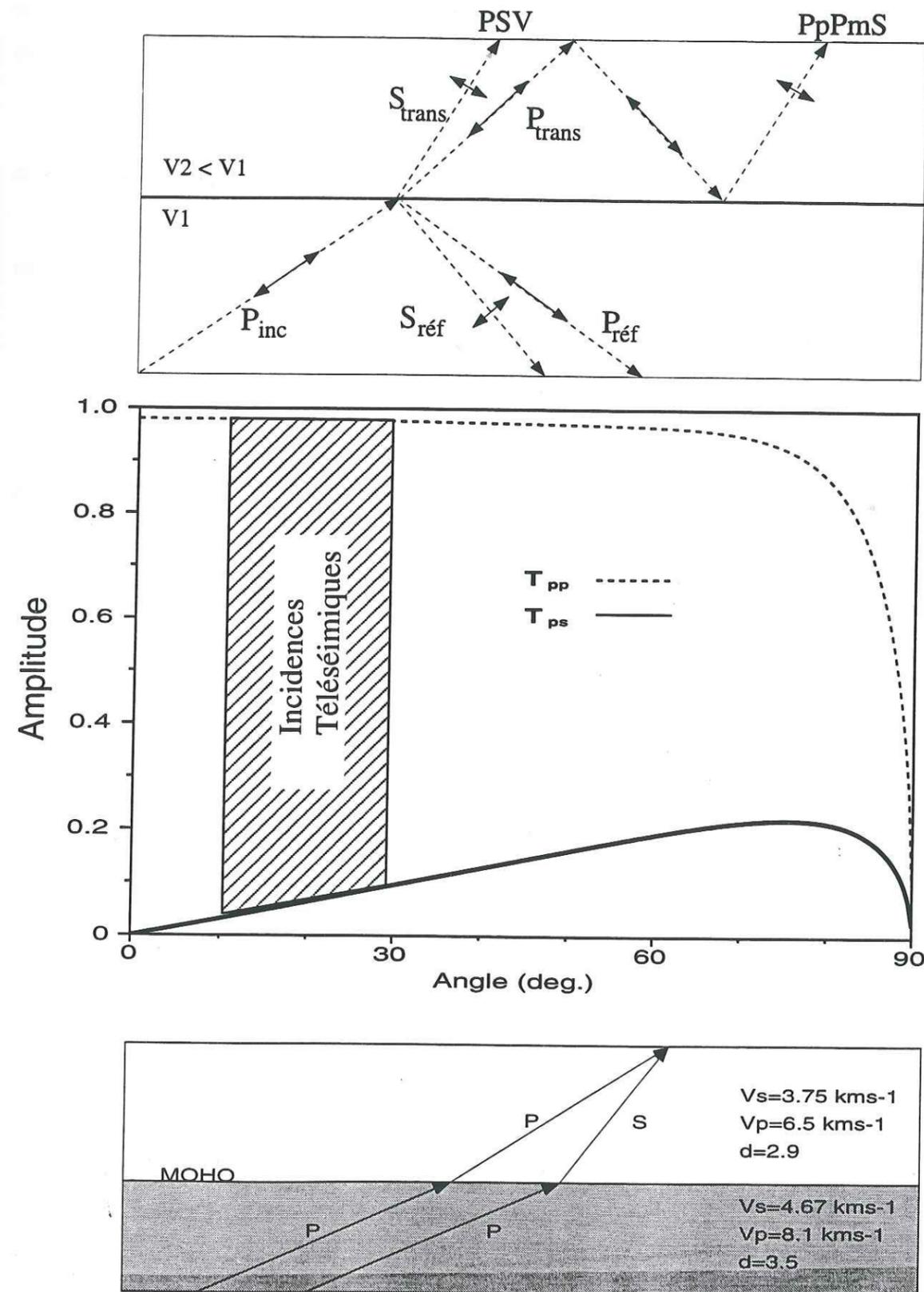


figure 1.2: Exemple de réflexion-réfraction à une interface. (a) P et SV étant polarisés dans le plan de propagation, l'interaction d'un front d'onde avec une interface donne 4 ondes différentes. (b) les coefficients de transmission d'un milieu à un autre sont fonction des variations de vitesse P et S ainsi que de la variation de masse volumique.

pétroliers consiste à sommer ('stacking' signifiant empiler ou sommer en anglais) des sismogrammes sous certaines conditions pour amplifier les caractéristiques que l'on souhaite observer. La sommation des sismogrammes ne peut pas se faire directement sans autres traitements, car pour être constructive, il est nécessaire :

1. De normaliser les enregistrements en les rendant indépendants de la forme de l'onde incidente.
2. D'effectuer des décalages en fonction des temps de propagation relatifs des ondes recherchées.

I-2.1. Déconvolution et normalisation

La normalisation des sismogrammes doit permettre de rendre 'comparables' les différents enregistrements utilisés. La méthode choisie ici est la déconvolution en domaine fréquentiel des traces radiales et transversales par l'onde P.

I-2.1.1. Principe de la méthode

L'onde qui arrive à la station est enregistrée sur trois composantes: Verticale, Nord-Sud, Est-Ouest. Ces enregistrements peuvent ensuite être amenés par rotation dans le repère Vertical-Radial-Transversal associé à chaque événement. Il est alors possible d'écrire les déplacements de chaque composante comme la convolution dans le domaine temporel d'une source, du chemin parcouru (fonction de la polarisation) et de l'instrument:

$$\begin{cases} D_V(t) = I(t) * S(t) * E_V(t) \\ D_R(t) = I(t) * S(t) * E_R(t) \\ D_T(t) = I(t) * S(t) * E_T(t) \end{cases} \quad (1.3)$$

où $S(t)$ représente la fonction source en temps des ondes concernées, $I(t)$ est la réponse impulsionnelle de l'instrument et $E_V(t)$, $E_R(t)$ et $E_T(t)$ représentent les réponses impulsionnelles des structures respectivement verticale, radiale et tangentielle. Si le milieu de

propagation est composé de couches planes, la méthode matricielle (Thomson, 1953 ; Haskell, 1953, 1962) permet d'estimer $E(t)$. Ces fonctions sont de la forme suivante (Langston, 1979) :

$$E(t) = \sum_{i=1}^n \{ \alpha_i \delta(t - \tau_i) + \beta_i H[\delta(t - \tau_i)] \} \quad (1.4)$$

où α_i et β_i sont des constantes fonctions des coefficients de transmission et de réflexion, $\delta(t)$ est la fonction de Dirac, τ_i représente le temps de trajet du ième rai et $H[\]$ est l'opérateur de la transformée de Hilbert. La normalisation des sismogrammes consiste donc en une estimation des fonctions de transfert $E(t)$ qui doivent être indépendantes des séismes étudiés.

Pour les ondes converties provenant de l'onde P, on peut raisonnablement faire l'hypothèse que leurs formes d'ondes seront identiques à celle de l'onde P. Cela revient à identifier $S(t)$ à la phase P. Si l'on assimile la coda à du bruit indépendant de la source, il est possible d'écrire la normalisation comme une simple déconvolution par l'onde P dans le domaine temporel ou une division en domaine fréquentiel:

$$\begin{cases} E(\omega) = \frac{D(\omega)}{S'(\omega)} = \frac{\gamma_{DS^*}(\omega)}{\gamma_{SS^*}(\omega)} \\ S'(\omega) = P_z(\omega)I(\omega) \end{cases} \quad (1.5)$$

$P_z(\omega)$ étant la phase P enregistrée sur la verticale, $I(\omega)$ la réponse impulsionnelle du sismomètre en domaine fréquentiel (supposée constante pour les trois composantes), γ représentant les interspectres et l'astérisque le complexe conjugué. Mais ce calcul présente un problème d'instabilité dû à la faible bande de fréquence de la phase P. L'instabilité provient du fait que certaines fréquences de $S'(\omega)$ sont très proches de 0 et ajoutent donc des amplitudes parasites élevées à des fréquences indésirables. Il est donc nécessaire de filtrer ces fréquences n'appartenant pas au spectre de puissance de $S'(\omega)$.

Pour éviter une partie de ces problèmes tout en appliquant la même méthode, il est possible d'utiliser le filtre de Wiener associé à une fonction de Hanning (annexe 3). L'estimation des

spectres d'autocorrélation et d'intercorrélation se fait par multiplication par une fonction de Hanning qui élimine les biais dûs au fait que les signaux sont de longueur finie (Thomas, 1994). Cette façon de procéder élimine une partie des fluctuations fréquentielles par lissage. Ce calcul peut s'écrire de la façon suivante:

$$\left[\begin{aligned} \hat{E}(\omega) &= \frac{TF[\Gamma_{DS^*}(t) \cdot H^n(t-\tau)]}{TF[\Gamma_{SS^*}(t) \cdot H^n(t)]} \\ H^n(t) &= \left[\frac{1}{2}(1 + \cos(2\pi t/d)) \right]^n \end{aligned} \right] \quad (1.6)$$

Les résultats obtenus par cette méthode sont nettement supérieurs à ceux de la simple division des spectres avec filtrage mais présentent encore trop d'oscillations dans la coda des P pour espérer identifier clairement une phase.

Pour éliminer ces variations sans filtrages excessifs, il est nécessaire d'éviter de calculer la division par des spectres d'amplitude proche de zéro sans introduire un biais trop important. La méthodologie utilisée est celle décrite par Helmberger et Wiggins (Helmberger et Wiggins, 1971; Dey-Sarkar et Wiggins, 1976). Le principe de cette méthode repose sur le seuillage des spectres en énergie afin de limiter le calcul aux bandes spectrales représentatives du signal. Le rapport des différents spectres est ensuite filtré par une courbe gaussienne (voir annexe sur le filtrage Gaussien) dans la bande énergétique prédominante. Cette série d'opérations peut s'écrire de la façon suivante dans le domaine spectral:

$$E_r'(\omega) = \frac{D_r(\omega)D_v^*(\omega)}{\Phi_{ss}(\omega)} \cdot G(\omega) \quad (1.7)$$

où

$$\Phi_{ss}(\omega) = \max(D_v(\omega)D_v^*(\omega), c \max[D_v(\omega')D_v^*(\omega')]_{\omega'}) \quad (1.8)$$

et

$$G(\omega) = e^{-\omega^2/4a^2} \quad (1.9)$$

Le seuil c est très important car il limite de façon assez brutale la bande spectrale dans laquelle la déconvolution est calculée. Pour toute notre étude, ce paramètre a été fixé à 1% de

l'amplitude maximale. Le second paramètre fixant la largeur de la gaussienne est lui aussi déterminant pour la qualité du résultat final. Une largeur de 1Hz donne des résultats stables sans oscillations secondaires excessives. La seule différence entre la méthode utilisée ici et celle de Dey-Sarkar vient de la position du filtrage gaussien par rapport à la fréquence 0. En effet, le fait de ne pas centrer cette courbe sur le maximum du spectre d'amplitude de la composante verticale introduit un biais pouvant être estimé à 40% de la valeur vraie pour des enregistrements de fréquence dominante 1Hz. Pour tous nos programmes de déconvolution, ce filtre sera centré sur la fréquence du maximum du spectre d'énergie (figure 1.3)

La figure 1.4 montre les résultats pour un sismogramme 'synthétique' faisant apparaître un décalage de 10sec entre l'arrivée de l'onde P et de l'onde Psv. La déconvolution du sismogramme radial par le signal vertical donne bien un pic en zéro et un pic plus petit à 10sec. La largeur des impulsions et les oscillations secondaires proviennent des effets des différents filtrages utilisés. Le pointé des arrivées converties se fait donc pic à pic ce qui est plus aisé que de pointer l'émersion de la phase dans la coda.

L'organigramme de la figure 1.3 montre les étapes de calcul utilisées pour le traitement de nos données.

Il existe une autre méthode travaillant dans le domaine spectral et permettant de séparer la source de la fonction de transfert. Cette méthode appelée **cepstre** (Bogert et al, 1962) est décrite dans l'annexe 3 car elle n'a pas été employée dans nos études. L'analyse cepstrale, très employée dans l'étude des échos et de leur élimination (Brigham, 1988), a été utilisée par Gir (1979) dans le cadre d'une étude locale de la structure de la croûte.

I-2.2. Le 'Stacking'

Le 'stacking' consiste en la sommation des différentes traces sismiques afin d'amplifier les phases à faible énergie mais cohérentes par rapport au bruit qui par définition est aléatoire. Si l'on suppose que les signaux provenant de la diffraction proche de la station varie de façon aléatoire avec l'azimut du séisme, il est possible d'estimer l'amélioration du rapport signal sur bruit. En effet, le signal $S(t)$ que l'on obtient après la sommation de N traces est de la forme suivante:

$$S(t) = \sum_{i=1}^N [s_i(t) + b_i(t)] \quad (1.10)$$

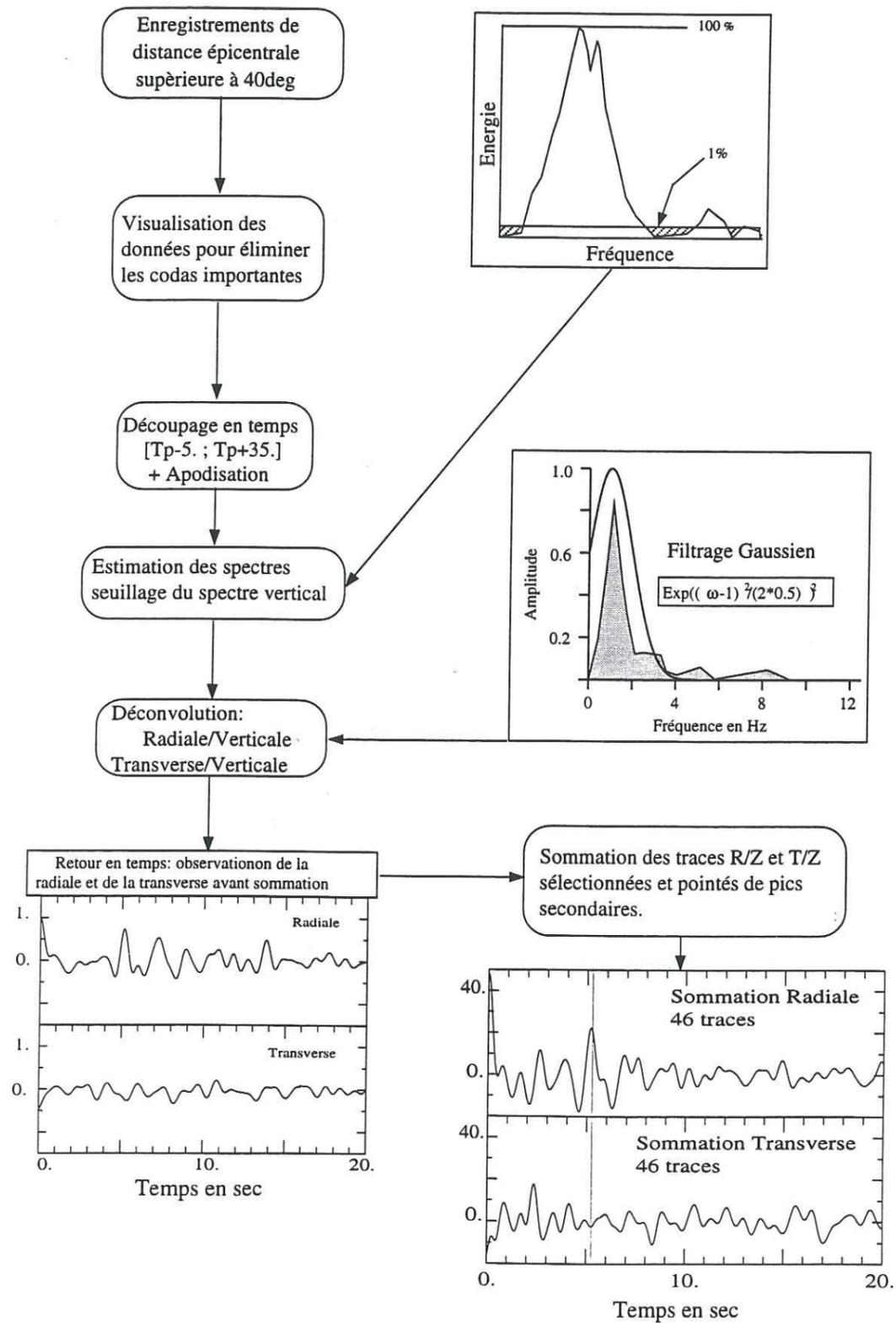


figure 1.3: Organigramme représentant la chaîne de traitement des signaux par la méthode Helmberger et Wiggins. Le filtrage gaussien réalise un très bon compromis entre précision en temps et en fréquence. De retour dans le domaine temporel, le Dirac représentant la phase P est centré sur $t=0$ car il n'y a pas de décalage de temps pour cette arrivée entre l'enregistrement vertical et radial.

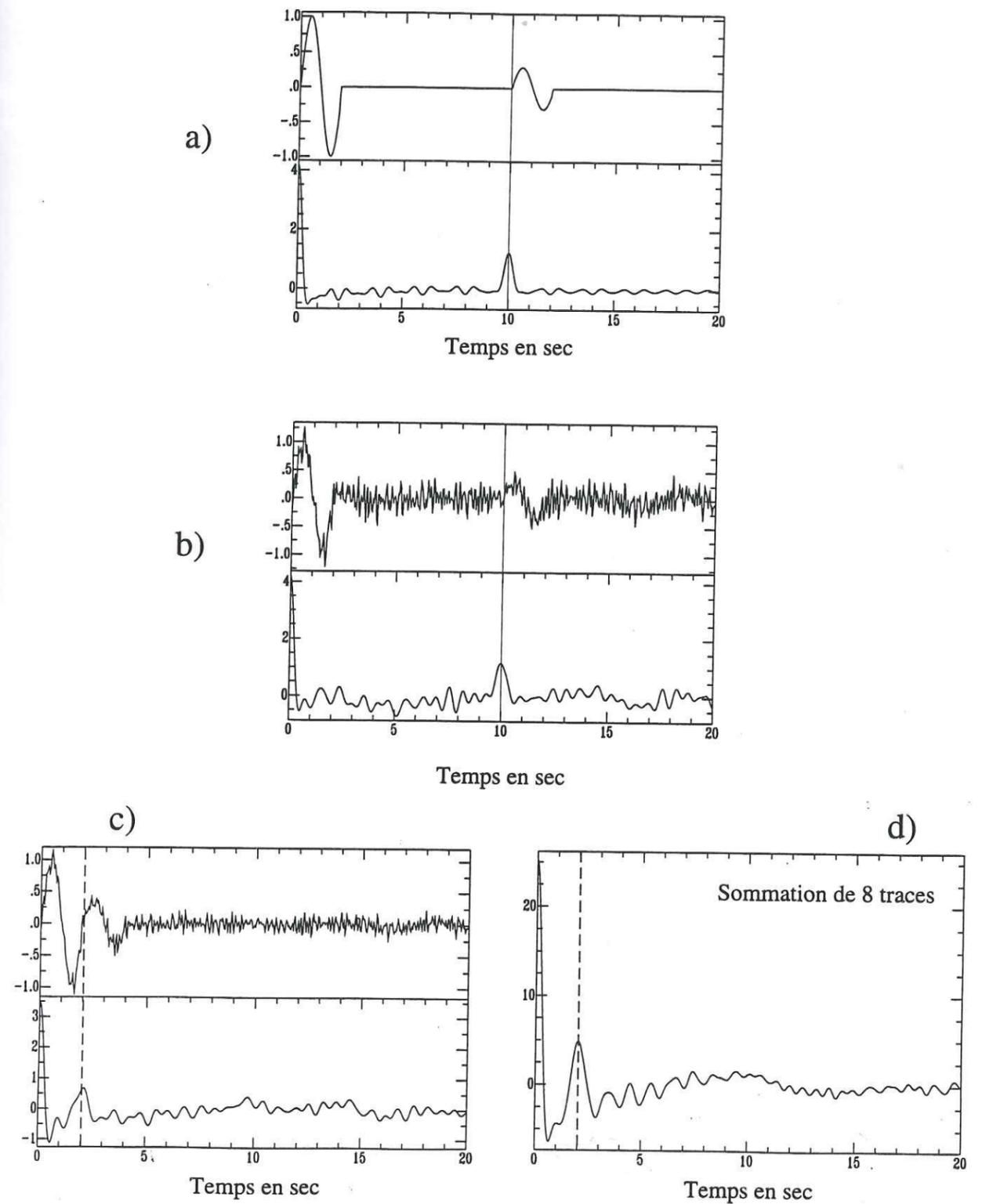


figure 1.4: Exemple de déconvolutions obtenues par la méthode filtrage-seuillage. Les signaux des composantes radiale et verticale ont été construits à partir d'une période de sinusoïde apodisée. (a) avec un décalage de 10sec entre P et Psv sans addition de bruit; (b) le même avec bruit; (c) Signal + bruit mais avec un décalage de 2sec. (d) montre le résultat avec un dt de 2sec mais après sommation de 8 traces. L'amélioration est très sensible et le pointé de la seconde phase devient plus facile. Le pouvoir de séparation de cette méthode est donc très important.

où les $s_i(t)$ représentent les signaux à amplifier et les $b_i(t)$ sont assimilables à des bruits aléatoires. Si l'on estime la variance de $S(t)$, on obtient:

$$V_s = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_{s_i s_j} + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_{b_i b_j} + 2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_{b_i s_j}$$

soit

$$V_s = N^2 \cdot V_s + N \cdot V_b \quad (1.11)$$

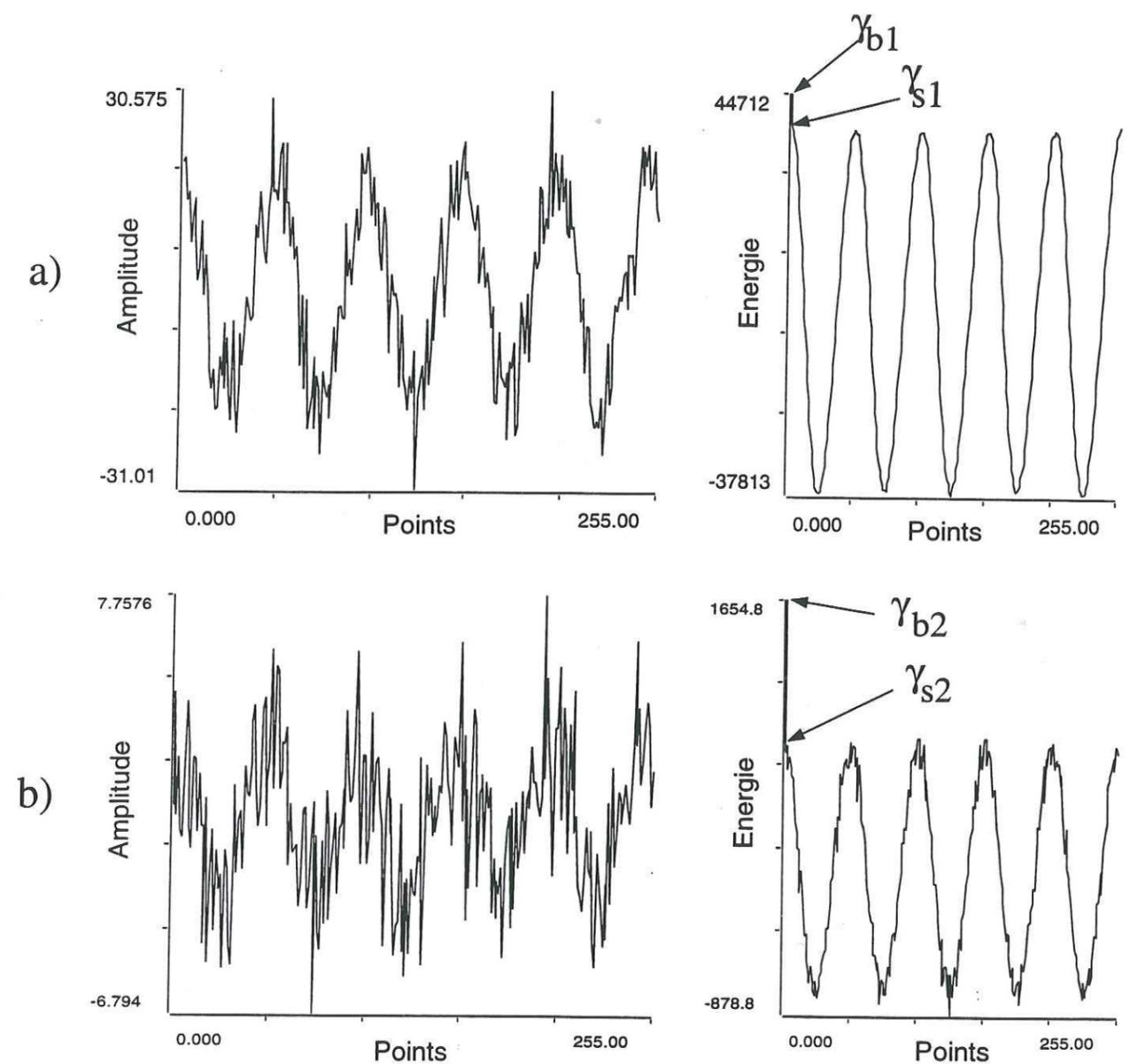
où C représente la covariance et V la variance. On voit donc que la variance du signal croît en N^2 et que celle du bruit croît en N . S'il l'on écrit que le rapport signal sur bruit est égal à:

$$B/S = \frac{\gamma_{bb}}{\gamma_{ss}} \quad (1.12)$$

on voit que ce rapport décroît en $1/N$, c'est à dire que l'amplitude du signal augmente linéairement avec N et que le bruit croît en \sqrt{N} . Cette amélioration peut être estimée sur des fonctions connues (sinus) sur lesquelles on ajoute du bruit blanc centré (figure 1.5). La figure 1.6 montre l'amélioration du rapport signal/bruit pour une période de sinusoïde additionnée de 'vrai' bruit (le bruit provenant des sismogrammes n'étant pas à proprement parler un bruit blanc).

Si l'on souhaite une bonne 'amplification' de certaines phases, la sommation trace à trace doit se faire en introduisant pour chaque événement une correction de temps fonction du paramètre de rai de l'onde recherchée, et des caractéristiques géométriques et physiques de la croûte. Ceci provient du fait que l'hodochrone de l'onde recherchée n'est pas forcément parallèle à celle de l'onde de référence (onde P). Les courbes (a) et (b) de la figure 1.7 montrent l'évolution de l'intervalle de temps séparant les arrivées de l'onde P et des ondes converties. La correction à introduire avant la sommation de toutes les traces est fonction des vitesses de propagation des ondes P et S ainsi que de l'épaisseur de la croûte.

On voit que pour l'onde Psv, la correction pour une croûte donnée varie peu avec l'angle d'incidence. Pour les fréquences qui nous intéressent, c'est à dire 0.8 à 1Hz, la correction est minime vis à vis de la période. Ce phénomène est encore atténué si l'on calcule les sommations région sismique par région sismique. De même, lorsque l'on compare les sommations provenant des 3 ou 4 régions fortement sismiques (figure 1.8), on constate que la dérive temporelle des phases prédominantes n'est pas très importante. Owens *et al.* (1984) ont



$$\frac{\gamma_{b1} / \gamma_{s1}}{\gamma_{b2} / \gamma_{s2}} = 1/4$$

figure 1.5: Estimation de l'amélioration du rapport signal sur bruit par la sommation. J'ai représenté les autocorrélation des deux signaux. Le pic à $t=0$ est équivalent à l'énergie du bruit, alors que l'amplitude maximum de la sinusoïde représente l'énergie du signal. L'amélioration du rapport de ces deux énergies (signal/bruit) varie bien en $1/N$.

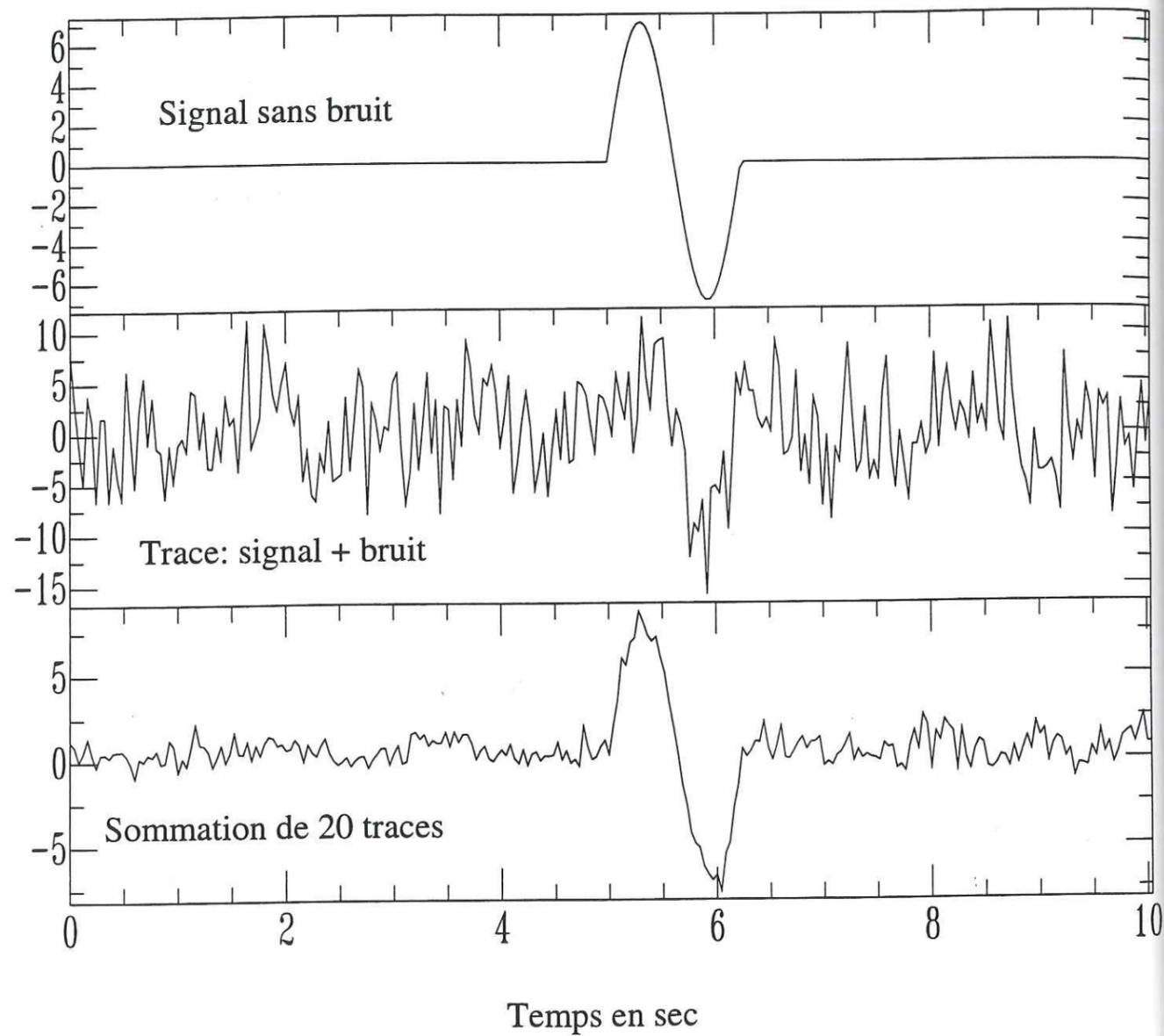


figure 1.6: Utilité de la sommation. Pour ce calcul, j'ai utilisé du bruit provenant de divers sismogrammes. Ce bruit n'est pas à proprement parler un bruit blanc. Malgré cela, l'amélioration du rapport signal sur bruit est très nette. Il est possible de retrouver la forme et l'amplitude de l'onde recherchée.

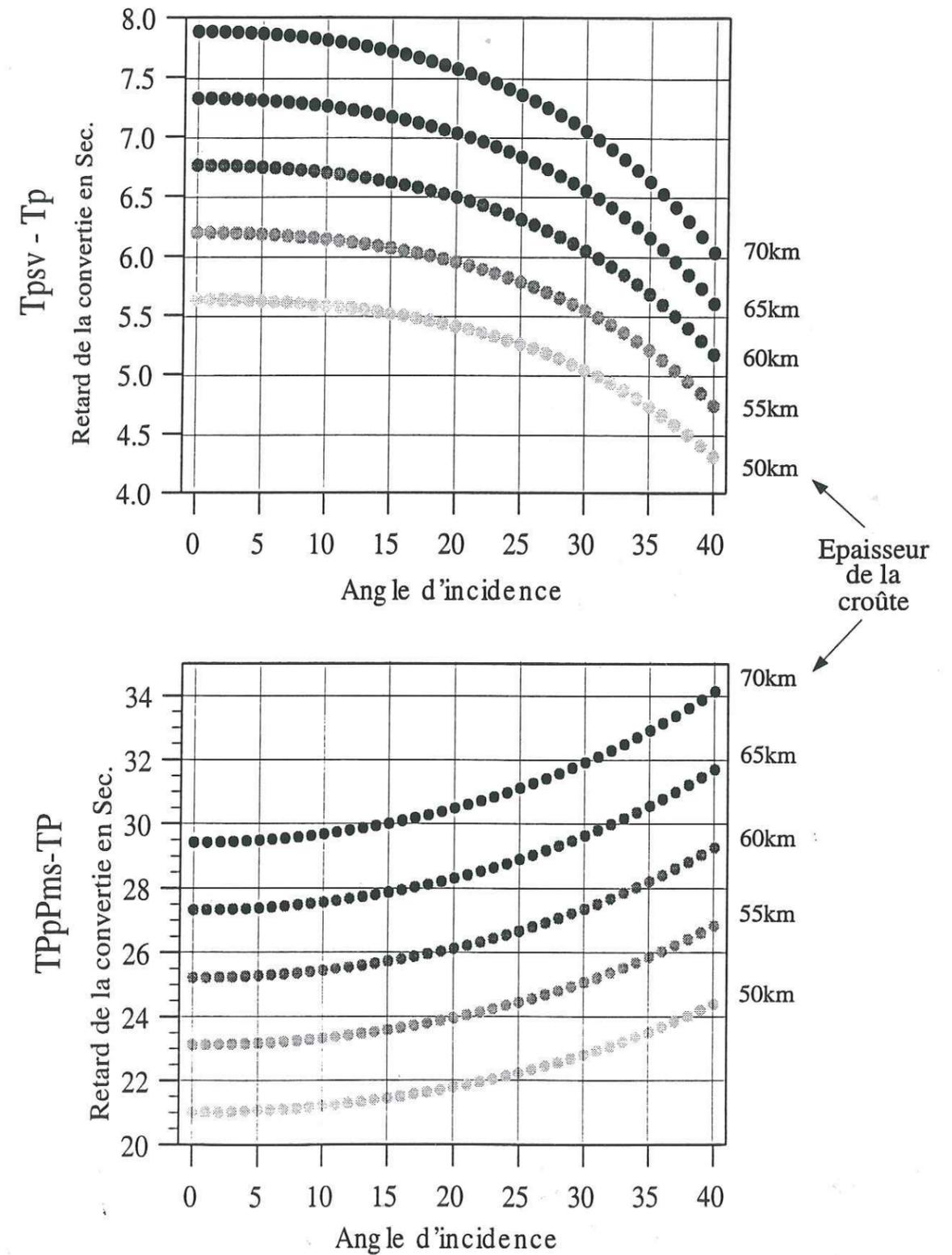


figure 1.7: Hodochrones des arrivées Psv et Ppms par rapport à l'arrivée de l'onde P 'directe'. Ces hodochrones sont bien évidemment fonctions de l'épaisseur de la croûte et du rapport V_p/V_s . Pour les phases Psv ayant pour origine des séismes lointains ($>30^\circ$), les corrections sont faibles vis à vis de la fréquence des signaux (0.8-1Hz).

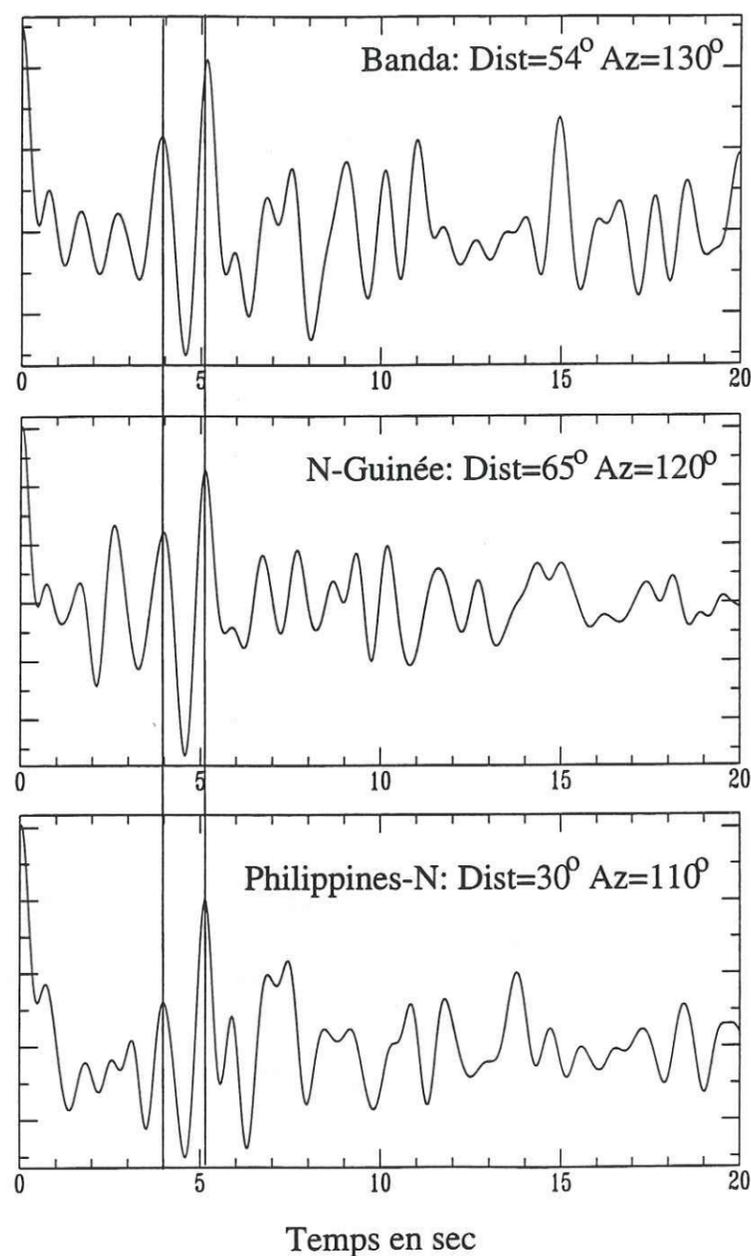


figure 1.8: Exemple de déconvolutions obtenues pour une station proche de Golmud (Nord Tibet). La comparaison des fonctions de transfert radiales pour 3 régions différentes montre un pic cohérent à $t=5$.1sec. Il n'est pas nécessaire d'introduire de termes correctifs avant la sommation totale.

montré que pour des événements distants d'environ 60° de la station et séparés de 10° à 15° , la sommation de fonctions de transfert normalisée sans correction n'altérerait pas les amplitudes des ondes converties. Pour des distances épacentrales plus petites, il sera toutefois nécessaire de corriger le retard de cette phase en fonction de la distance qui sépare la station de chaque région si l'on souhaite faire un pointage précis. Pour la phase PpmS, la correction est plus importante (figure 1.7b) et oblige donc à introduire un facteur correctif pour toutes les sommations.

Comme nous l'avons vu dans le §I.1.2, l'onde P convertie en SV au moho doit théoriquement appartenir au plan de propagation. Donc, outre l'observation de la composante radiale déconvoluée, il est nécessaire d'observer la déconvolution de la composante tangentielle. Si cette composante est trop énergétique, il peut exister un doute sur la nature de la phase enregistrée. Malgré cela, l'absence de signal sur la composante radiale ne permet en aucun cas d'identifier l'arrivée secondaire comme une onde SV. Il est toujours possible que le front d'onde de la phase P rencontre un ou plusieurs points diffracteurs dans le plan de propagation amenant à l'arrivée d'une phase compressive secondaire qu'il sera impossible de discerner d'une onde SV. La solution à ce problème sera donc de calculer les fonctions de transfert de la phase radiale pour différents azimuts et différents angles d'incidences. Sauf existence d'une structure sphérique autour de la station, la sommation de ces fonctions de transfert devrait mettre en évidence une interface de part et d'autre de laquelle, les propriétés physiques changent suffisamment pour donner lieu à une onde convertie observable.

I-2.3. Limites de la méthode de déconvolution

Cette méthode repose sur des bases théoriques assez simples selon lesquels l'enregistrement fait en une station se met sous la forme décrite par l'équation (1.4). Cela revient à supposer que le milieu est parfaitement isotrope, homogène et composé de structures planes. Pour la région qui sera l'objet de notre étude sur les fonctions de transfert, le Nord du plateau tibétain, cette hypothèse de base est loin d'être vérifiée et de ce fait, il faudra être très vigilant quant aux polarisations des différents trains d'ondes. L'une des seules solutions pour résoudre cette incertitude consiste à faire une étude statistique. Pour cela, il faut faire varier la distance épacentrale et l'azimut, en supposant que la profondeur du moho ne varie pas trop brutalement autour de la station.

Une autre limite à cette méthode vient du fait que pour trouver une cohérence entre les train d'ondes P et Psv, il ne faut pas que le bruit environnant soit trop important. S'il est de fréquence très différente à celle de la phase P, un simple filtrage permettra l'évaluation de la fonction de transfert. Si la fréquence et l'amplitude sont trop similaires à celle du signal, comme c'est le cas pour des stations placées dans des bassins sédimentaires ou dans des zones tectoniques très perturbées, il ne sera pratiquement pas possible de faire ressortir la phase convertie par déconvolution.

Guest et Thomson (1992) ont montré que si le milieu contenait une interface isotrope-anisotrope comme le Moho (Rey, 1992) ou si le milieu était latéralement inhomogène ou avec des interfaces plongeantes, une onde P incidente pouvait générer des ondes polarisées SH. Owens *et al.* (1994) et Herquel *et al.* (1995) ont montré que l'onde Psv présentait un phénomène de biréfringence. Dans ce cas, la composante SH peut être importante et fausser le critère de sélection des données qui repose sur le fait que la composante transverse doit être faible.

Cela étant, les résultats obtenus sur les sismogrammes synthétiques montrent que cette méthode a un très bon pouvoir de séparation des différentes phases (figure 1.4). Les effets perturbateurs du bruit sont assez bien corrigés par la sommation. Cette méthode de déconvolution-sommation semble donc posséder toutes les qualités pour pouvoir raisonnablement étudier les ondes converties à l'interface croûte-manteau.

I-3. Analyse de la polarisation: matrices de covariance

L'analyse de la polarisation des mouvements du sol permet de caractériser dans un plan ou dans l'espace les paramètres qui décrivent l'enveloppe moyenne de ces points. Un segment de droite est mieux polarisé qu'une ellipse qui, elle-même, est mieux polarisée qu'un cercle. Cette méthode a été utilisée par Wajeman et Souriau (1987) pour l'observation de la phase PdS, c'est à dire l'onde P convertie en S à l'interface des 670km.

Nous allons dans un premier temps décrire mathématiquement en trois dimensions cette méthode et voir comment il est possible de l'appliquer au problème d'identification des ondes converties.

I-3.1. Matrices de covariance

Supposons que nous soyons en présence de trois variables aléatoires X, Y et Z représentant les coordonnées des points dans l'espace. Leurs paramètres statistiques sont:

$$\begin{aligned} m_x &= E(X) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \\ V_x &= E[(X - m_x)^2] = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - m_x)^2 \end{aligned} \quad (1.13)$$

avec m_x la moyenne, V_x la variance et $E[\]$ l'espérance mathématique. Pour caractériser l'interdépendance de deux variables, on introduit le coefficient de covariance C_{xy} :

$$C_{xy} = E[(X - m_x)(Y - m_y)] = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - m_x)(y_i - m_y) \quad (1.14)$$

Il est possible de regrouper tous ces termes dans une matrice de variance-covariance:

$$C = \begin{bmatrix} V_x & C_{xy} & C_{xz} \\ C_{xy} & V_y & C_{yz} \\ C_{xz} & C_{yz} & V_z \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

Cette matrice peut se diagonaliser et donner trois valeurs propres $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ($\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$) et trois vecteurs propres respectifs $(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \vec{u}_3)$. Les racines carrées des ces trois valeurs propres sont homogènes à des distances et représentent à un coefficient d'homothétie près, les trois axes a, b, c de l'ellipsoïde équivalent à notre nuage de points (figure 1.9). Cette ellipsoïde est la forme quadratique associée à nos variables aléatoires. S'il y a deux valeurs propres nulles et une non nulle, toute l'information est contenue sur un axe (axe des moindres carrés). Si deux valeurs propres sont non nulles, l'information est contenue dans un plan et l'on obtient une ellipse ou un cercle. Si les trois valeurs propres sont égales, toutes les directions sont équivalentes, c'est à dire que la répartition spatiale est parfaitement aléatoire.

Cela permet d'analyser la polarisation d'une onde enregistrée en une station à trois composantes et d'en estimer la variation au cours du temps. Cette évolution temporelle est un

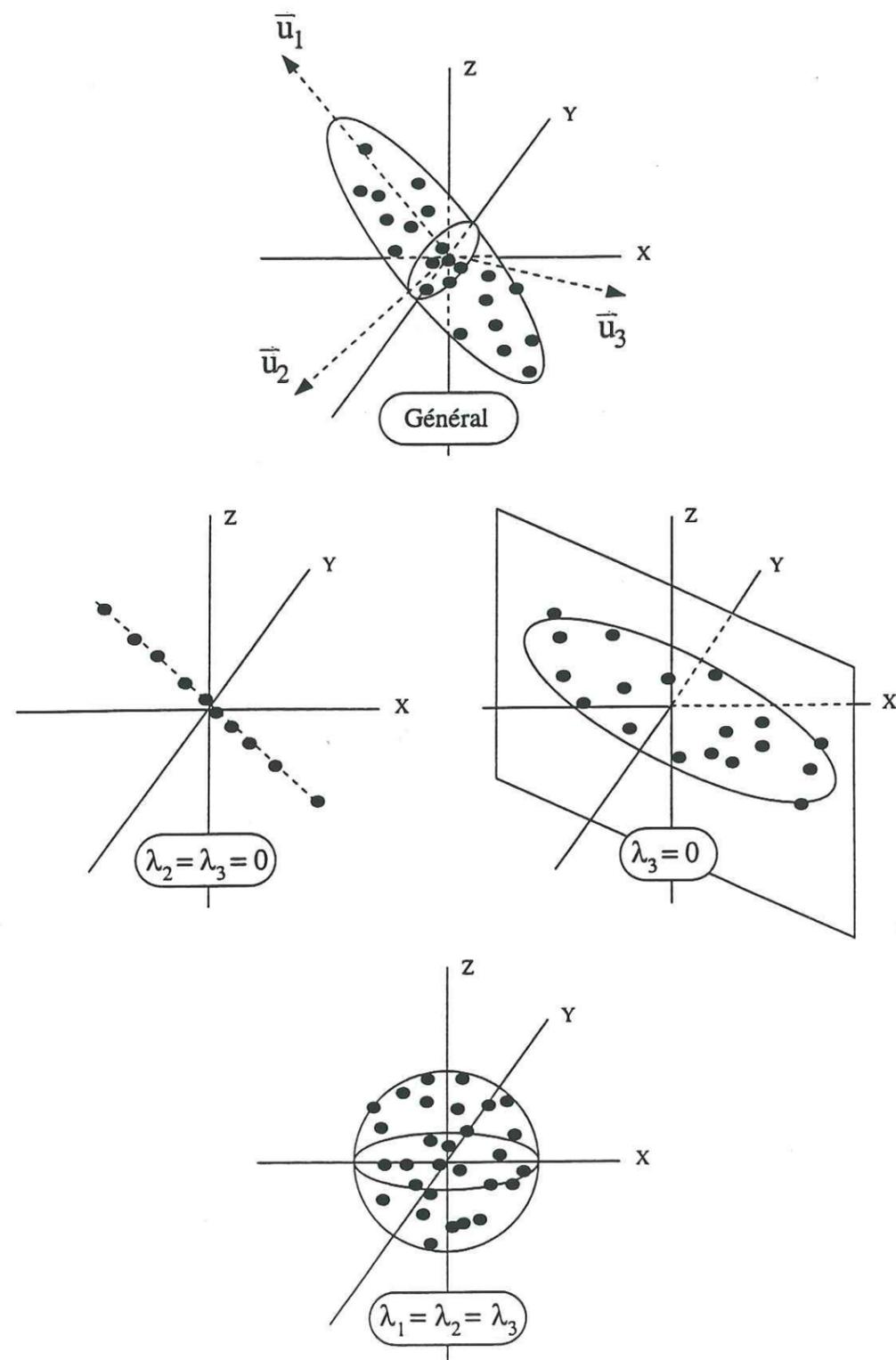


figure 1.9: L'ellipsoïde équivalent représente la surface quadratique qui s'approche le plus de la forme de notre nuage de points dans l'espace. Les ellipsoïdes (a), (b) et (c) sont les cas les plus extrêmes de ce type d'analyse.

paramètre très important pour notre étude des arrivées secondaires. En effet, l'onde P directe est polarisée le long du rai alors que l'onde SV convertie au passage du moho est polarisée perpendiculairement au rai. Il suffirait d'étudier les variations des angles caractéristiques de l'ellipsoïde dans les secondes suivant la première arrivée pour estimer le temps séparant l'onde P de l'onde Psv.

I-3.2. Mise en pratique de la méthode

Comme nous l'avons vu dans le second paragraphe, l'onde convertie et l'onde P appartiennent au plan de polarisation. Cette observation permet de limiter notre étude à un problème à deux dimensions en ne prenant que les composantes verticale et radiale du signal. Outre cette réduction de la dimension du problème, nous allons apporter quelques variations à la méthode présentée précédemment afin d'en faciliter l'application et l'interprétation.

La mise au point de la méthode d'analyse repose sur une étude de Vidale (1986) sur les ondes de Love et de Rayleigh. La principale différence avec la méthode précédente provient du fait que les signaux que l'on introduit dans la matrice des covariances sont des signaux analytiques. Ces signaux sont complexes avec comme partie imaginaire, la transformée de Hilbert du signal:

$$u(t) = u_r(t) + iH[u_r(t)] \quad (1.16)$$

Ce signal analytique stabilise l'estimation de la polarisation car sa partie imaginaire résulte d'une moyenne sur l'ensemble du signal. Il est donc possible de faire une estimation de la covariance point à point ce qui n'est pas réalisable lorsque l'on n'étudie que la partie réelle du signal. Si l'on souhaite stabiliser encore plus le résultat, il est possible d'estimer la polarisation sur une fenêtre glissante le long du signal. Dans ce cas, on perd en précision ce que l'on gagne en stabilité. J'ai choisi de prendre une fenêtre triangulaire de 11 points en temps, soit environ 0.44sec car au-delà, la perte de précision en temps est trop importante (figure 1.10). Un filtrage passe-bas permet d'améliorer cette analyse en évitant les perturbations causées par les variations rapides de l'amplitude.

A priori, et contrairement à la méthode de déconvolution, nous pouvons utiliser tous les signaux pour y déceler une arrivée avec une polarisation perpendiculaire à la phase P. En effet, toute variation de l'angle du grand axe de l'ellipsoïde dans le plan de propagation

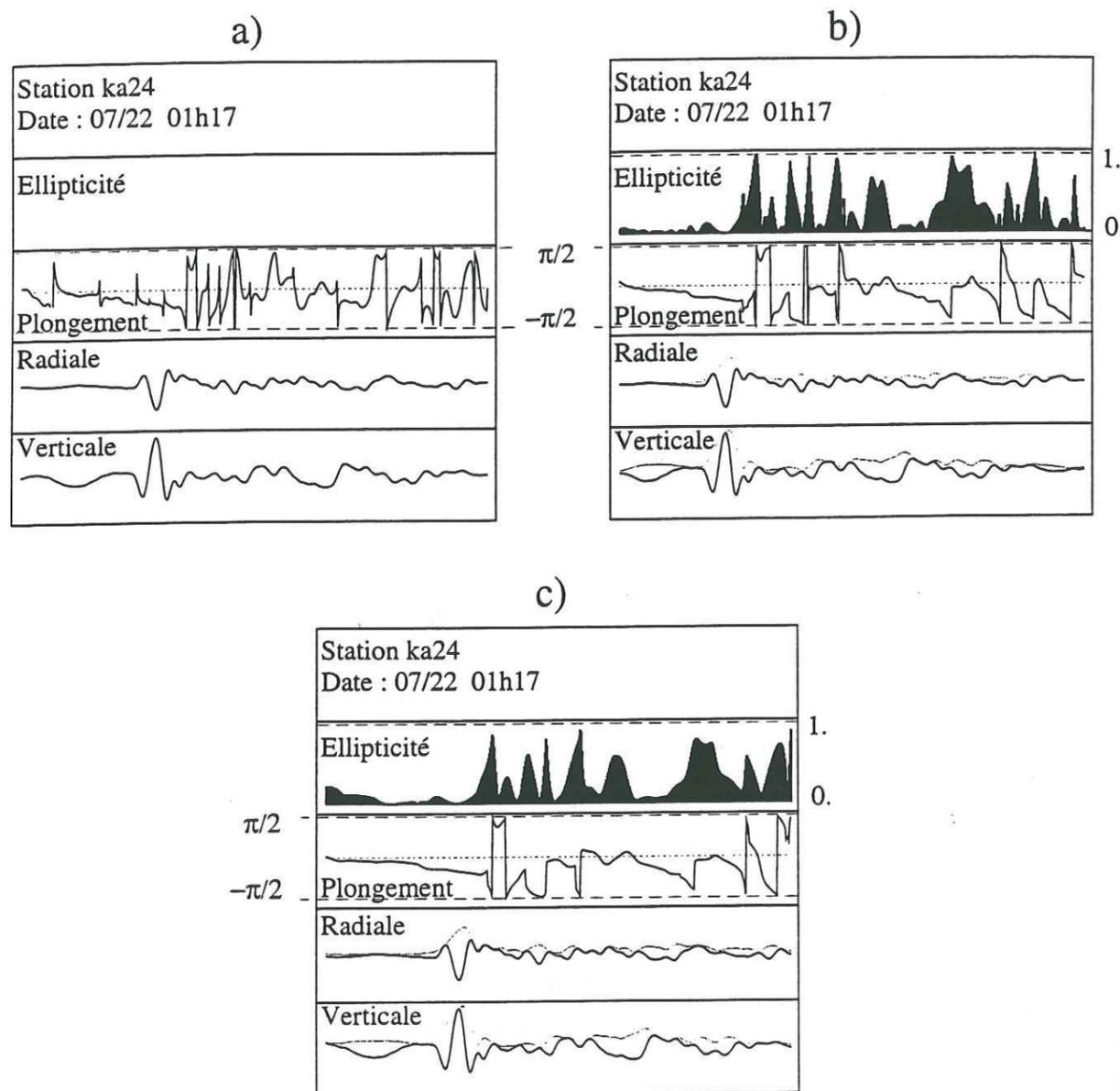


figure 1.10: Analyse de la polarisation (deux composantes Z et R) d'un même signal avec trois méthodes différentes. (a) Le signal introduit dans la matrice de covariance est le signal réel. Dans ce cas, les variations sont très rapides et rendent pratiquement impossible l'interprétation des paramètres de polarisation. (b) Même analyse mais en utilisant le signal analytique. La stabilisation de l'ellipticité et de l'angle de plongement est remarquable. (c) Analyse du signal analytique avec une fenêtre glissante triangulaire de 11 points. L'amélioration est visible et la perte de précision des pointés en temps n'est pratiquement pas décelable.

indique l'arrivée d'une onde dont la polarisation est différente de celle de l'onde P. Mais nous verrons dans le chapitre suivant qu'il est très difficile d'identifier les variations de polarisation lorsque l'onde convertie se trouve dans la coda des ondes P.

I-3.3. Capacités de la méthode des covariances

I-3.3.1. Avantages de l'analyse de polarisation

L'analyse de la polarisation permet l'étude directe sur le signal, sans aucun autre traitement, mis à part le filtrage passe-bas et les rotations dans le plan horizontal. Aucune hypothèse ne sont faites quant à la forme du signal source. La profondeur du séisme n'est plus un critère de sélection car les ondes créées par la surface libre près de la source et qui arrivent après l'onde P sont aussi des ondes compressives qui se différencient bien d'une onde polarisée SV.

De plus, l'utilisation du signal analytique permet d'introduire dans les calculs, la fonction représentant l'enveloppe du signal. Or, Farnbach (1975) a montré que l'enveloppe complexe du signal permet de séparer plus facilement les phases qui le composent. Leurs utilisations dans l'analyse de polarisation stabilisent les résultats grâce à la transformée de Hilbert et accentuent la sensibilité aux différentes arrivées secondaires.

I-3.3.2. Limites théoriques et pratiques

Cette méthode repose sur le fait que, dans un modèle de Terre à symétrie radiale, la polarisation des ondes de volume est linéaire. Or, cette approche peut être biaisée par la présence des nombreuses hétérogénéités ou des interfaces à formes complexes. Le fait de travailler trace à trace ne permet pas de résoudre ce problème de façon statistique. Il peut s'ajouter à cela, le fait que la croûte n'est pas un milieu parfaitement isotrope. Dans ce cas, le critère de linéarité n'est plus applicable et rend difficile la séparation onde convertie-coda.

Le fait de ne pas pouvoir sommer les traces ne permet pas d'amplifier le signal de l'onde convertie. La coda étant très sensible aux ondes S, les arrivées secondaires polarisées SV seront donc très importantes ce qui risque de rendre difficile le pointé de la phase Psv. L'étude faite par Wajeman (1986) sur la méthode des matrices de covariances pour la détection des

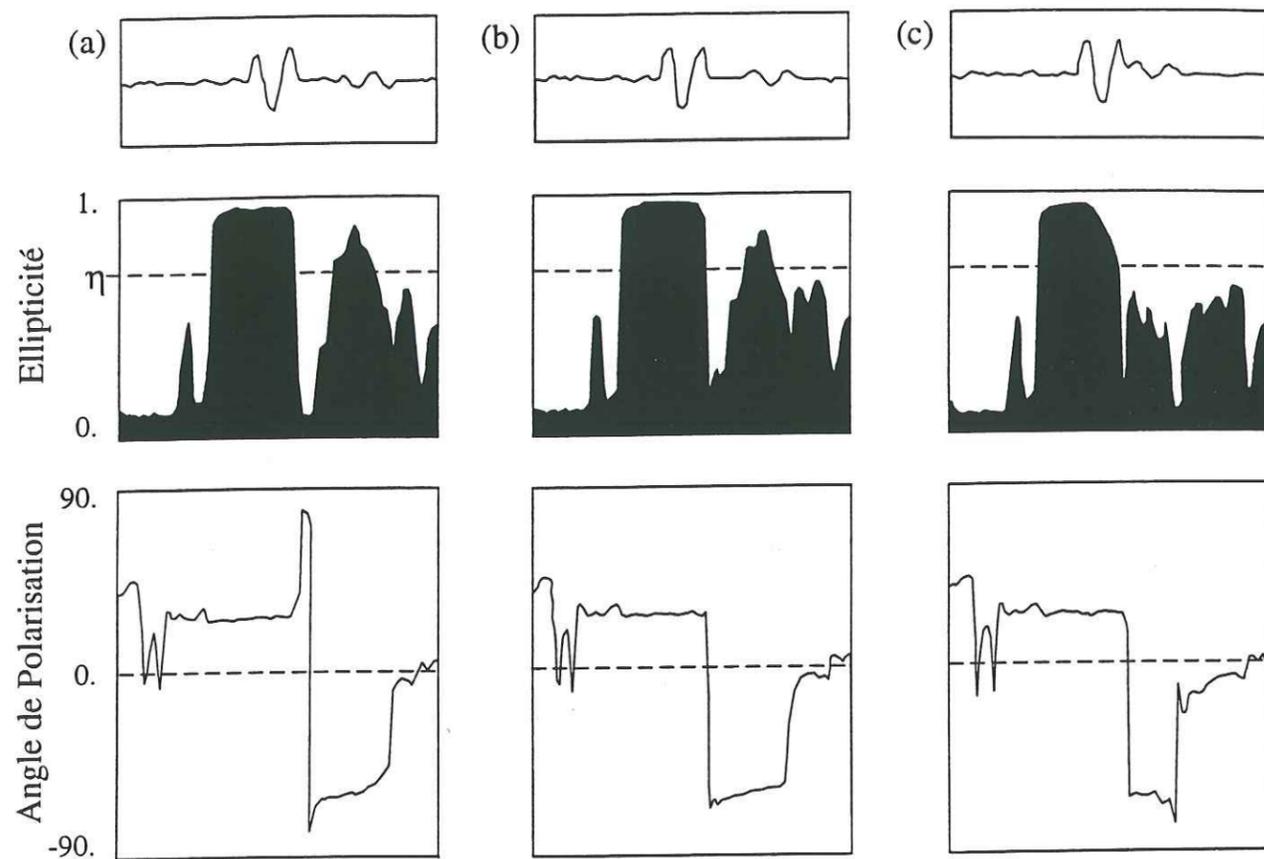


figure 1.11: Etude de la sensibilité de la méthode des covariances. La sensibilité de la méthode des covariances n'est pas très élevée. Lorsque l'on analyse un signal comportant deux phases d'amplitude et d'angle de polarisation différent (cas Psv), il est pratiquement impossible de pointer précisément la seconde phase qui, avec le rapprochement, perd sa polarisation linéaire. Dans la cas (c), la linéarité de la polarisation de la seconde phase disparaît (Wajeman, 1986).

ondes converties dans le manteau a montré l'extrême sensibilité de cette méthode à la présence de bruit ainsi que son faible pouvoir de séparation (figure 1.11).

Un autre problème s'ajoute à cela. Il s'agit de l'effet de la surface libre sur les mouvements de polarisation. En effet, l'enregistrement de la vitesse du sol qui est fait en surface libre contient, d'une part les effets de l'onde incidente, d'autres part les perturbations dues aux ondes réfléchies (cas P-SV). De ce fait, l'onde Psv n'est plus polarisée linéairement dans le plan de propagation. Son mouvement devient elliptique, ce qui complique encore son identification (figure 1.12). Si l'on se place dans le cas où l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique qui est de 35° ($v=0.25$), on peut raisonnablement faire l'hypothèse qu'il n'y a pas de changement de phase. Dans ce cas, l'amplitude de l'onde SV est approximativement multipliée par deux. Ce problème peut donc être résolu par l'utilisation de séismes lointains qui donnent des ondes proches de la verticale. Mais dans ce cas, l'onde convertie au moho est de faible amplitude.

L'étude de la polarisation est a priori un outil moins intéressant que la méthode de déconvolution-sommation pour l'étude des ondes converties. Son utilisation sur les données a confirmé son faible pouvoir de résolution et de séparation mais a permis dans certaines conditions (bon rapport signal sur bruit et peu de coda) de mettre en évidence des polarisations SV dans les quelques secondes suivant l'onde P (figure 1.13). Pour toute l'étude des ondes Psv, j'ai donc choisi de n'utiliser que la première méthode. Notons que les programmes d'étude de polarisation peuvent trouver d'autres utilisations que celles des ondes converties. En effet, ils peuvent permettre l'étude des azimuts vrais et des incidences vraies pour essayer d'observer des variations systématiques du front d'onde P avec l'azimut afin de localiser des complications de structures le long du profil. Il est aussi possible de faire intervenir la diagonalisation des matrices de covariances dans l'étude de l'anisotropie (Méthode de Silver et Chan, 1991).

Les ondes converties ont été utilisées sur les données provenant de l'expérience Lithoscope menée dans la région de Golmud en 1993. Leur utilisation a permis:

1. d'obtenir une estimation de l'épaisseur de la croûte sous et en bordure du plateau tibétain (figure 1.14)
2. d'estimer la part de l'anisotropie crustale (Herquel *et al.*, 1995; annexe 2)

Les résultats concernant cette étude sont présentés dans §IV ainsi qu'une étude plus générale concernant le plateau tibétain.

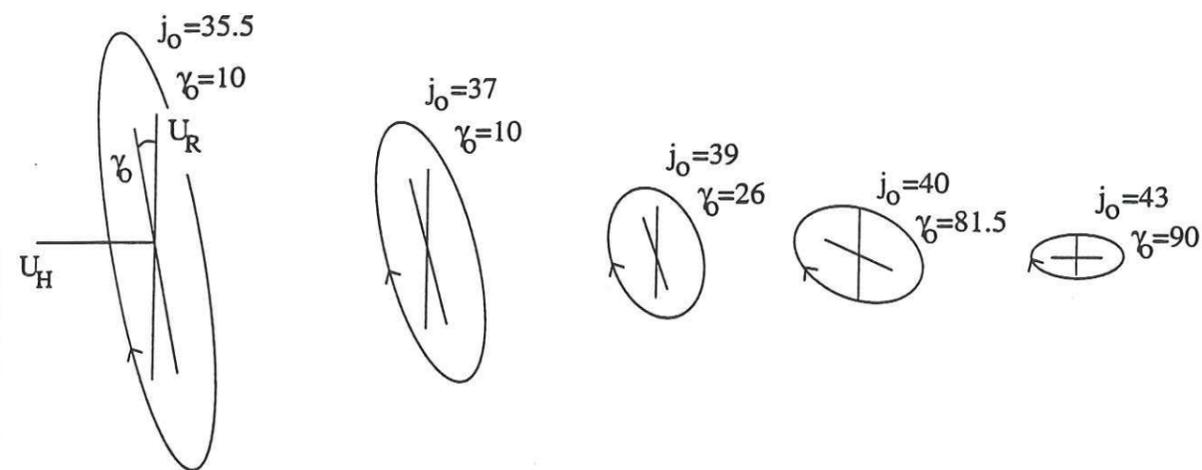


figure 1.12: La linéarité de la polarisation d'une onde SV en surface est fonction de l'angle d'incidence. Plus celui-ci est grand par rapport à l'angle critique, moins le mouvement est linéaire. La direction de la valeur propre λ_1 s'éloigne de la direction polarisation plus l'angle d'incidence s'écarte de la verticale (Nuttli, 1961).

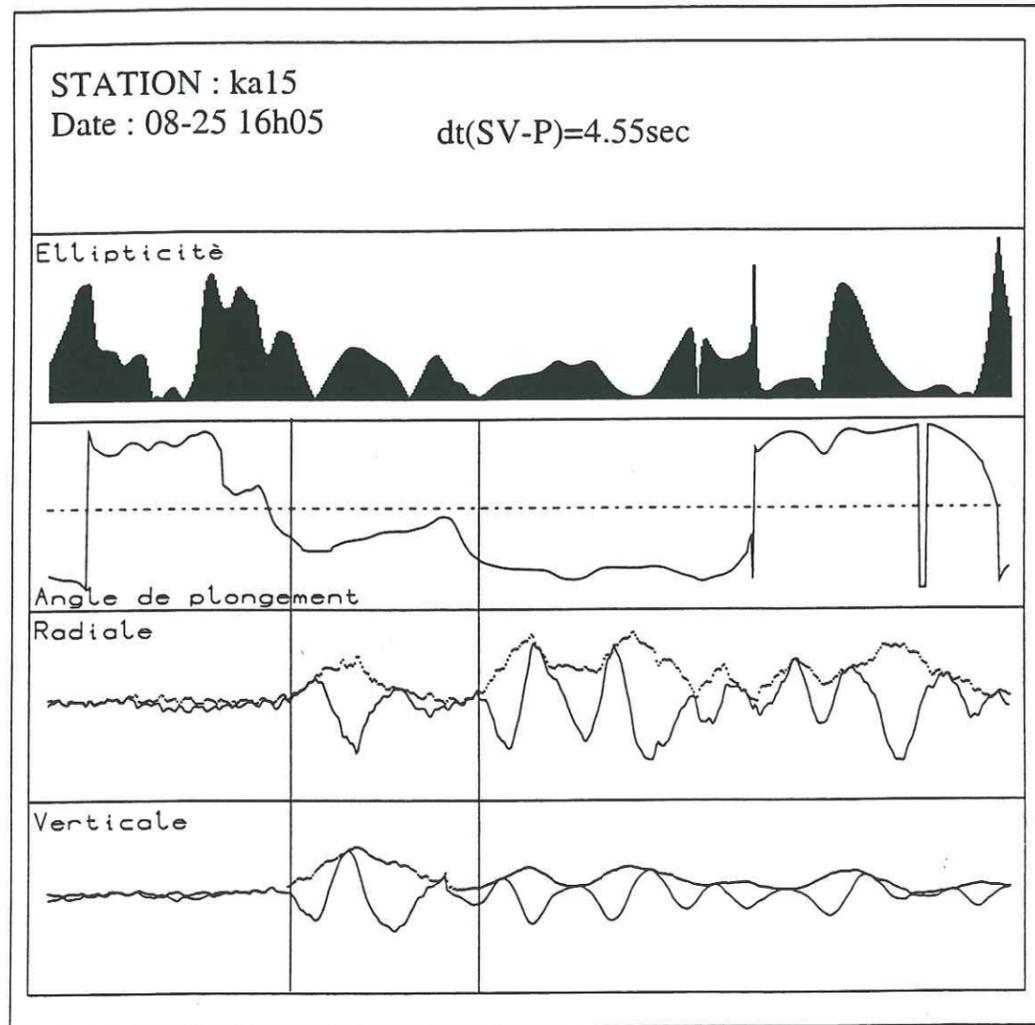


figure 1.13: Exemple de pointé d'ondes Psv utilisant les matrices des covariances. Le pointé semble plus évident sur le sismogramme mais on observe une variation de l'angle de plongement correspondant à l'arrivée Psv.

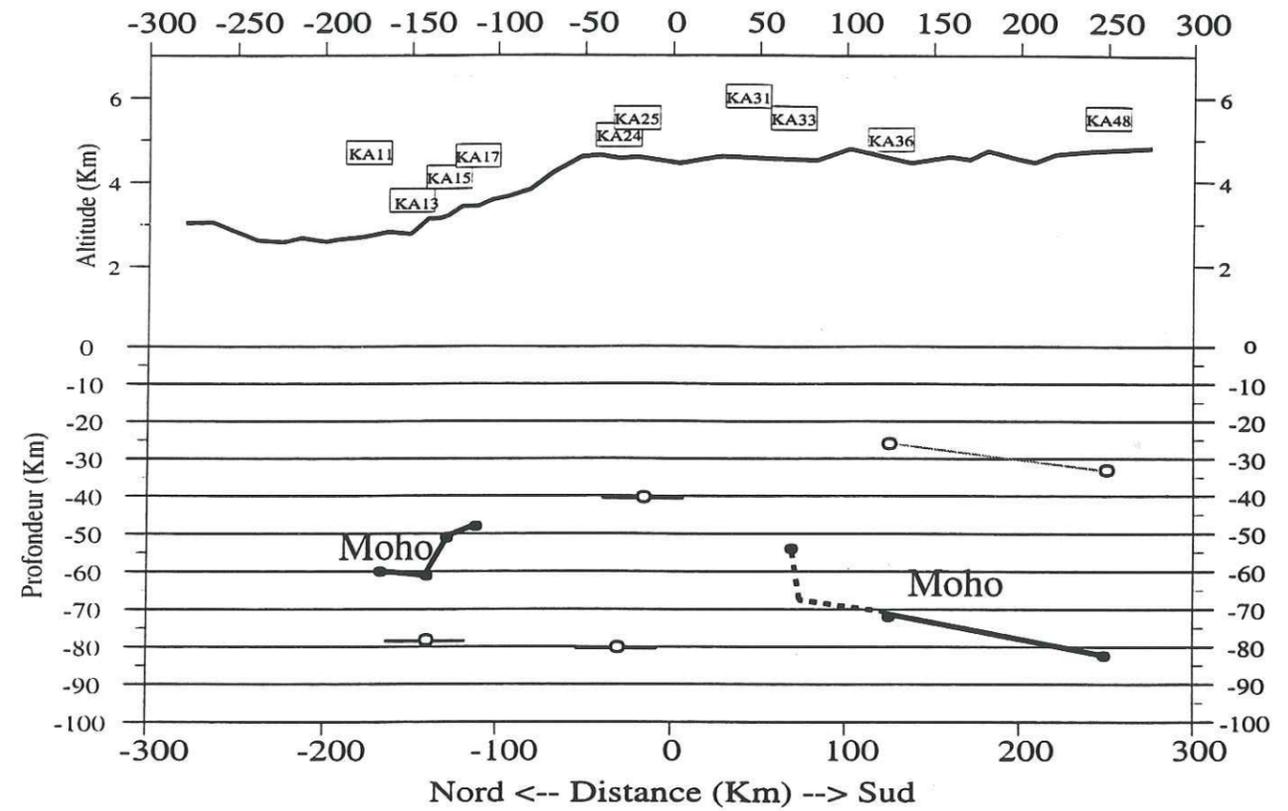


figure 1.14: Profil de l'interface croûte manteau obtenu dans le Nord Tibet. Outre le Moho, on observe des arrivées secondaires provenant de la croûte et du manteau.

Chapitre 2

*Caractérisation sismologique
de l'anisotropie lithosphérique*

Chapitre 2

Caractérisation sismologique de l'anisotropie lithosphérique

Il est souvent aisé de considérer la Terre comme un milieu parfaitement isotrope. Mais certaines études ont montré que la vitesse des ondes sismiques était dépendante de la direction de propagation. Ce phénomène est observable à différentes échelles:

- Echelle crustale (Hess, 1964).
- Echelle minérale (Verma, 1960).

Certaines expériences menées en laboratoire ont montré que les directions rapide et lente des ondes compressives étaient en relation avec les axes de déformation (X,Y,Z) finie de l'échantillon (Chroston et Max, 1988). Il est donc possible pour une région donnée, sous réserve de certaines hypothèses, de remonter aux axes X, Y et Z en mesurant l'anisotropie sismique.

Pour notre étude sur l'anisotropie, nous nous intéresserons plus particulièrement à la biréfringence des ondes de cisaillement. Cette étude permettra la caractérisation du milieu par deux paramètres: la direction de l'axe rapide et le temps séparant les ondes se propageant respectivement sur l'axe 'rapide' et sur l'axe 'lent'.

Dans la première partie, je décrirai brièvement les bases physiques de l'anisotropie. Nous verrons ensuite qu'elles peuvent être les origines de ce phénomène. Pour terminer, nous verrons une méthode d'analyse de biréfringence dans un modèle hexagonal à axe de symétrie horizontal ainsi que les limites inhérentes à ce genre d'étude.

II-1. Principes physiques de l'anisotropie

Il ne s'agit pas ici de décrire totalement la physique des milieux anisotropes mais de résumer simplement les phénomènes physiques à la base de la biréfringence des ondes S. Pour cela, nous nous limiterons aux milieux à symétrie hexagonale.

II-1.1. Déformations et contraintes

Lorsqu'un corps est soumis à une contrainte inférieure au seuil d'élasticité, il subit une déformation de type réversible. Dans le cas anisotrope, la relation qui relie contraintes et déformations (loi de Hooke) s'exprime de la façon suivante:

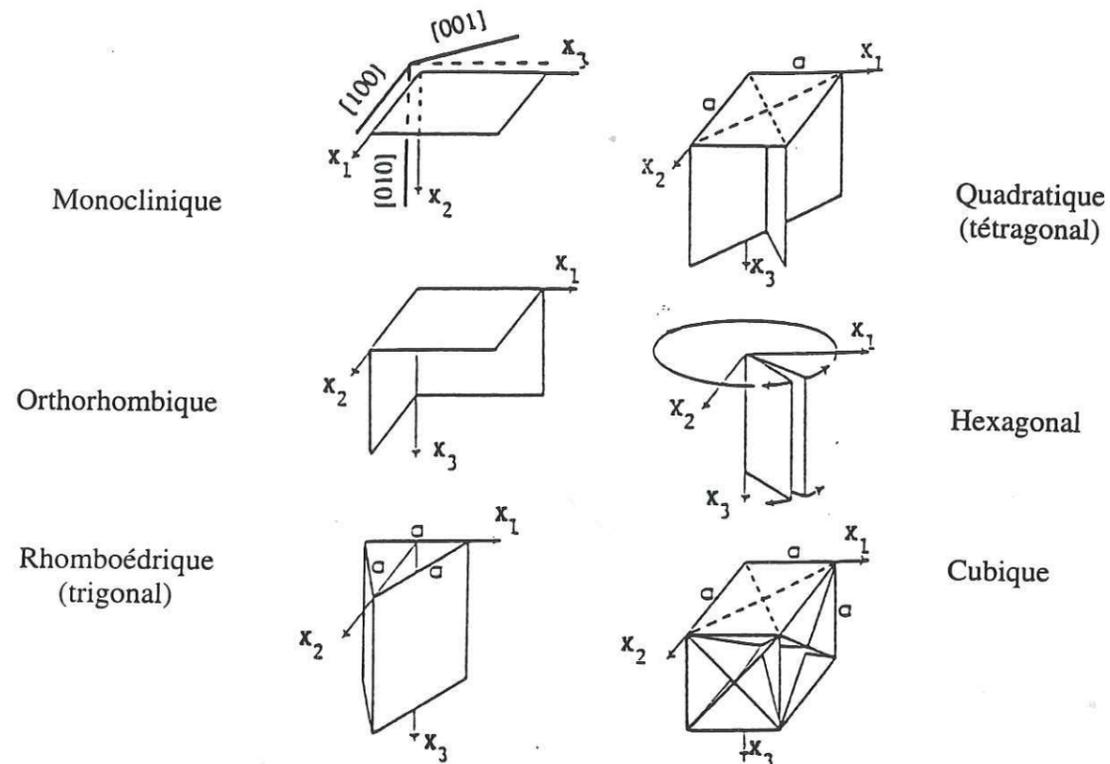
$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (2.1)$$

σ étant le tenseur des contraintes, ϵ le tenseur des déformations et c_{ijkl} le tenseur de rigidité élastique. Pour un milieu quelconque, le tenseur c_{ijkl} est composé de 81 éléments. Si l'on tient compte des symétries des tenseurs σ et ϵ ainsi que de certaines conditions thermodynamiques, il est possible de réduire c_{ijkl} à 21 coefficients élastiques indépendants. Si l'on tient compte des symétries propres au milieu étudié, le nombre de coefficients élastiques peut être réduit considérablement (figure 2.1). Un milieu à symétrie hexagonale est décrit par 5 paramètres (coefficients de Love) alors que pour un milieu isotrope, les paramètres de Lamé (λ et μ) résument le tenseur de rigidité élastique.

La relation (2.1) combinée à l'équation de l'élastodynamique (milieu homogène) va maintenant nous permettre de résoudre le cas de la propagation d'une onde plane en milieu anisotrope.

II-1.2. Onde plane en milieu anisotrope (cas hexagonale)

Ce cas a été décrit par Babuska et Cara (1991) et résume assez bien le phénomène de biréfringence des ondes S. En effet, le milieu à symétrie hexagonale est le plus utilisé en sismologie après le cas isotrope. Il permet l'étude des milieux à stratification plane horizontale ou verticale. Si l'on écrit l'équation du mouvement pour un couple (\mathbf{r}, t) dans le



Milieu Isotrope

$$\begin{pmatrix} \lambda+2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda+2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda+2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}$$

Milieu Orthorhombique

$$\begin{pmatrix} a & b & c & 0 & 0 & 0 \\ b & d & e & 0 & 0 & 0 \\ c & e & f & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & h & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & i \end{pmatrix}$$

Milieu Hexagonal

$$\begin{pmatrix} A & A-2N & F & 0 & 0 & 0 \\ A-2N & A & F & 0 & 0 & 0 \\ F & F & C & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & N \end{pmatrix}$$

figure 2.1: Exemple de différents groupes de symétrie avec plan(s) de symétrie associé(s) (a). Le nombre de paramètres élastiques décrivant chaque milieu est directement lié aux nombre d'axes et de plans de symétrie (b) (Babuska et Cara, 1991).

cas d'une onde plane se propageant à la vitesse de phase c dans la direction \mathbf{n} avec une polarisation selon le vecteur \mathbf{a} , on obtient:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{a} \cdot f(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r} / c) \quad (2.2)$$

L'équation de l'élastodynamique donne la relation suivante:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = c_{ijkl} \frac{\partial \varepsilon_{kl}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

où ρ représente la densité. Connaissant la relation entre déformations et déplacements (supposés petits)

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (2.4)$$

Et en combinant (2.1), (2.2) et (2.3), on obtient la relation suivante:

$$m_{ij} a_j = c^2 a_i \quad (2.5)$$

avec

$$m_{ij} = \frac{c_{ijkl} n_k n_l}{\rho}$$

où m_{ij} représente la matrice de Christoffel qui est réelle et symétrique. Ses valeurs propres sont donc réelles et les vecteurs propres correspondants sont perpendiculaires entre eux.

Plaçons-nous dans le cas d'un milieu hexagonal où l'onde se propage perpendiculairement à l'axe de symétrie (figure 2.2). Si l'on écrit la matrice de Christoffel en utilisant les coefficients élastiques de Love, celle-ci prend la forme diagonale suivante:

$$(m_{ij}) = \frac{1}{\rho} \begin{bmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & N & 0 \\ 0 & 0 & L \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

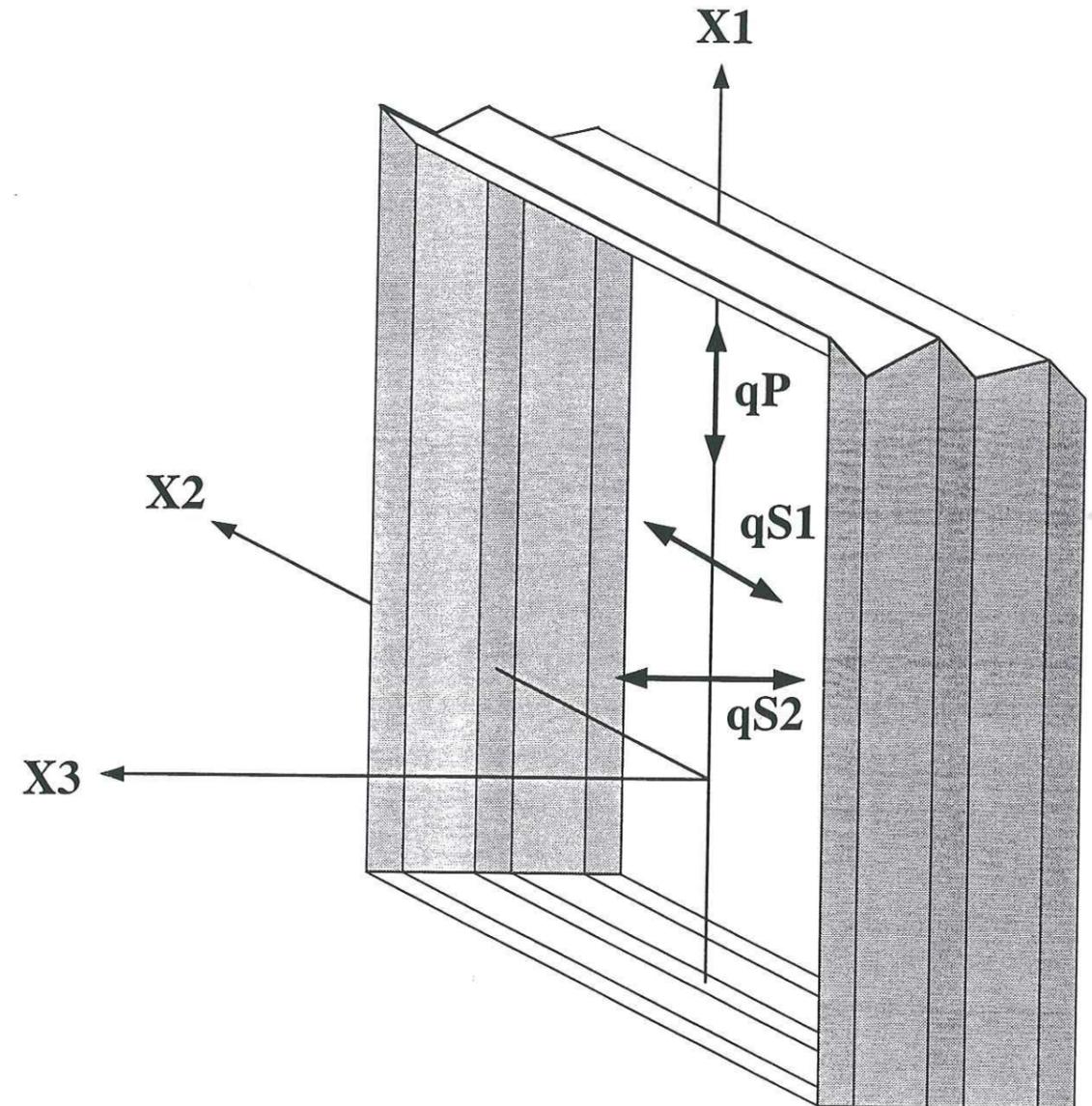


figure 2.2: Exemple de propagation en milieu stratifié plan. Lorsque la direction de propagation est perpendiculaire à l'axe de symétrie, l'onde cisailante se divise en deux trains d'ondes (qS1 et qS2) avec des directions de polarisation perpendiculaires. Si le milieu est composé d'une alternance de couches rapides et lentes, les deux ondes cisailantes se propageront chacune avec des vitesses différentes (biréfringence).

Dans ce cas, on obtient trois valeurs propres $\lambda_1=A/\rho$, $\lambda_2=N/\rho$ et $\lambda_3=L/\rho$ associées aux

trois vecteurs propres suivants: $\mathbf{a}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\mathbf{a}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\mathbf{a}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Ces trois

vecteurs représentent la direction de polarisation de chacune des ondes. L'onde la plus rapide, associée à λ_1 , est une onde compressive de vitesse $\alpha_1 = \sqrt{\lambda_1}$. Si l'on a $N > L$, c'est à dire si la stratification est faite d'une alternance de couches à grande et faible rigidité, les deux ondes, dont la polarisation est perpendiculaire à la direction de propagation, ont des vitesses de phases différentes. La plus rapide de ces deux ondes est polarisée dans le plan de stratification et se propage avec une vitesse de phase $\beta_1 = \sqrt{N/\rho}$. La seconde est polarisée

perpendiculairement à la stratification et possède une vitesse de phase $\beta_2 = \sqrt{L/\rho}$. On voit que si une onde cisillante arrive en $x_1=0$ en se propageant selon x_1 , elle se décompose en deux trains d'ondes cisillantes appelées qS, qui, au fur et à mesure de la propagation dans le milieu anisotrope, se séparent du fait de leur vitesse de phase différente. Si le milieu anisotrope possède une épaisseur E selon x_1 , le temps qui sépare les deux trains d'onde en sortie est donc:

$$\partial t = \frac{E}{\beta_1} - \frac{E}{\beta_2} \quad (2.7)$$

Ce phénomène est appelé biréfringence ('splitting' en anglais) et représente l'une des caractéristiques sismiques les plus remarquables des milieux anisotropes. En faisant l'hypothèse d'un milieu hexagonal à axe de symétrie horizontal, il semble donc possible de déterminer le délai ∂t et la direction de l'axe rapide de cisaillement.

Ces mesures d'axe rapide vont nous permettre de relier l'anisotropie des milieux géologiques à des notions de formation, de déformation et de déplacement de la lithosphère. De nombreuses mesures expérimentales ont été faites sur des minéraux et sur des échantillons de roches. Elles sont à la base des interprétations géodynamiques des mesures de biréfringence comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

II-2. Origines géologiques et géodynamiques de la biréfringence

De nombreux travaux ont été menés pour mesurer l'anisotropie de vitesse des minéraux ou des roches. Il existe différents niveaux d'anisotropie pour un échantillon de roche. Il y a l'anisotropie provenant des minéraux et plus précisément de leur structure à l'échelle atomique. A l'échelle de l'échantillon, ce sont les arrangements des minéraux entre eux qui vont créer l'anisotropie sismique. Enfin, à plus grande échelle, la disposition spatiale des différentes roches ainsi que la fracturation peuvent être à l'origine d'une anisotropie comme nous venons de le voir pour les stratifications planes (figure 2.3).

II-2.1. Echelle de l'échantillon

II-2.1.1. Les minéraux anisotropes

Les minéraux présents dans la croûte et dans le manteau possèdent une anisotropie intrinsèque provenant de l'arrangement atomique de leur réseau cristallin. Cette organisation spatiale des atomes et des liaisons atomiques permet la classification des minéraux en classe de symétrie:

- L'olivine est orthorhombique.
- La hornblende, la muscovite et la biotite sont monocliniques.
- Le plagioclase est triclinique (21 coefficients élastiques indépendants).
- Le quartz est trigonal.

De ce fait, les vitesses des ondes pour un minéral sont fonction de la direction de propagation. Il est possible, d'effectuer des mesures d'anisotropie de vitesse sur des minéraux très purs et de grande taille. L'olivine, minéral très abondant dans le manteau (50 à 70% de la composition globale), a été étudiée par Kumazawa et Anderson (1969). Pour les ondes de cisaillement, l'anisotropie définie par $d\beta = \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\text{moyen}}}$ est d'environ 22% selon l'axe **a** (axe

[100]). Les autres minéraux du manteau, essentiellement les orthopyroxènes (bronzite), ont une anisotropie moindre, d'environ 16%, avec une polarisation 'rapide' selon l'axe **b** (axe [010]). Pour la croûte, les minéraux les plus abondants et les plus anisotropes sont : le

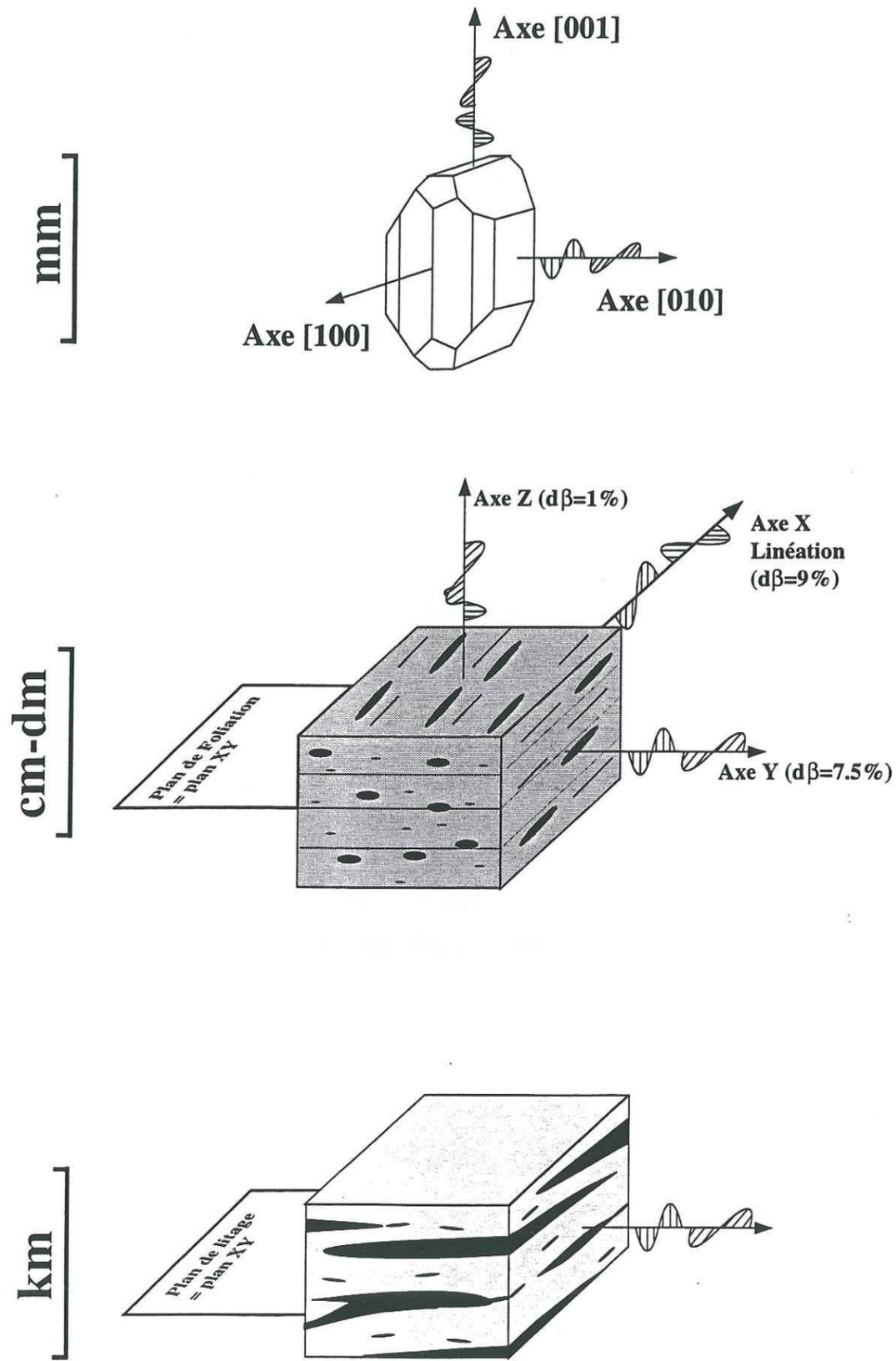


figure 2.3: Exemples d'anisotropie pour différentes échelles. Dans la majorité des cas, l'anisotropie minérale est supérieure à celle de l'échantillon car tous les minéraux ne sont pas anisotropes et leur orientation peut être aléatoire.

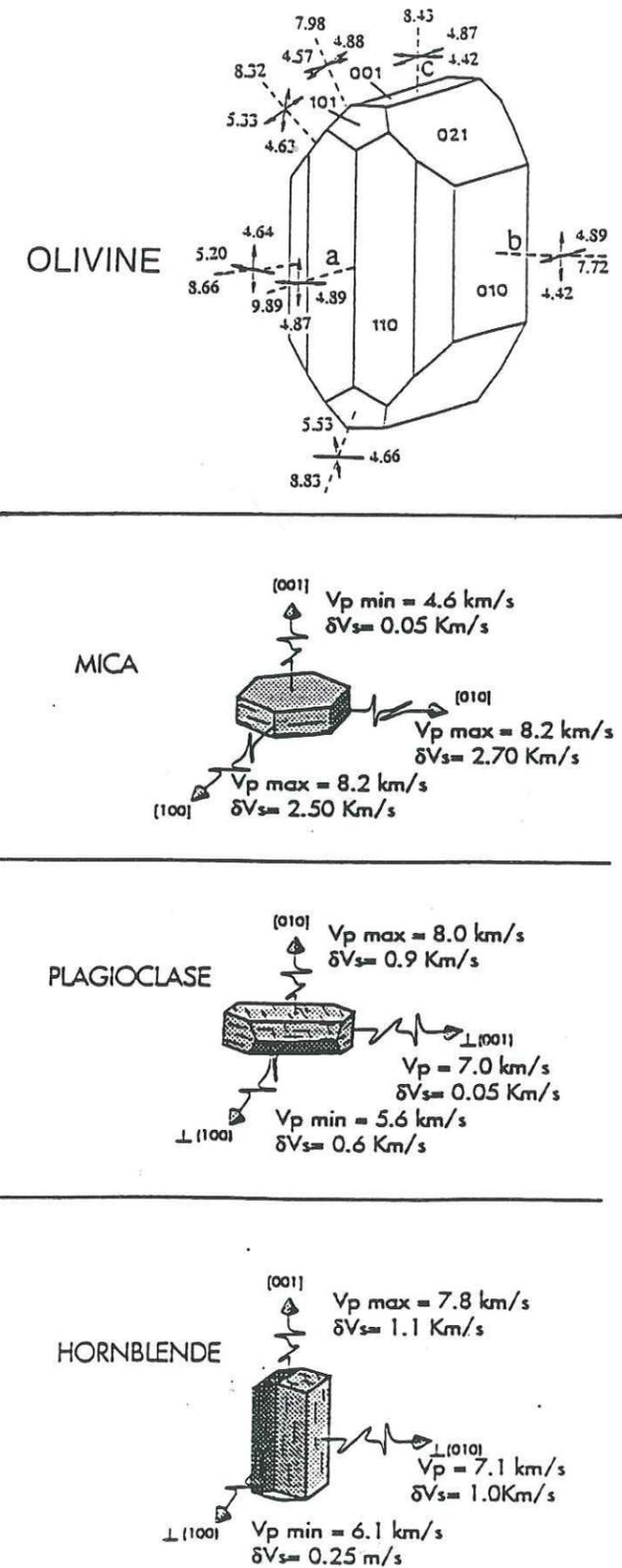


figure 2.4: Certains minéraux de la croûte et du manteau sont anisotropes. Pour le manteau, l'olivine est le minéral le plus abondant et son anisotropie pour les ondes S peut atteindre 22%. Pour la croûte, les micas, les amphiboles et les plagioclases sont les plus anisotropes.

plagioclase, la biotite et les amphiboles. La figure 2.4 schématise les propriétés anisotropes de ces trois minéraux (Barruol, 1993):

- Le plagioclase est le principal minéral de la croûte. Il s'agit d'une famille de feldspaths calco-sodiques (tectosilicates) très abondants dans les granites et les gneiss. Leur anisotropie pour les ondes S peut atteindre **50%**.

- Les micas, dont fait partie la biotite, appartiennent à la famille des phyllosilicates. Leur forme macroscopique est très particulière et très anisométrique car il s'agit de minéraux plats constitués d'une superposition de fines lamelles. L'anisotropie pour les ondes S atteint **70%**, ce qui en fait le minéral essentiel pour l'étude de l'anisotropie à l'échelle crustale.

- Les amphiboles (inosilicates) comme la hornblende sont des minéraux surtout présents dans la croûte inférieure. Ils se présentent sous la forme de baguettes plus ou moins allongées que l'on trouve essentiellement dans des roches métamorphiques et éruptives. Leur anisotropie est maximale selon l'axe c (axe [001]) avec un $d\beta$ de **30%**.

Les résultats précédents montrent que les minéraux constitutifs des roches du manteau et de la croûte présentent une anisotropie du point de vue sismique mais aussi au niveau de leur forme. Cette anisométrie est à la base de certaines interprétations géodynamiques de l'anisotropie téléséismique.

II-2.1.2. Les roches: assemblage de minéraux anisotropes

Il existe principalement deux méthodes d'étude de l'anisotropie sismique des roches. L'une directe, identique à celle utilisée pour les minéraux, consiste à mesurer les vitesses de propagation sur des échantillons. L'autre, indirecte, consiste à considérer les roches comme des assemblages tridimensionnels de minéraux et à calculer les propriétés élastiques pour différentes conditions de pression et de température. Dans ce dernier cas, il est nécessaire d'estimer les proportions de chaque phase minérale dans l'échantillon et, pour chaque phase, de mesurer l'orientation préférentielle de réseau. Ensuite, on fait subir à la matrice de Voigt une rotation amenant les axes cristallographiques sur les axes d'un repère extérieur. Il ne reste plus qu'à effectuer la moyenne arithmétique de ces nouvelles matrices et de résoudre l'équation de Christoffel pour obtenir les vitesses de propagation des ondes sismiques pour

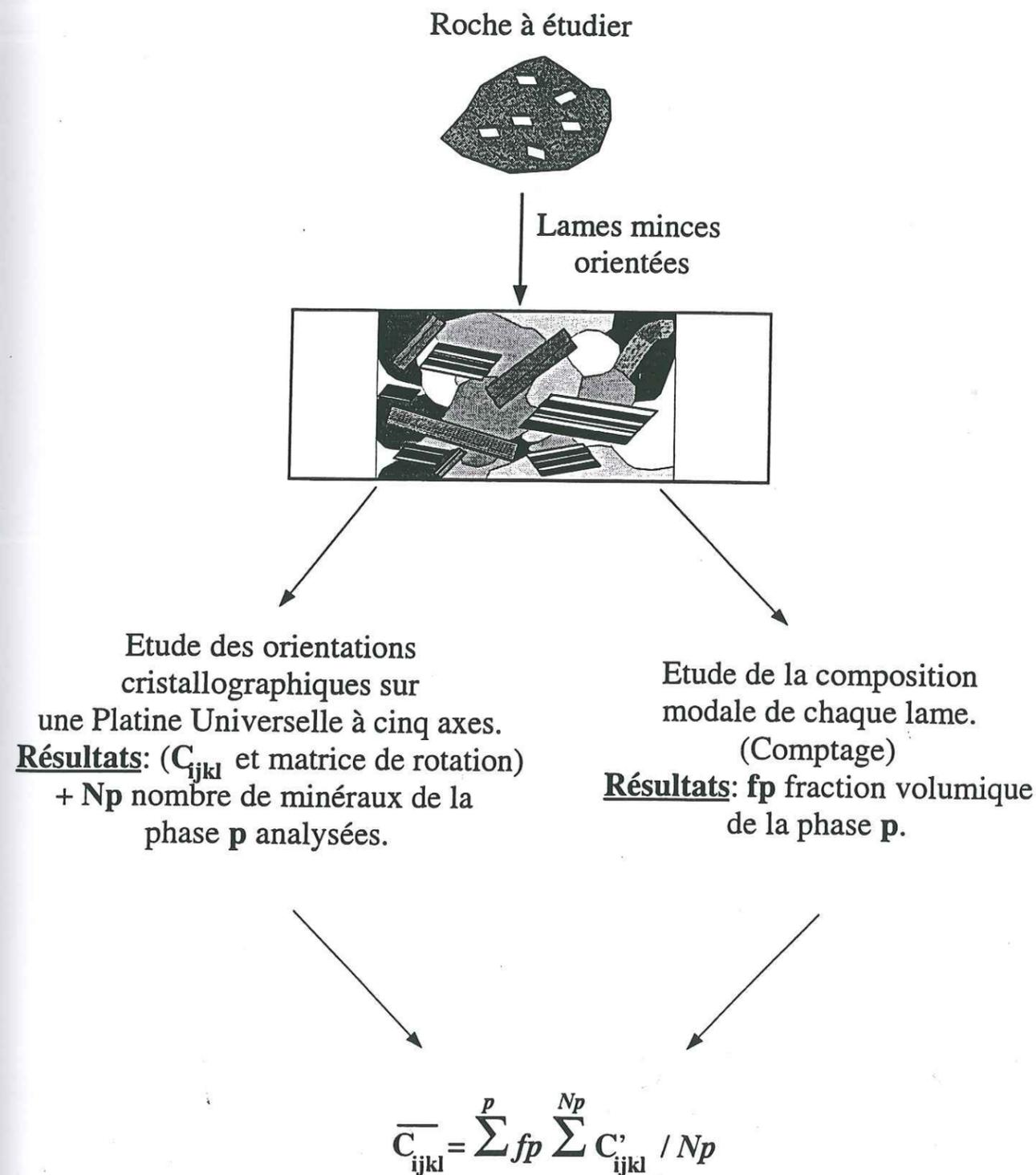


figure 2.5: Détermination indirecte de l'anisotropie d'un échantillon de roche. Pour chaque phase, il faut compter le nombre de minéraux et les orienter (platine universelle à cinq axes). Avant d'effectuer la moyenne globale, les matrices de Voigt de chaque phase subissent une rotation qui amène les axes cristallographiques selon un repère extérieur fixe (C'_{ijkl}).

toutes les directions. Cette méthode, résumée par la figure 2.5, est assez lourde techniquement mais présente l'avantage de montrer clairement comment un assemblage de minéraux rend, ou non, une roche anisotrope. Tous les minéraux n'étant pas anisotropes, les moyennes pondérées par les pourcentages de chaque phase auront tendance à diminuer le caractère anisotrope de la roche vis à vis des minéraux constitutifs. Christensen (1984) a montré que les pyroxènes diminuaient l'anisotropie des dunités (olivine+pyroxènes). Ainsi, le facteur d'anisotropie $d\beta$ est de 4% pour les ophiolites alors qu'il est de 22% pour l'olivine seule.

De même, une roche, dont les minéraux anisotropes seront répartis de façon aléatoire spatialement et géométriquement, ne présentera pas d'anisotropie sismique. Il faut donc, que les minéraux composant l'échantillon présentent une orientation préférentielle de leur réseau cristallin. Cette orientation peut s'acquérir soit lors de la mise en place de la roche (fluage des roches ignées), soit lors des déformations tectoniques successives subies par la roche.

II-2.1.3. Effets de la déformation sur les roches

Les roches qui ont subi des déformations dans des conditions de température et de pression favorables à la déformation plastique, présentent une réorientation préférentielle des minéraux dans la matrice. Les premières mesures effectuées sur des roches du manteau en 1960 (Birch, 1960) ont montré de grandes variations des vitesses des ondes compressives selon la direction de propagation.

L'anisotropie peut naître d'une orientation préférentielle de forme ou d'une orientation préférentielle de réseaux cristallins. Les principaux mécanismes de déformation pour les minéraux de la croûte inférieure et du manteau sont:

- **Les glissements intracristallins.** Dans ce cas, les minéraux sont principalement déformés par des glissements de dislocations. Pour qu'ils puissent y avoir continuité entre les minéraux durant la déformation, il est nécessaire qu'il y ait cinq directions de mouvements indépendants. Pour les minéraux (critères de Von Mises, 1928), cela nécessite cinq systèmes de glissements ou moins s'il existe d'autres modes de déformations (diffusions ou fractures). Le principe de cette déformation repose sur le fait que les cristaux possèdent des imperfections dans leur réseau cristallin. Ces imperfections, appelées dislocations, sont susceptibles de se déplacer en fonction des contraintes extérieures, de la température et du taux de déformation (Nicolas et Poirier, 1976). La figure 2.6 montre comment les

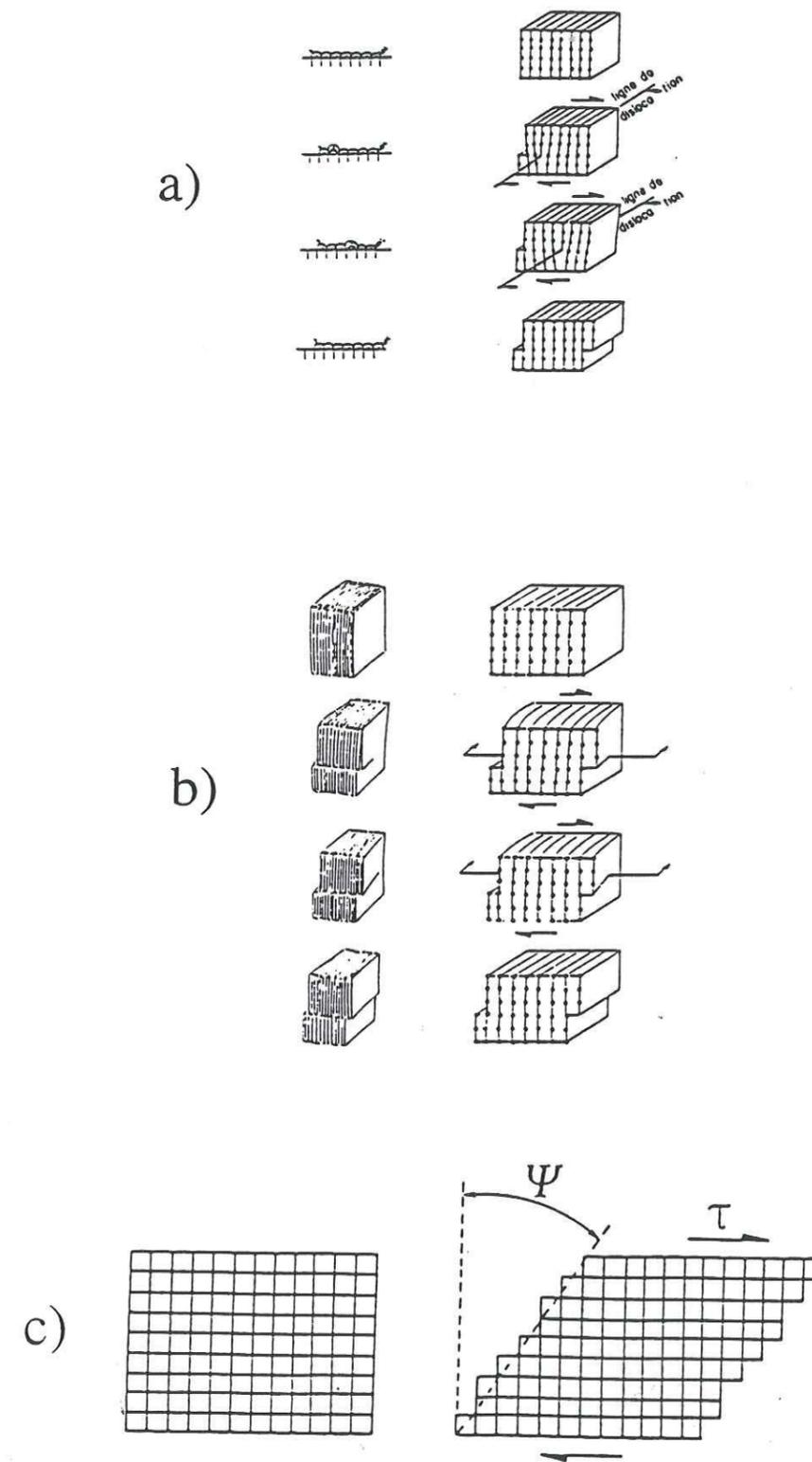


figure 2.6: Glissements de dislocations et déformation associée. La déformation peut soit provenir d'un glissement d'une dislocation coin (a) soit de la propagation d'une dislocation vis. La déformation finale (c) est un cisaillement macroscopique du minéral (Nicolas et Poirier, 1976).

glissements de dislocations permettent la déformation de la maille cristalline. Il est donc possible de réorienter les directions cristallographiques des minéraux selon les axes principaux de la déformation finie.

- **Le fluage de type visqueux.** Les minéraux comme les micas ou les amphiboles présentent une anisométrie très importante (respectivement en feuillets ou en baguettes). Si l'on se place dans le cas de particules rigides placées dans une matrice relativement ductile, les particules anisotropes vont alors s'orienter en fonction des contraintes appliquées. Le comportement des particules va être fortement lié aux types de déformations (coaxiale ou non, figure 2.7), mais dans tous les cas, des plans et des lignes se développent de façon statique. La figure 2.8 montre les résultats expérimentaux obtenus pour des particules placées dans un matériau très malléable, en l'occurrence, du miel. La relation entre déformation et orientation finale des minéraux sera fonction de la forme des minéraux (tabloïde ou longiforme) et du taux de déformation. Il y a donc une relation forte entre déformation finie et orientation préférentielle de forme des minéraux.

- **La recristallisation.** Quand les conditions ne sont pas 'hydrostatiques', la recristallisation des minéraux peut être orientée par le fait que certaines réactions seront facilitées par les énergies de surface engendrées par le déviateur des contraintes. La croissance sera donc anisotrope et la répartition des axes cristallographiques pour certains minéraux ne sera plus aléatoire.

- **Les glissements aux joints de grains.** Dans le cas d'une texture composée de petits minéraux, la déformation peut être absorbée par des glissements discontinus entre les différents grains constitutifs. L'orientation préférentielle de réseau est alors considérablement modifiée. Il n'existe plus alors de relations claires entre déformation finie et orientation des axes cristallographiques.

Outre la déformation plastique, la déformation cassante de la croûte supérieure peut elle aussi être à l'origine d'anisotropie. En effet, quand celle-ci est soumise à un champ de contraintes, il peut se développer un réseau de failles et de fractures dont l'orientation n'est pas aléatoire. Ces plans sont probablement à l'origine de l'anisotropie sismique de la croûte supérieure (Crampin, 1984; Stephen, 1985). Des mesures ont été effectuées sur des

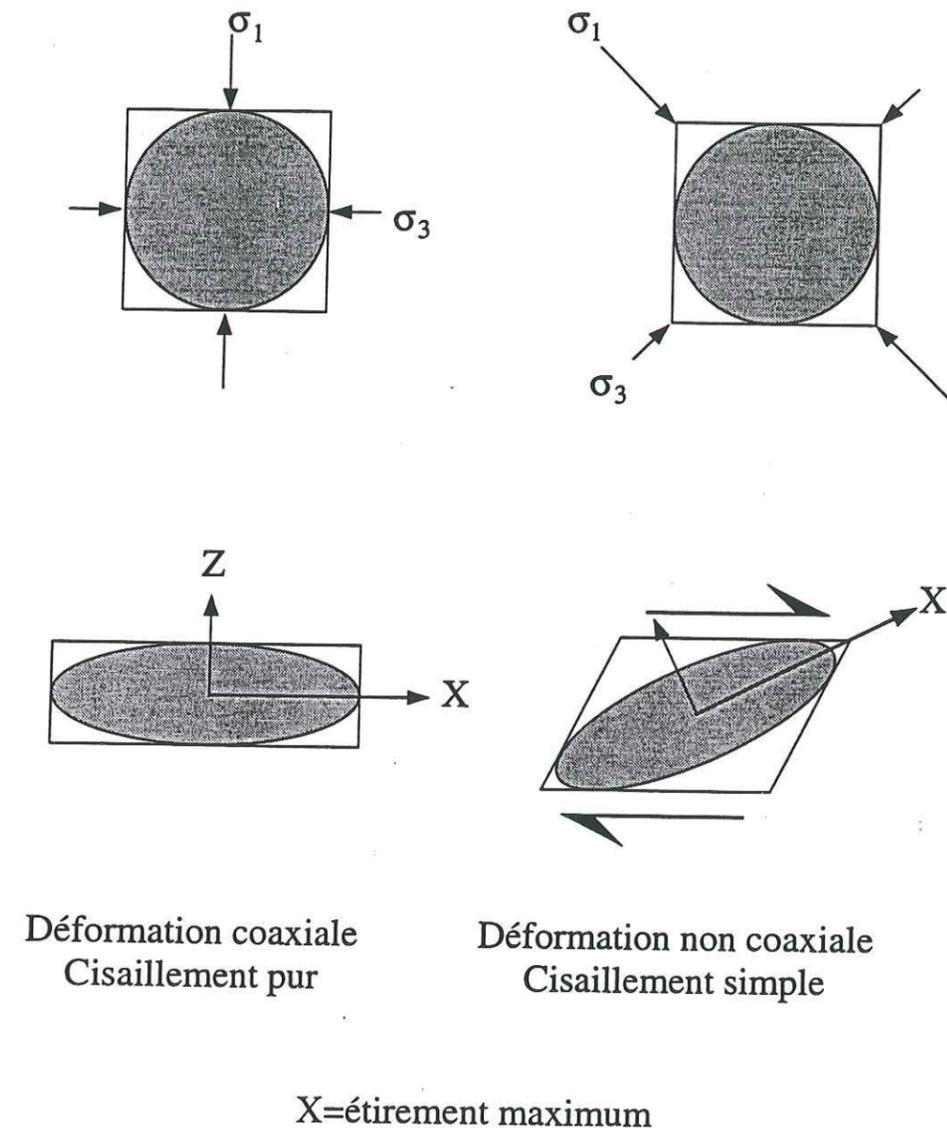


figure 2.7: Exemple de déformation coaxiale et non-coaxiale. Pour la déformation coaxiale, les axes de l'ellipsoïde de déformation restent parallèles lors d'incrément successifs (déformation progressive). Ces deux déformations peuvent intervenir seules ou associées.

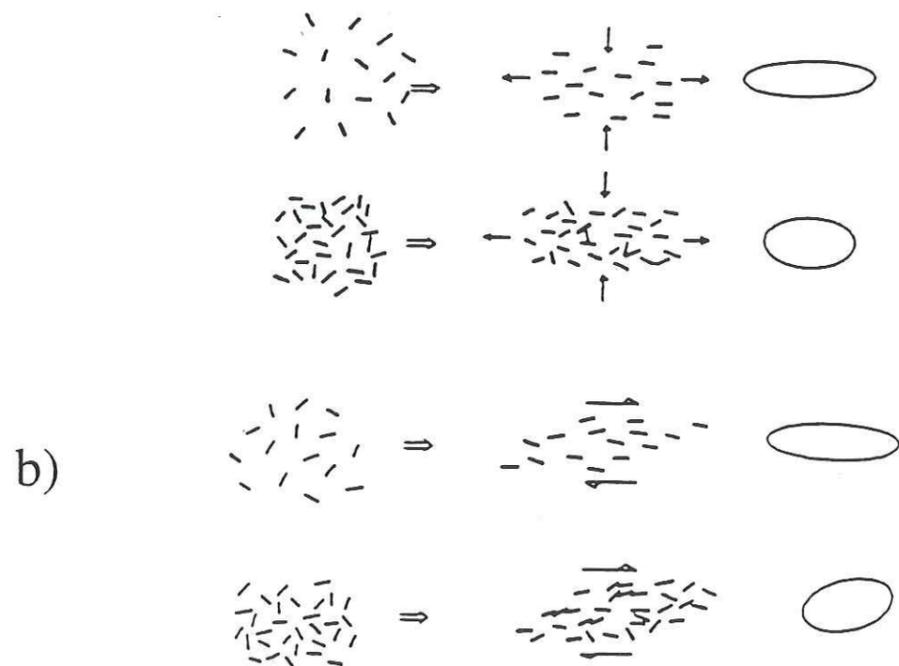
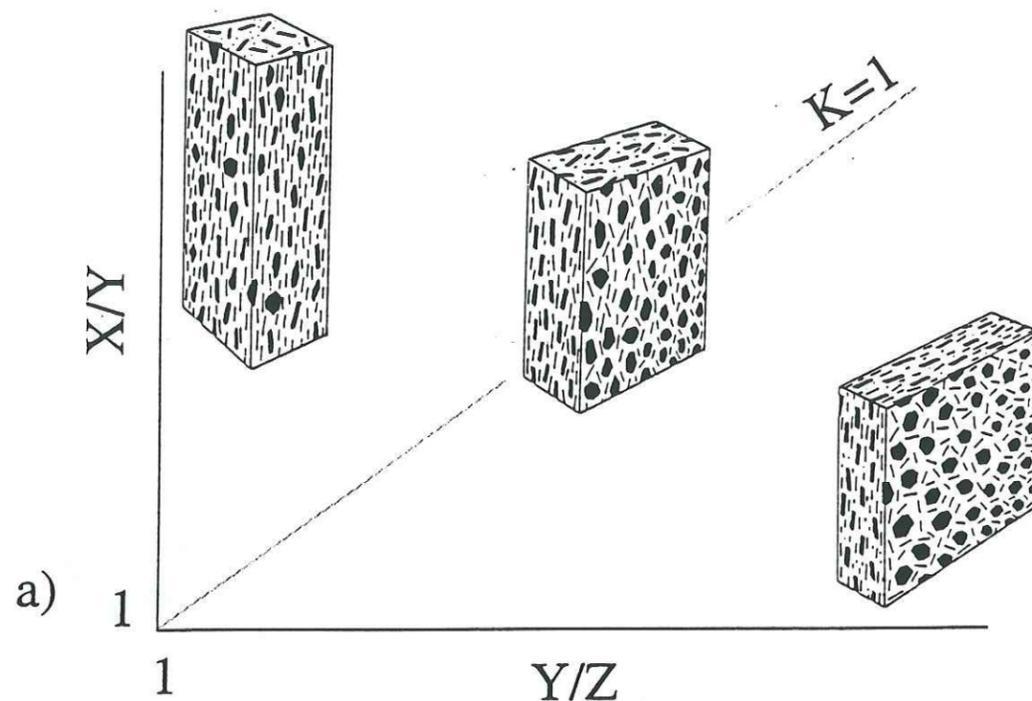


figure 2.8: Réorientation des minéraux longiformes ou tabloïdes placés dans une matrice ductile. Selon les rapports des axes X, Y et Z de l'ellipsoïde de déformation finie, les orientations peuvent être différentes. Le schéma (a) montre ses variations dans un diagramme de Flinn. La déformation peut être en constriction ou en aplatissement. Le schéma (b) montre les effets des interactions entre les éléments 'mobiles' Plus ils sont nombreux, plus ils se gênent lors des rotations (effet de tuilage).

échantillons sphériques de granodiorites et de quartzites avec des pressions 'hydrostatiques' différentes (Babuska et Pros, 1982). L'anisotropie de la granodiorite atteint 31% à pression atmosphérique et 10% à 20Mpa (1km). C'est à ces pressions très superficielles que l'on trouve le maximum de différence entre l'axe rapide et l'axe lent, ce que tend à démontrer que l'anisotropie de la croûte supérieure est due à une distribution préférentielle de pores et de fractures dans la roche. Le minimum de vitesse correspond à la direction perpendiculaire aux plans d'ouvertures.

En résumé de cette partie, il est possible d'écrire l'anisotropie intrinsèque d'une roche de la façon suivante (Barruol, 1993):

$$A = f(N_i, A_i(P, T^\circ), OPR_i) \quad (2.8)$$

avec N_i le nombre de phases constituant la roche, A_i l'anisotropie intrinsèque des monocristaux de la phase i et OPR_i l'orientation préférentielle de réseau de la phase. Viennent s'ajouter à cela les effets de la microfracturation et des litages des roches, ce qui est le cas, par exemple, pour la croûte inférieure dans certaines régions.

Nous allons maintenant voir comment utiliser l'anisotropie télésismique comme un indicateur des déformations actuelles et passées dans la lithosphère.

II-2.2. Axes rapides et interprétations géodynamiques

Les mesures de biréfringence des ondes S posent divers problèmes d'interprétation. Le plus important vient du fait qu'il n'est pas possible (sauf utilisation des ondes converties), de localiser l'origine de la biréfringence. La seule information provient du ∂t , il s'agit de la relation entre l'épaisseur de la couche anisotrope et $d\beta$ (équation 2.7). Il n'y a donc pas d'information sur la profondeur de la couche. Une limite importante concerne la profondeur maximum de la zone anisotrope. En effet, Montagner et Tanimoto (1991) ont montré, à partir des ondes de surface, que la partie la plus anisotrope du globe se situait entre 350km de profondeur et la surface. Vers 330km, l'anisotropie diminue fortement, et en dessous de la limite des 440km, les variations azimutales ne sont plus mesurables. La majeure partie de l'anisotropie se situe donc dans l'asthénosphère et la lithosphère (figure 2.9). Cette limite

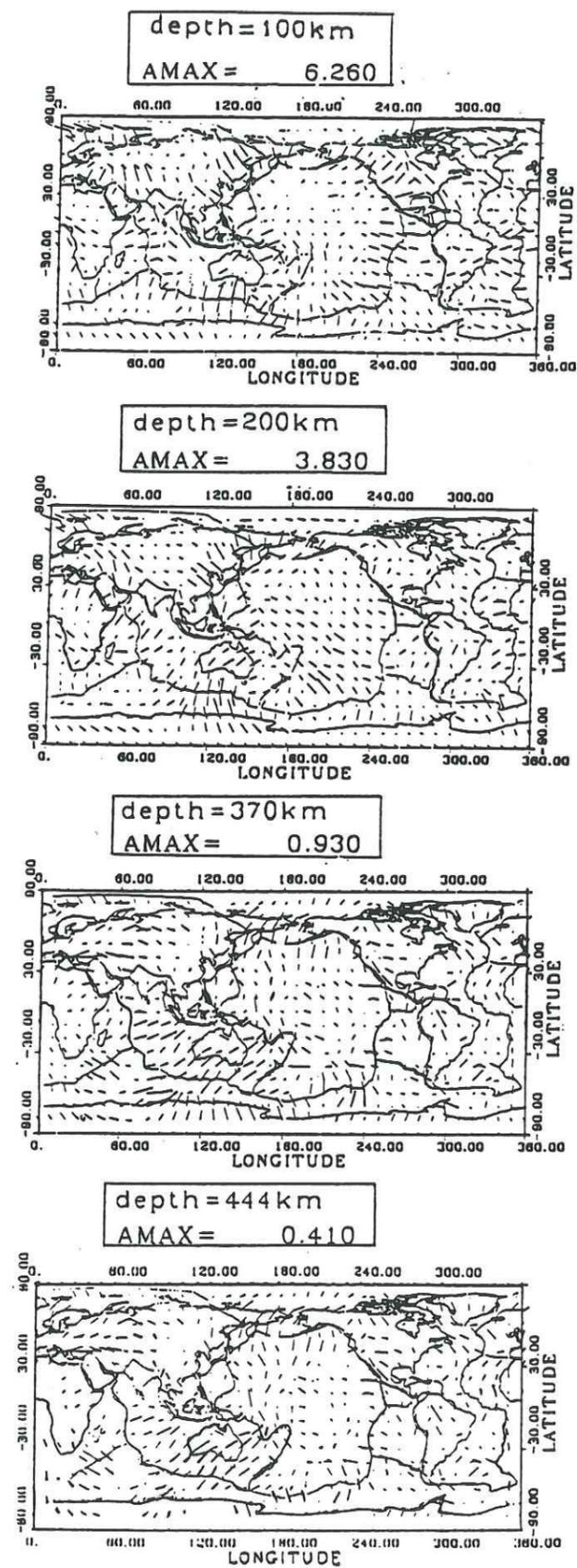


figure 2.9: Anisotropie des ondes S obtenue à partir des ondes de surface. Les variations avec la profondeur montrent que seuls les 400 premiers kilomètres du manteau ainsi que la croûte sont anisotropes et que l'anisotropie décroît avec la profondeur. La valeur de AMAX représente l'anisotropie maximum de chaque couche étudiée (Montagner et Tanimoto, 1991).

inférieure des 440km correspond au changement de phase entre un manteau à structure olivine et un manteau à structure spinelle plus dense.

Les mesures que nous avons effectuées sur les ondes SKKS, SKS et ScS donnent souvent un δt supérieur à 1sec. Or, Barruol et Mainprice (1993) ont calculé, à partir de mesures sur des roches de la croûte inférieure, que le délai entre onde rapide et onde lente devait être en moyenne de 0.1-0.2sec pour 10km de roches crustales. Il faut donc qu'une grande partie de l'anisotropie soit contenue dans le manteau. Dans ce cas, l'olivine devient le minéral à la base de toutes les interprétations.

II-2.2.1. Anisotropie mantellique

Comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, les orientations des axes cristallographiques des minéraux ne sont pas aléatoires lorsqu'une roche est soumise à une déformation plastique. Les différentes analyses sur les péridotites (Nicolas et Poirier, 1976; Christensen, 1984) ont montré que l'axe [100] de l'olivine tend à s'orienter parallèlement à l'axe X de la déformation finie. Or, l'axe [100] correspond à l'axe rapide de polarisation des ondes S. La direction de l'axe rapide en télésismique serait donc subparallèle à la direction d'étirement maximum.

Il est intéressant de relier ces mesures d'axes rapides aux différents contextes géodynamiques sous les continents. Sur ce point, deux conceptions s'opposent. En effet, l'anisotropie peut provenir soit d'une déformation ancienne (anisotropie gelée), soit être directement reliée au contexte géodynamique récent (au sens géologique du terme).

• Anisotropie gelée. En domaine continental, l'anisotropie est souvent complexe. Babuska *et al.* (1993) ont étudié l'anisotropie des ondes P et S sous l'Europe centrale. La modélisation proposée pour ajuster au mieux leurs données repose sur l'hypothèse que les anciens plans de subductions lithosphériques se placent côte à côte (système de 'mega-dominos'). Ainsi, de part et d'autre des grandes sutures lithosphériques, les directions de plongement sont opposées (figure 2.10). D'autres mesures, faites sous le bouclier canadien (Silver et Chan, 1991), tendent à montrer des directions d'axes rapides parallèles aux grandes directions des chaînes de montagnes d'âge Archéen (2.5 milliard d'année). Ces directions peuvent être, dans certaines régions, très différentes du mouvement global des plaques prédit par le modèle AM1-2 de la figure 2.11 (Minster et Jordan, 1978). L'anisotropie gelée dans la lithosphère

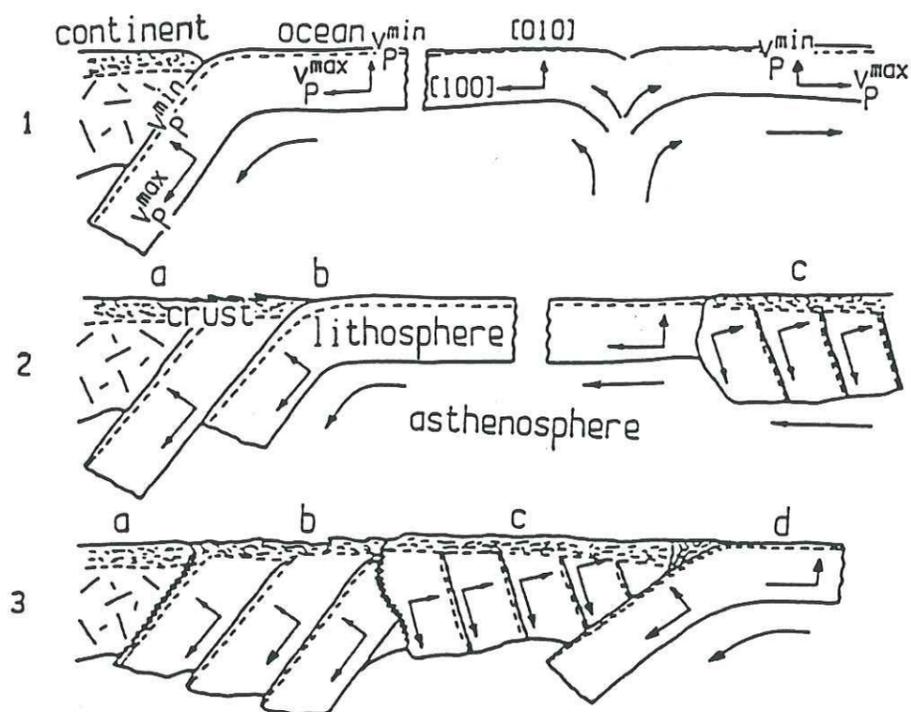


figure 2.10: Interprétation de l'anisotropie lithosphérique 'gelée'. Lors des collisions continentales, des plans de subduction successifs se mettent en place. De part et d'autre de la suture finale, les plans de subduction ont des plongements divergents. Cette interprétation permet d'expliquer l'anisotropie des ondes P et S observée autour de certaines sutures d'Europe centrale et d'Amérique du Nord (Babuska *et al.*, 1993).

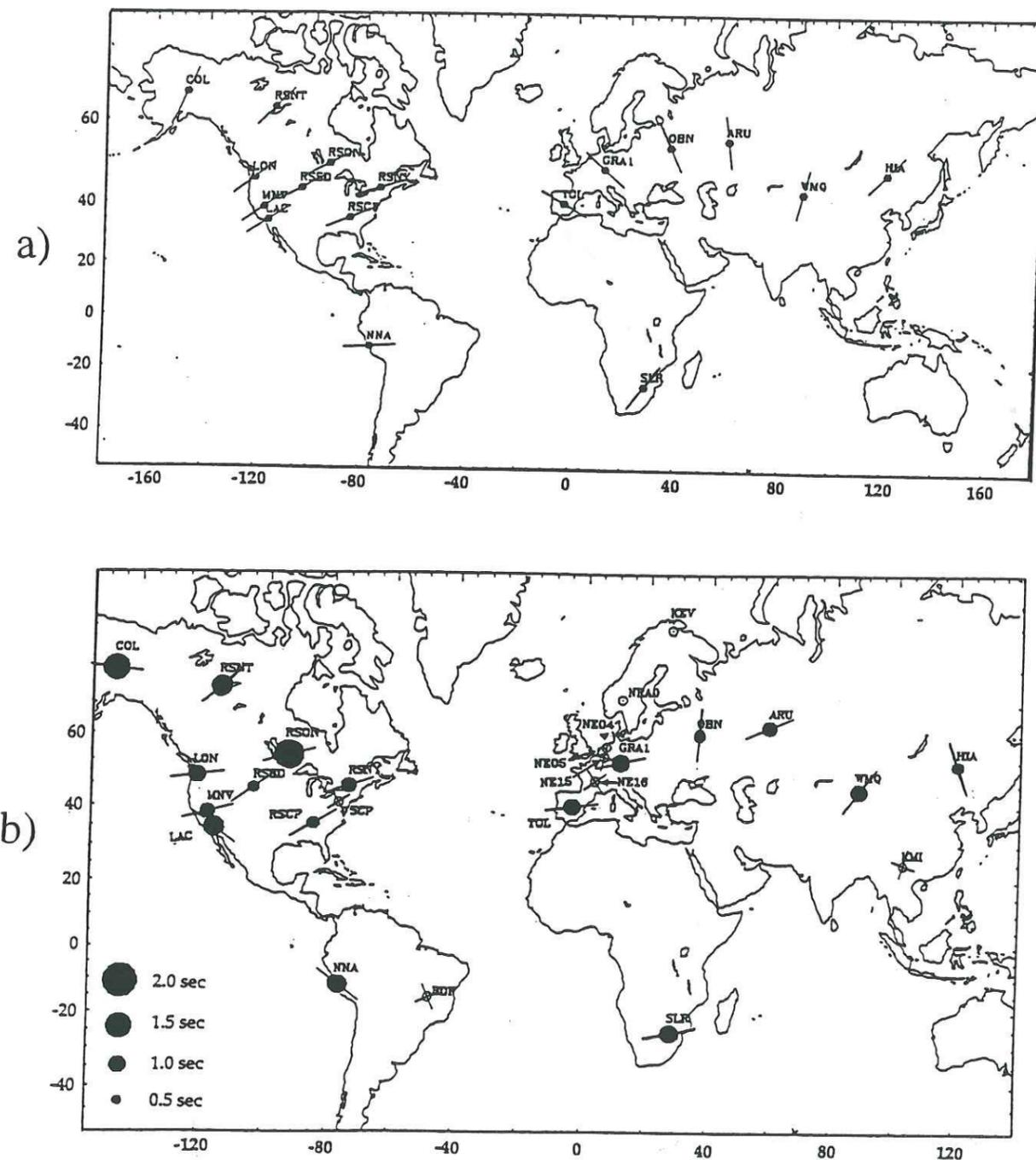


figure 2.11: Mouvement absolu des plaques. L'axe rapide de l'olivine s'orientant selon l'axe d'étirement, les directions de mouvements absolus des plaques devraient correspondre aux directions des axes rapides (a). Les mesures effectuées en divers points du globe montrent des variations angulaires importantes (b) (Silver et Chan, 1991).

continentale peut donc perturber les études d'anisotropie en terme de mouvements relatifs et absolus de plaques.

• Mouvements relatifs et absolus. Les plaques lithosphériques sont en mouvements relatifs les unes par rapport autres. Ces déplacements impliqueraient un cisaillement pur dans l'asthénosphère et dans la lithosphère. Silver et Chan (1991) ont étudié la relation possible entre les mouvements absolus des plaques et les axes rapides des ondes S mesurés en divers points du globe. Ils ont montré que cette hypothèse sur l'origine de l'anisotropie était vérifiée sous les zones stables (figure 2.11). Pour la lithosphère océanique (figure 2.12), l'axe rapide des ondes S est parallèle à la direction de déplacement de la plaque (Christensen, 1984; Farra et Vinnik, 1994, Zhang et Karato, 1995). Par contre, pour les régions fortement déformées (chaînes de montagnes, bassins sédimentaires), la tectonique régionale influe fortement sur l'orientation de l'axe rapide. Pour les chaînes de montagne, l'anisotropie montre une certaine tendance à être perpendiculaire à la direction de raccourcissement. Les mouvements décrochants (mouvements relatifs de deux plaques) ont une grande importance dans l'interprétation de l'orientation des axes rapides des ondes S (Vauchez et Nicolas, 1991; Nicolas, 1993; Souriau et Njike-Kassala, 1993). En effet, dans ce cas, la propagation des ondes cisailantes se fait selon l'axe Y de la déformation finie. L'axe rapide étant selon la direction X (direction de la linéation, figure 2.13), la polarisation rapide sera alors dans la direction du décrochement (Mainprice et Silver, 1993).

II-2.2.2. Anisotropie crustale

Pour l'anisotropie crustale déduite des ondes converties (Chap. 1), les origines des directions rapides peuvent être plus diverses. Les amphiboles et les micas ont un rôle très important car après déformation, ces deux minéraux présentent leurs axes de vitesse maximale dans le plan de foliation. Les plagioclases, du fait de la complexité de leurs propriétés élastiques, jouent le rôle de diluant pour les caractéristiques anisotropes de la roche (Barruol et Mainprice, 1993). Le maximum d'anisotropie pour les roches crustales est atteint lorsque l'onde S se propage selon l'axe X ou Y de la déformation finie. La propagation selon l'axe Z, c'est à dire perpendiculaire à la foliation, ne donne que très peu de biréfringence ($d\beta=3.3\%$ pour une amphibolite selon Barruol et Kern, 1993). Cette remarque est très importante car elle montre que l'analyse de la biréfringence des ondes S converties à la base de la croûte est

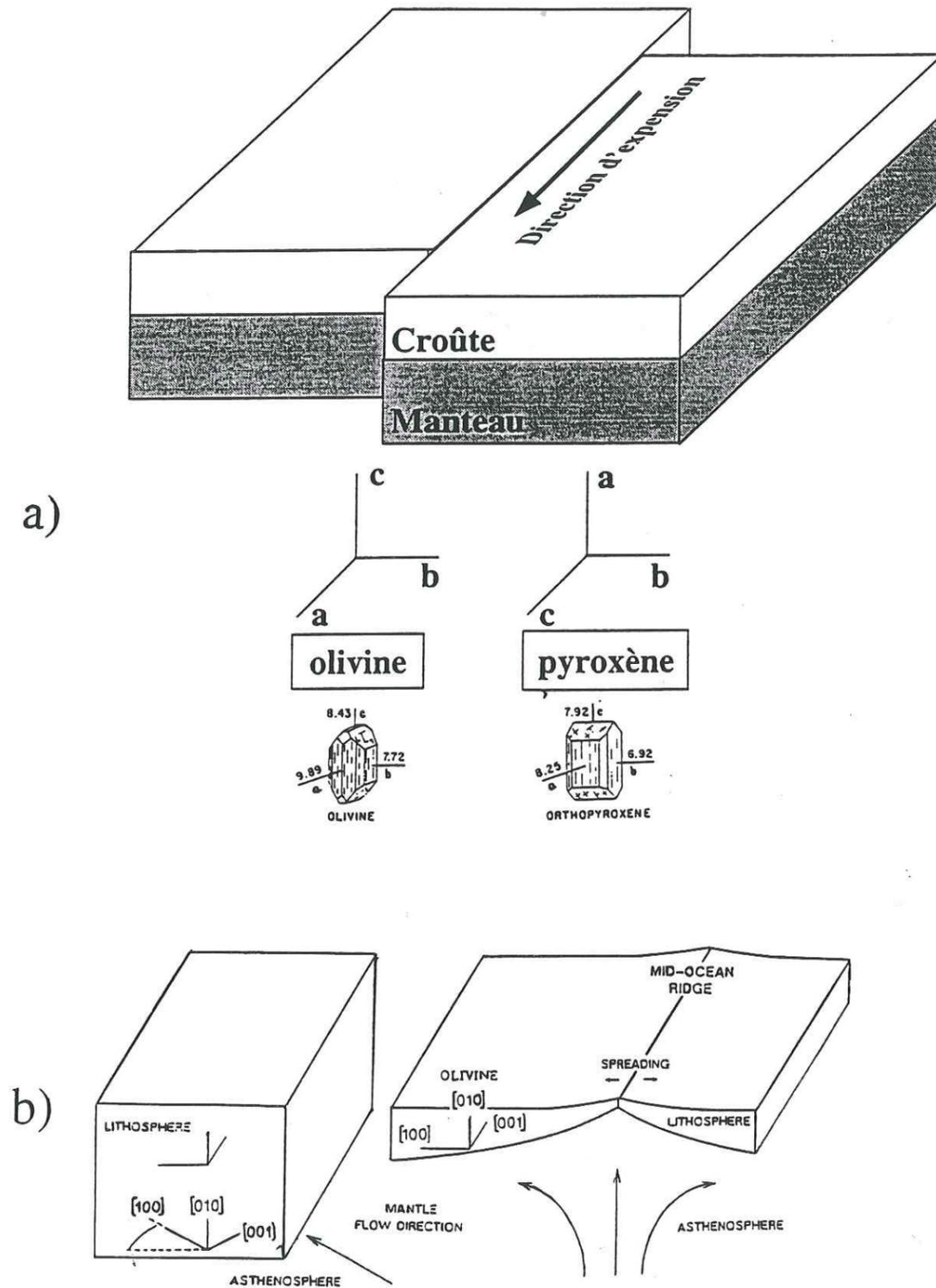


figure 2.12: Les axes cristallographiques de l'olivine et des pyroxènes s'orientent selon les directions de mouvement relatif des deux plaques (a). Globalement, l'axe rapide dans le manteau est parallèle à la direction du flux mantellique. Si la plaque, se refroidit et change de direction ou si le flux mantellique varie, des directions différentes peuvent se superposer (Christensen, 1984, Babuska et Cara, 1991).

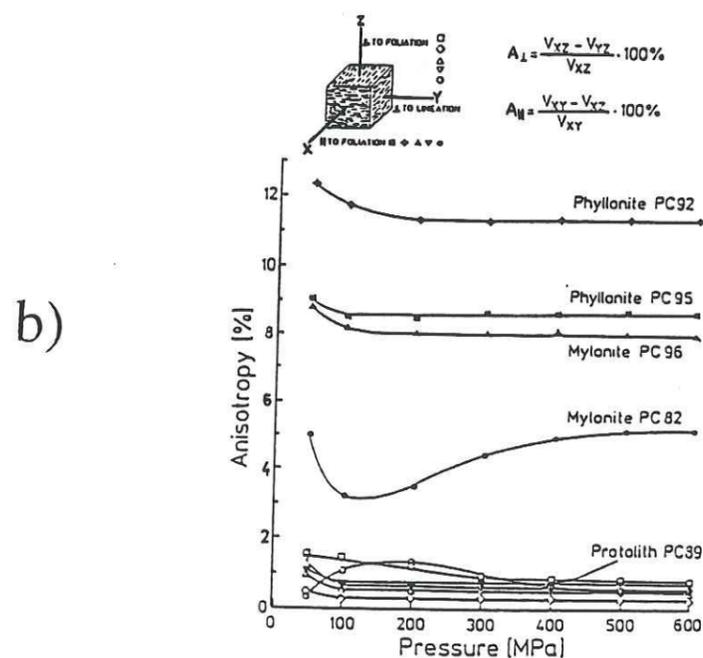
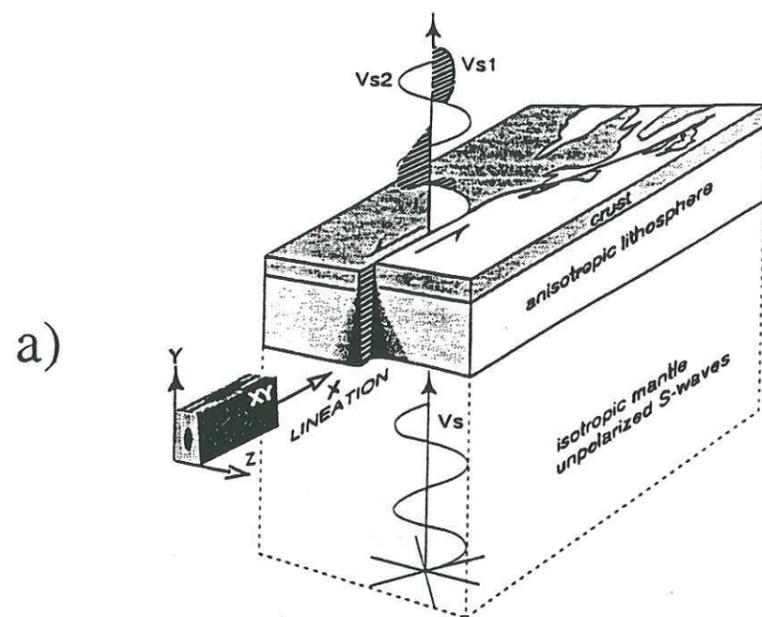


figure 2.13: Influence des grands mouvements décrochants sur l'orientation des axes de déformation finie. Dans ce cas, le plan XY est vertical avec l'axe X subparallèle à la direction de déplacement (a). Le maximum d'anisotropie étant obtenu pour une onde se propageant dans le plan XY (b), l'axe rapide des ondes S sera donc lui aussi subparallèle à la direction de déplacement.

beaucoup plus sensible aux plans de foliations verticaux. La figure 2.14 montre deux mécanismes de déformation en cisaillements pur et simple donnant naissance à des plans verticaux dans la croûte inférieure.

L'anisotropie crustale sera donc plus sensible aux grandes failles qu'au déplacement absolu de la croûte.

La mesure des axes rapides des ondes S n'implique pas une relation directe avec l'histoire géodynamique de la région. Le manque d'information quant à l'épaisseur de la zone anisotrope et sa profondeur ne nous permet pas de définir avec précision l'origine de l'anisotropie. Quoiqu'il en soit, les mesures expérimentales sur des échantillons de roches de la croûte et du manteau nous fournissent quelques limites pour l'interprétation:

1. L'anisotropie est une particularité des **440 premiers kilomètres**.
2. Seul un manteau anisotrope permet d'expliquer les délais sur les ondes S.
3. L'anisotropie du manteau est d'environ **4%**.
4. Dans une très grande majorité des cas, l'axe X de la déformation finie est parallèle à l'axe rapide des ondes S.
5. L'anisotropie crustale est très sensible aux mouvements décrochants.

II-3. Mesure de l'axe rapide des ondes S

Les mesures de la biréfringence des ondes S ont été faites à partir des phases téléseismiques. L'anisotropie étudiée est donc celle du manteau et de la croûte. Une étude sur l'anisotropie de la croûte par les ondes converties au moho est présentée en annexe 2.

II-3.1. Principe de la méthode et ondes utilisées

Le principe de cette méthode repose sur le fait que lorsqu'une onde S polarisée linéairement traverse un milieu anisotrope, celle-ci se sépare en deux trains d'ondes polarisés perpendiculairement. Chaque axe de polarisation ayant sa propre vitesse de propagation, les

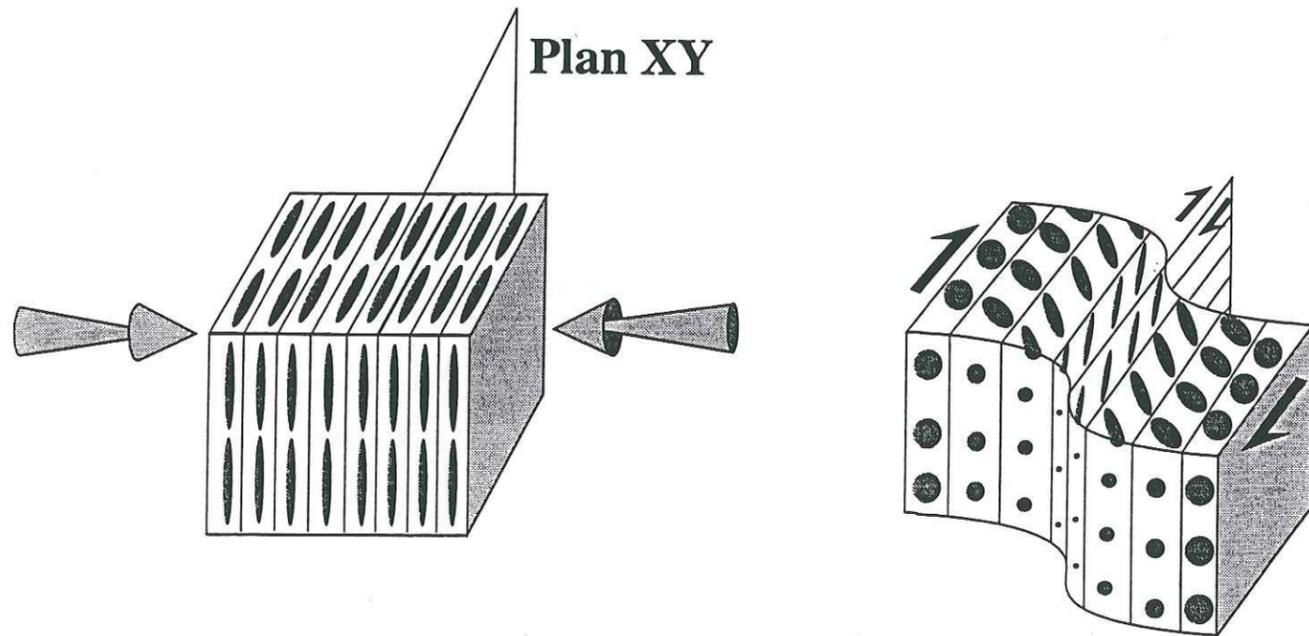
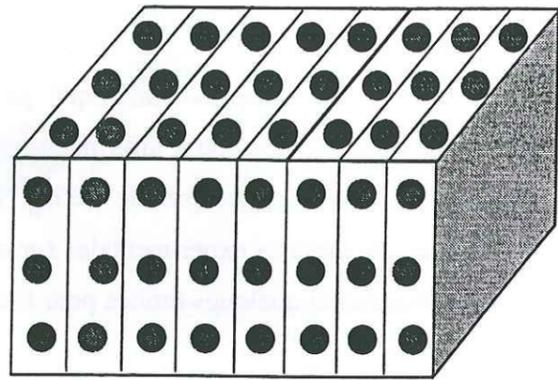


figure 2.14: Exemples de mécanismes de déformation donnant des plans XY verticaux. En cisaillement pur, les plans sont parallèles entre eux alors que pour un cisaillement simple, il y a une rotation progressive des plans qui se mettent peu à peu parallèles à la bande de cisaillement.

deux trains d'onde émergent du milieu séparés par un délai ∂t proportionnel à l'épaisseur du milieu et à la différence de vitesse entre les deux axes (équation 2.7). Afin de mesurer ce délai, il nous est nécessaire de faire quelques hypothèses quant à l'origine de l'anisotropie.

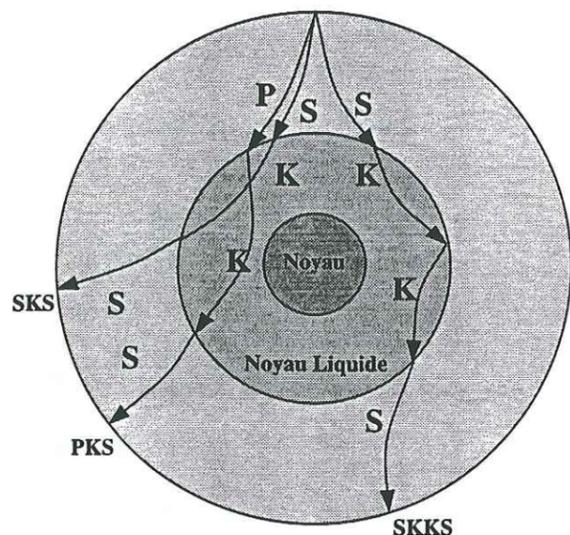
- ◆ Le milieu anisotrope n'est composé que d'une seule couche.
- ◆ Sa symétrie est supposée être hexagonale à axe de symétrie horizontal.

Dans le cas contraire, la direction de l'axe rapide et le délai ∂t mesurés seront directement fonction de l'azimut du séisme par rapport à la station. Il sera alors nécessaire d'utiliser un grand nombre de mesures pour pouvoir déceler la présence de deux couches et/ou d'un pendage (Babuska *et al.*, 1993; Özalaybey et Savage, 1994). Pour des missions sismologiques enregistrant 4 à 5 mois de données téléseismiques, ces deux hypothèses simplificatrices semblent donc raisonnables.

Pour analyser la polarisation du train d'onde arrivant sous une station, il est nécessaire de connaître la polarisation de l'onde S avant son entrée dans le milieu anisotrope. L'une des méthodes les plus simples consiste à utiliser les ondes P ayant subi une conversion en ondes SV le long de leur trajet. Les ondes SKS, SKKS et PKS (figure 2.15) sont des ondes converties à l'interface noyau-manteau. La conversion P-S apporte de multiples avantages:

- L'onde est polarisée dans le plan de propagation. L'existence d'énergie sur la composante transverse implique donc l'existence d'au moins une couche anisotrope. La réciproque est fautive car si l'onde est polarisée selon l'un des axes principaux, il n'y aura pas de biréfringence. Dans ce cas, le fait de connaître la polarisation de l'onde apporte tout de même une information quant à l'orientation de l'axe rapide ou de l'axe lent.
- La conversion à la base du manteau élimine les effets perturbateurs de la complexité de la source. En effet, l'onde S directe n'est polarisée linéairement que si la source est supposée ponctuelle. Dans le cas contraire, la durée de la source rend l'étude de la polarisation impossible.
- Le fait d'utiliser des ondes provenant du noyau permet de ne pas tenir compte de l'anisotropie proche de la source. La seule incertitude sur la polarisation SV des ondes converties peut venir de l'interface D'' entre le

a)



b)

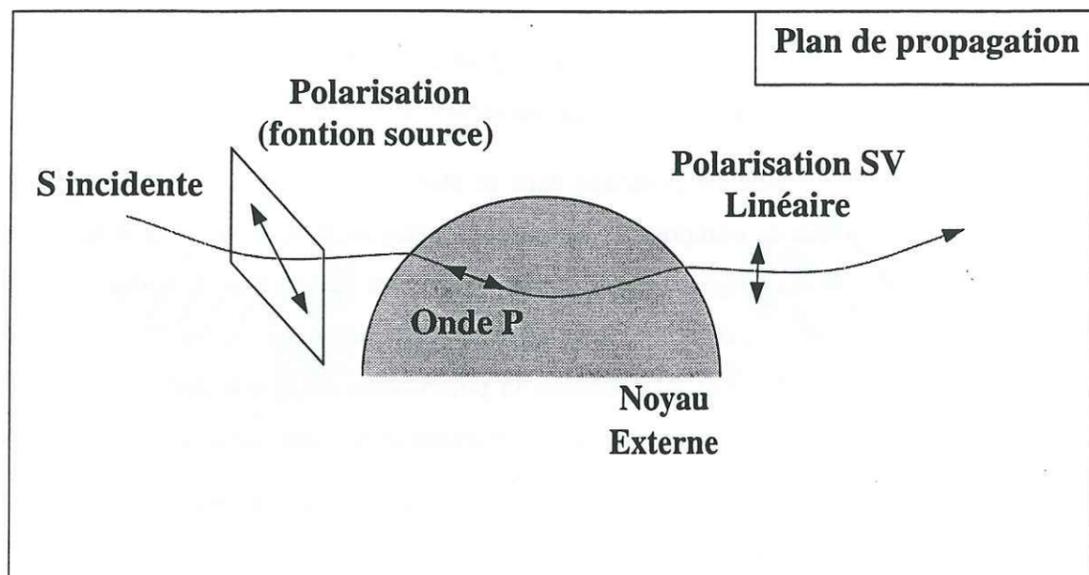


figure 2.15: Chemins suivis par les ondes SKS, SKKS et PKS. Le trajet dans le noyau externe liquide implique une conversion en onde compressive appelée K (a). Pour ces trois ondes, le passage noyau-manteau s'accompagne d'une conversion en onde SV qui implique une polarisation linéaire dans le plan de propagation (b).

noyau externe et le manteau. Certaines études sur l'amplitude des ondes diffractées au niveau de cette interface tendent à montrer que celle-ci posséderait une anisotropie de l'ordre de 1%. Mais à l'heure actuelle, ces hypothèses n'ont pas été clairement démontrées (Maupin, 1994). Cette interface sera supposée isotrope.

- Les ondes converties (SKS, SKKS et PKS) arrivent avec une incidence proche de la verticale. On se rapproche du cas théorique décrit dans le §1.

Malgré cela, l'utilisation des autres phases S (S directes, ScSn) n'est pas exclue. Pour certaines régions du globe, il existe très peu de sites sismiques correspondant à la distance propice pour l'étude des phases SKS. Les ondes ScS, du fait de leur réflexion sur le noyau externe, ont une incidence proche de la verticale mais incluent, comme les ondes S directes, la complexité de la source. Leur utilisation est donc plus soumise à caution que les ondes converties (McNamara *et al.*, 1994), mais peuvent venir en complément à l'étude des phases SKS.

II-3.2. Calcul du délai et de l'orientation de l'axe rapide des S

Il existe plusieurs méthodes d'inversion des paramètres de l'anisotropie. La majorité d'entre elles repose sur l'hypothèse d'un milieu à symétrie hexagonale d'axe horizontal. Le principe général est de calculer le délai et l'azimut entre l'axe rapide et le Nord donnant une polarisation linéaire de l'onde incidente.

II-3.2.1. Effet de la biréfringence sur l'onde incidente

Nous nous placerons dans le cas d'une onde SKS incidente sur le milieu anisotrope. Dans ces conditions, l'angle d'incidence est proche de la verticale et l'onde est polarisée SV.

Nous pouvons écrire sa fonction de polarisation de la façon suivante:

$$\mathbf{u}(\omega) = \mathbf{P}o(\omega) \exp(-i\omega T) \quad (2.9)$$

\mathbf{P} est le vecteur d'amplitude dont la direction est celle du déplacement (perpendiculaire à la direction de propagation). $o(\omega)$ est une fonction ondelette. Nous appellerons φ_a (azimut) l'angle entre le Nord et \mathbf{P} . Le paramètre T représente le temps de parcours de l'onde.

Dès son arrivée dans le milieu anisotrope, cette onde va être séparée en deux trains d'ondes polarisés perpendiculairement selon les directions \mathbf{F} et \mathbf{S} , respectivement les directions rapide et lente du milieu. Si l'épaisseur du milieu est E , en sortie de la couche anisotrope, le délai séparant les deux trains d'ondes est ∂t (équation 2.7). Dans les directions \mathbf{F} et \mathbf{S} en surface, les signaux sont de la forme suivante:

$$\begin{aligned} u_F(t) &= u(t + \partial t/2) * \cos(\varphi_a - \varphi_f) \\ \text{et} & \\ u_S(t) &= u(t - \partial t/2) * \sin(\varphi_a - \varphi_f) \end{aligned} \quad (2.10)$$

φ_f étant l'angle entre le Nord et la direction de l'axe rapide. Les deux fonctions u_F et u_S ont donc la même forme mais avec un délai ∂t . La polarisation en surface n'est donc plus linéaire (figure 2.16). Les enregistrements à la station étant fait selon les directions Nord-Sud et Est-Ouest, on obtient les équations suivantes:

$$\begin{aligned} u_N(t) &= u_F(t) \cdot \cos(\varphi_f) - u_S(t) \cdot \sin(\varphi_f) \\ \text{et} & \\ u_E(t) &= u_F(t) \cdot \sin(\varphi_f) + u_S(t) \cdot \cos(\varphi_f) \end{aligned} \quad (2.11)$$

De même pour les composantes radiale et transverse:

$$\begin{aligned} u_R(t) &= u_F(t) \cdot \cos(\varphi_f - \varphi_a) - u_S(t) \cdot \sin(\varphi_f - \varphi_a) \\ \text{et} & \\ u_T(t) &= u_F(t) \cdot \sin(\varphi_f - \varphi_a) + u_S(t) \cdot \cos(\varphi_f - \varphi_a) \end{aligned} \quad (2.12)$$

A partir de ces fonctions en surface, il est possible de faire deux remarques importantes. La première concerne la relation entre φ_f et φ_a . En effet, si $\varphi_f - \varphi_a = n \cdot \pi/2$, il n'y a pas de signal sur la composante transverse et donc, pas de biréfringence observable. Il faut donc étudier plusieurs événements d'azimuts différents avant de conclure sur la présence ou non d'une zone anisotrope. La seconde remarque concerne les formes des fonctions u_E et u_N . La figure 2.16 montre l'évolution de la forme des enregistrements et du mouvement de particule

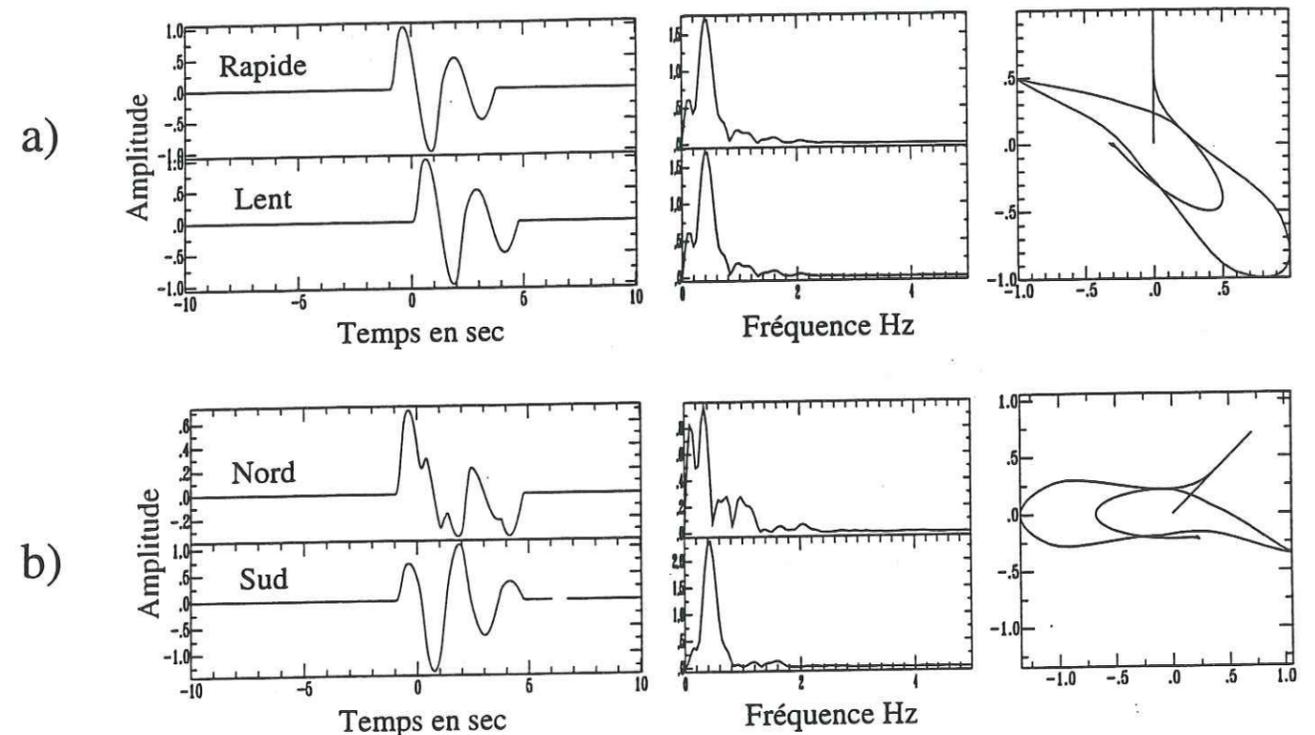


figure 2.16: Sismogrammes synthétiques présentant un délai de 1sec entre les phases rapide et lente. Une rotation de 45° (b) des composantes montre que les variations de forme et donc de spectre peuvent être importantes alors que les mouvements de particule ne subissent qu'une rotation. De ce fait, la comparaison des spectres sera à la base de notre étude des axes rapides de l'anisotropie.

associé. La relation entre ces deux fonctions n'est plus linéaire contrairement aux fonctions u_F et u_S avant la zone anisotrope. Le but de notre inversion sera de calculer à partir des enregistrements de u_E et u_N , la rotation et le délai donnant une relation linéaire entre les composantes.

II-3.2.2. Inversion dans le cas hexagonal

Le test de linéarité peut être calculé de différentes façons:

1. La première méthode consiste à calculer la matrice de covariance pour chaque couple $(\varphi, \partial t)$ et de considérer la relation linéaire lorsque la valeur propre λ_1 est maximale. Ce calcul présente le désavantage de considérer le mouvement de particule comme un nuage de point. On perd ainsi toute notion de relation temporelle. Il est donc nécessaire d'être vigilant sur le découpage en temps de la phase étudiée et sur l'évolution de la forme du signal lors des rotations successives. En contrepartie, cette méthode permet, grâce au calcul de la valeur λ_2^{\min} , d'estimer la variance sur le calcul (Silver et Chan, 1991).

2. Une autre méthode consiste à calculer le rapport d'aspect (Shih *et al.*, 1989). Le rapport d'aspect est le rapport des projections du mouvement de particule sur deux axes perpendiculaires que l'on fait tourner pas à pas. L'angle et le délai sont trouvés lorsque le rapport est maximum. Cette méthode, comme celle de la matrice de covariance, nécessite de faire les calculs pour chaque couple $(\varphi, \partial t)$.

3. Comme nous l'avons vu précédemment, lorsque l'on se trouve sur les axes F et S, la relation entre les deux composantes est linéaire (à un déphasage près). Dans ce cas, la cohérence ainsi que l'intercorrélation entre les signaux sont maximum. La pente de la phase de la cohérence nous donnera alors le délai séparant les deux phases (Bowman et Ando, 1987, Ansel, 1989).

Pour faciliter l'interprétation des résultats que nous décrirons ultérieurement, nous avons utilisé la troisième méthode. Celle-ci présente l'avantage de n'avoir à effectuer qu'un calcul d'intercorrélation par pas de rotation. La méthode est présentée sur l'organigramme de la figure 2.17. Les données u_N et u_E sont tournées dans le plan horizontal par pas de 5° . A chaque rotation, l'intercorrélation normalisée est estimée. Le calcul est le suivant:

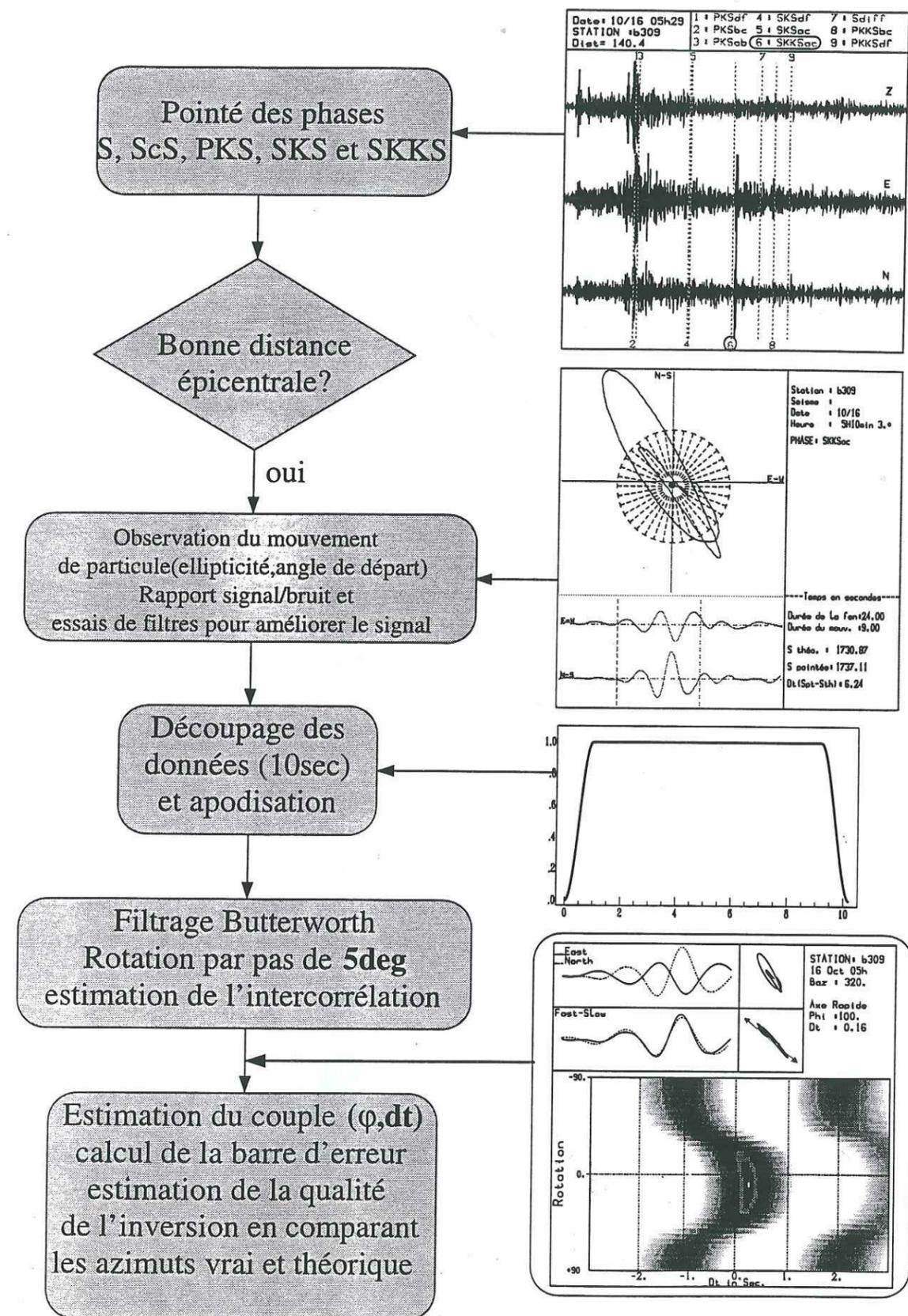


figure 2.17: Organigramme résumant les différentes étapes de la recherche des axes rapides.

$$\begin{aligned} X(\omega) &= u_E(\omega) \cdot \cos(\theta) + u_N(\omega) \cdot \sin(\theta) \\ Y(\omega) &= u_E(\omega) \cdot \sin(\theta) - u_N(\omega) \cdot \cos(\theta) \end{aligned} \quad (2.13)$$

et

$$c(\omega, \theta) = \frac{\bar{\gamma}_{XY}(\omega)}{\sqrt{\Gamma_X(0) \cdot \Gamma_Y(0)}}$$

où θ est l'angle de rotation, $\gamma_{XY}(\omega)$ représente la densité spectrale croisée et $\Gamma(0)$ est la valeur de l'autocorrélation à $t=0$. L'angle θ est ici pris par rapport à l'Est et tournant dans le sens trigonométrique (inverse du sens géographique). L'intercorrélacion normalisée $C(t, \theta)$ se déduit de $c(\omega, \theta)$ en calculant la transformée de Fourier inverse. Au maximum de l'intercorrélacion correspond un couple $(\theta, \partial t)$ donnant l'angle entre l'axe rapide et l'Est et le délai séparant la phase rapide de la phase lente. La figure 2.18a montre un exemple d'inversion sur des données synthétiques. La partie grisée représente la forme de l'intercorrélacion à chaque pas de rotation. Le maximum de cette surface est indiqué par un rectangle blanc. L'angle φ est calculé en fonction du délai. S'il est positif, il faut retirer 90° à l'angle mesuré car dans ce cas, l'azimut indiqué par le rectangle blanc est celui de l'axe lent. Ce petit calcul vient du fait que j'ai choisi de ne représenter que la partie positive de l'intercorrélacion. Il est donc nécessaire dans ce cas de faire la recherche du maximum sur les intervalles $[-90^\circ, +90^\circ]$ et $[-3\text{sec}, +3\text{sec}]$. Malgré ce petit désagrément simple à corriger, cette représentation présente plusieurs avantages:

- La lisibilité est améliorée par le doublement de la grille $(\varphi, \partial t)$.
- Elle permet de suivre des crêtes d'intercorrélacion et ainsi évite de pointer des maxima secondaires isolés et donc, non reliés à la forme et la fréquence de l'intercorrélacion qui est assez proche de celle du signal.

Pour estimer l'erreur sur le calcul, il est possible de comparer le mouvement de polarisation théorique (azimut du séisme pour les ondes SKS) et la direction du mouvement de particule une fois corrigée de la propagation à travers la couche anisotrope. Si l'erreur est trop importante, supérieure à $\pm 10^\circ$, l'estimation du maximum n'est pas correcte (figure 2.18). Cette estimation de l'erreur sur l'azimut calculé est équivalente à la minimisation du paramètre λ_2^{\min} défini par Silver et Chan. En effet, ce coefficient λ_2^{\min} définit le biais sur la linéarité du mouvement de particule, c'est à dire l'énergie restant sur la composante

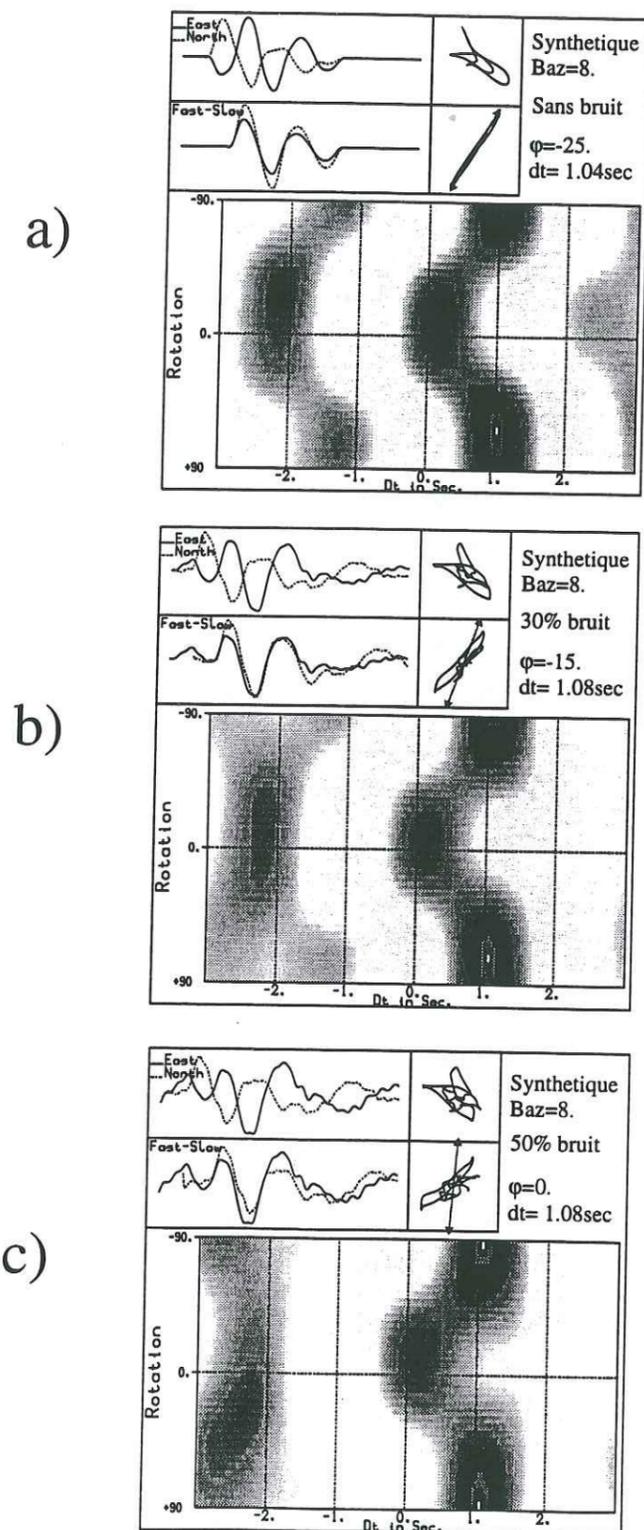


figure 2.18: Exemples d'inversion sur des données synthétiques. Le couple caractérisant le milieu est (1sec, -25°), l'éclairage étant de 33° . Le bruit dégrade donc fortement l'estimation de l'azimut de l'axe rapide. L'erreur sur le maximum d'intercorrélacion passe de $\pm 10^\circ$ à $\pm 20^\circ$ (auréole gris clair entourant le maximum d'intercorrélacion). La flèche sur le second mouvement de particule indique la direction de l'azimut vrai de l'onde dans le repère Rapide-Lent. Cela permet de vérifier la qualité de l'inversion. On voit que celle-ci se dégrade fortement en fonction du rapport signal sur bruit. Au-dessus de 30% de bruit, l'inversion n'est donc fiable. On peut remarquer que le départ du mouvement de particule dans le repère NS-EW se fait selon l'azimut de l'axe rapide.

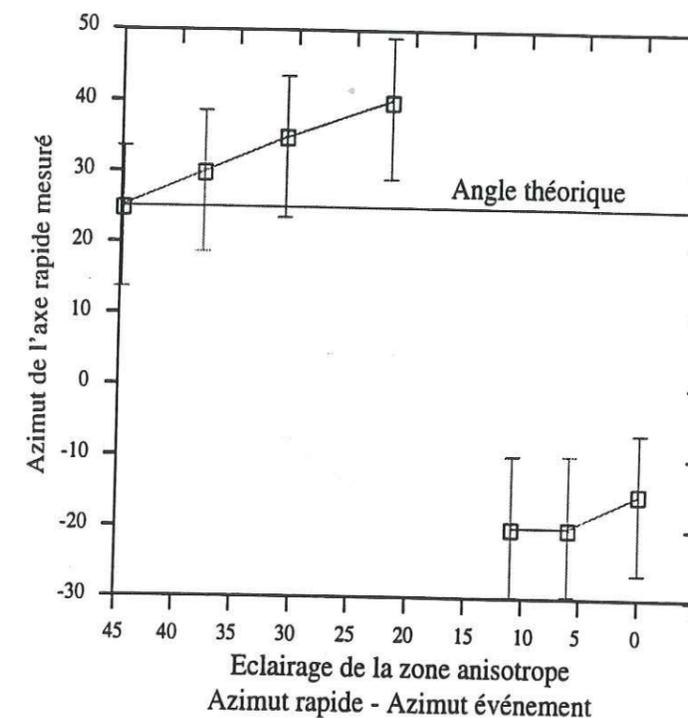
transverse. Si cette composante est trop énergétique, le mouvement de particule ne sera pas dans l'azimut théorique.

Le rapport signal sur bruit peut avoir une grande incidence sur la qualité des résultats. Avant tout calcul, les signaux sont donc filtrés par un filtre Butterworth passe-bande [0.1Hz, 1.5Hz]. Ensuite, les signaux sont apodisés par une fenêtre de Hanning après découpage des composantes horizontales sur une fenêtre de 10sec (dont 2.5sec avant le pointé de l'onde S).

Toutes ces précautions prises, il est possible de vérifier l'influence du bruit sur la précision des mesures. La figure 2.18 montre la dégradation de l'estimation du couple $(\theta, \partial t)$ en fonction du rapport signal sur bruit. Lorsque le bruit devient trop important, il n'est plus possible d'inverser correctement les synthétiques. Une limite maximum de 30% de bruit sera prise pour sélectionner les signaux. En se plaçant dans ces conditions, une erreur systématique a pu être calculée. Elle est de $\pm 10^\circ$ sur azimut de l'axe rapide et $\pm 0.2\text{sec}$ sur le délai. Il s'agit là d'une erreur systématique moyenne qui ne tient pas compte des données réelles. Outre la forme du signal, la notion d'éclairage introduit par Ansel (1989) a un rôle important sur la qualité du résultat. En effet, plus la polarisation de l'onde est proche d'un des axes du milieu, plus l'incertitude sur le résultat augmente (figure 2.19). Cette incertitude ne peut être connue qu'a posteriori. A chaque estimation des paramètres $(\theta, \partial t)$, il faut donc calculer une nouvelle barre d'erreur. Pour cela, nous avons fixé que la largeur de l'aire des 95% de l'amplitude du maximum de la fonction C définirait la barre d'erreur sur les données (figure 2.18). Cette erreur définit la qualité de lecture des extrema.

La méthode de maximisation de l'intercorrélation ne prend en compte qu'une seule couche anisotrope. Mais compte tenu de la faible quantité d'enregistrements de SKS, SKKS et PKS par stations, il n'a pas été possible de faire une étude azimutale. Özalaybey et Savage (1994) et Farra *et al.* (1991) ont mis au point deux méthodes permettant d'estimer au mieux des modèles anisotropes respectivement bicouches et multicouches. Mais ces deux méthodes ne sont réellement exploitables que pour des stations permanentes.

a)



b)

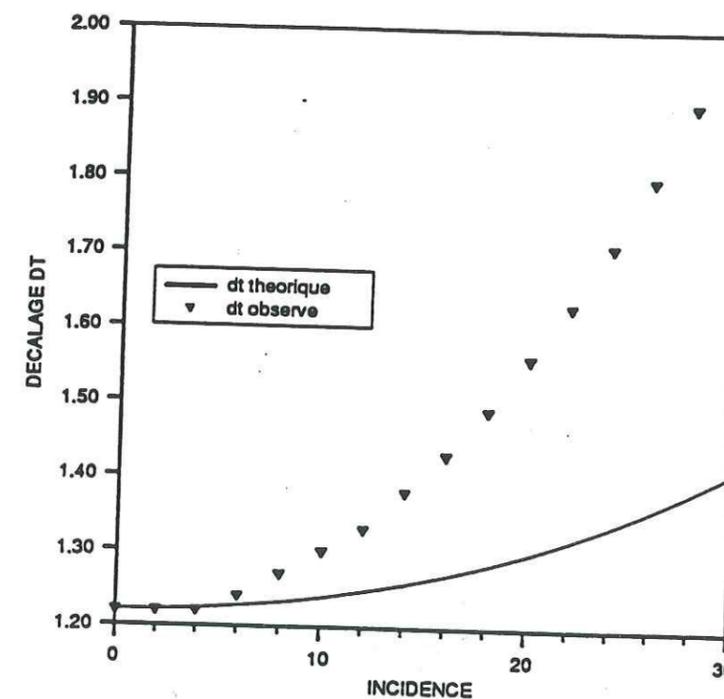


figure 2.19: Influence de deux paramètres sur l'inversion. Les erreurs peuvent provenir de la méconnaissance du milieu a priori. L'éclairage de la zone anisotrope, c'est à dire l'angle entre l'axe rapide et l'azimut vrai de l'onde, détermine la qualité de l'inversion. Plus l'énergie sur une composante est importante vis à vis de la composante perpendiculaire, moins l'inversion sera précise (a). Le pendage de l'axe rapide influe aussi sur le calcul du délai (b). La comparaison entre les délais théoriques et estimés montre qu'un angle d'incidence limite de 20° est nécessaire pour rester dans la barre d'erreur de $\pm 0.25\text{sec}$ (Ansel, 1989).

II-3.2.3. Limites de la méthode

Les limites théoriques et pratiques présentées dans ce paragraphe sont valables pour toutes les méthodes d'estimation des paramètres de la biréfringence.

⇒ Les effets de la surface libre ont une grande importance sur l'inversion. En effet, les ondes SV, par interaction avec la surface libre, donnent naissance à des ondes SV et P réfléchies. L'enregistrement SV contiendra donc l'onde directe mais aussi les amplitudes des ondes réfléchies. La comparaison SV-SH sera perturbée par ce phénomène de réflexion-conversion. Nuttli (1961) a étudié ces effets sur l'ellipticité du mouvement de particule. La figure 1.12 montre les effets lorsque l'angle d'incidence dépasse l'angle critique. En dessous de cet angle qui est de 30° , les effets sont négligeables. Cet angle est calculé pour un milieu isotrope. Les fronts d'onde étant fortement déformés par l'anisotropie, il convient d'être prudent quant à la notion d'angle d'incidence. Il est donc nécessaire, par simple précaution, de sous-estimer l'angle critique.

Cette limitation de l'angle d'incidence à 25° permet de ne pas tenir compte des effets dûs aux variations angulaires entre l'incidence et la direction de l'axe rapide. La figure 2.19 (Ansel, 1989) montre l'évolution du délai mesuré par rapport au délai théorique. Jusqu'à une incidence de $20-25^\circ$, l'erreur sur la mesure reste comparable à l'erreur systématique du programme d'intercorrélation. L'angle d'incidence maximum sera donc fixé à 25° . Les ondes ScS et SKS semblent donc être les phases les plus indiquées pour étudier la biréfringence.

⇒ Toutes les méthodes reposent sur l'hypothèse de couche(s) anisotrope(s) à symétrie hexagonale avec axe de symétrie horizontal (axes rapide et lent contenus dans le plan horizontal). Il ne s'agit là que d'une approximation permettant de simplifier l'étude à seulement deux paramètres. Si l'axe rapide n'est plus contenu dans ce plan, les erreurs peuvent devenir très importantes. Ansel (1989) a estimé l'erreur sur la direction de l'axe rapide à 1° par degrés d'angle d'incidence.

⇒ Certaines distances épacentrales peuvent poser des problèmes d'interférence entre des phases différentes. Pour une distance épacentrale de 70° et un hypocentre à 70km de profondeur, les arrivées sont les suivantes:

$$\begin{cases} \text{SKSac} & t_{\text{SKS}-t_0} = 1258.56 \text{ sec.} \\ \text{ScS} & t_{\text{ScS}-t_0} = 1259.84 \text{ sec.} \end{cases}$$

Ces superpositions de phases peuvent conduire à des erreurs difficilement décelables par la simple observation. De plus, la superposition de deux ondes peut, dans certains cas, donner une inversion de la biréfringence tout à fait correcte. Il faut vérifier à partir des tables d'hodochrones (Kennett et Engdahl, 1991) que l'onde pointée soit suffisamment séparée d'autres arrivées.

Il est aussi nécessaire de vérifier le contenu énergétique de la composante P (ou Z). Si celle-ci est trop importante, il peut y avoir un doute sur la nature de la phase pointée. Ces données ne doivent donc pas être utilisées.

Compte tenu de toutes les hypothèses faites pour la mise au point du programme d'estimation des paramètres de la biréfringence, les erreurs sur les mesures proviennent essentiellement des écarts au modèle théorique. Il est donc nécessaire de respecter rigoureusement toutes les restrictions décrites ci-dessus.

Lorsque le nombre de données est très important, une étude azimutale des ondes S et P permet d'estimer le pendage et/ou le nombre de couches avec leur propre direction d'axe rapide (au maximum 2). Pour des missions du type Lithoscope (4 à 5 mois d'enregistrement télésismique), la quantité de données ne permet pas une étude systématique de ce genre. Dans ce cas, l'utilisation des ondes S directes en association avec des mesures SKS est possible tout en sachant que les qualités des résultats peut être assez variable (McNamara et Silver, 1994).

Une autre limitation provient du type de capteurs 3-composantes utilisé. Les capteurs Lennartz 3D/5s ont une fréquence inférieure de coupure de **0.2Hz** alors que dans la plupart des études sur la biréfringence des ondes S, les capteurs utilisés sont des sismomètres large-bande. Les signaux des ondes SKS et SKKS étant de fréquence assez basse (parfois bien en dessous de 0.2Hz, figure 2.20), les enregistrements de ces phases par les capteurs Lennartz

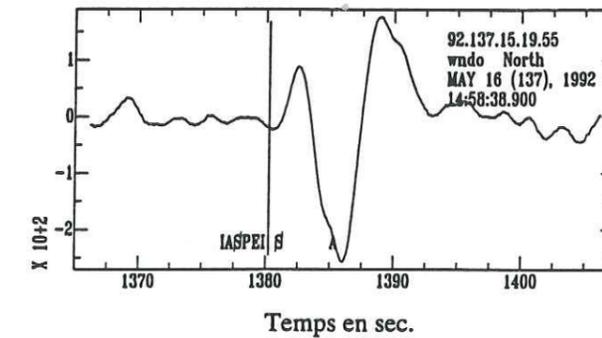
3D/5s seront donc soit 'ignorés' par la station, soit tronqués en fréquence. Ce phénomène explique le faible nombre d'enregistrements de phases SKS et SKKS. Dans tous les cas, il est quasiment impossible, à partir de notre programme d'inversion, de retrouver la polarisation théorique (azimut) des phases basse fréquence filtrées à **0.2Hz**. La figure 2.20 montre un exemple d'enregistrement STS-2 (capteur large bande **0.008-50Hz**) pour une station installée sur le plateau tibétain. La phase enregistrée est une onde SKS à une distance épacentrale de 90° . Notre programme d'inversion, figure 2.21, donne une bonne correction de la biréfringence pour le signal non filtré. Pour le signal filtré à 0.2Hz, le mouvement de polarisation est tout à fait différent et l'inversion n'arrive pas à linéariser correctement le mouvement de particule. De plus, la direction de mouvement corrigé ne correspond pas à la direction théorique. Dans ce cas, les données ne sont pas utilisables. Les filtrages en bande étroite de [0.01;0.25Hz] des données Lennartz ne permettent pas de faire ressortir l'information basse fréquence (figure 2.21).

L'utilisation des capteurs Lennartz 3D/5s ne semble pas être recommandée a priori pour l'étude de la biréfringence des ondes basses fréquence. Les difficultés rencontrées pour la détermination des paramètres de l'anisotropie pour certaines phases SKS et SKKS proviennent du manque de sensibilité des capteurs pour les longues périodes. Il faut donc exiger pour ces phases une très bonne qualité pour la correction de la linéarité du mouvement de particule ainsi que pour l'azimut estimé après correction de la biréfringence. Les ondes S directes et ScS, plus haute fréquence, seront correctement enregistrées par nos stations trois composantes.

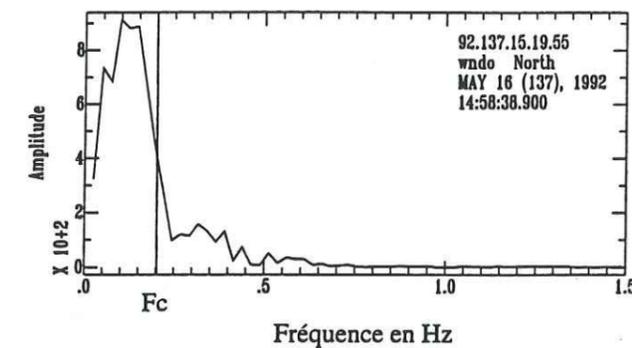
II-4. Conclusions

Pour conclure ce chapitre, il est nécessaire de se souvenir du fait que les mesures des directions des axes rapides des ondes S peuvent ne pas être en accord avec les directions de déformation actuelle du manteau 'sous' la station. L'information fournie par les directions de ces axes ne peut pas être utilisée seule pour élaborer un modèle géodynamique. Par contre, elles permettent la discrimination de tel ou tel modèle.

Nous venons de voir que la qualité des résultats était fortement liée à la quantité de données. En effet, l'interprétation correcte de l'anisotropie nécessite une très bonne



a)



b)

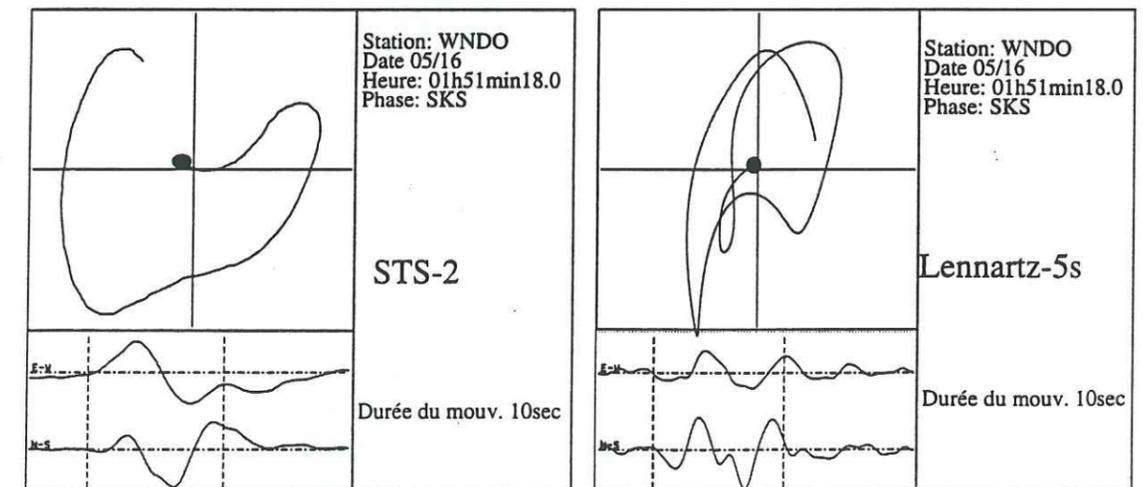


figure 2.20: L'enregistrement d'une phase par un capteur est directement lié à la bande passante du sismomètre. Une onde SKS enregistrée à 90° de distance épacentrale par un capteur large bande montre une période de 10sec. Dans ce cas, 90% de son énergie se trouve sous la fréquence de coupure (fc) d'un capteur Lennartz-5s (a). Le filtrage selon la bande passante d'un capteur 5sec montre la dégradation de la phase et du mouvement de particule associé.

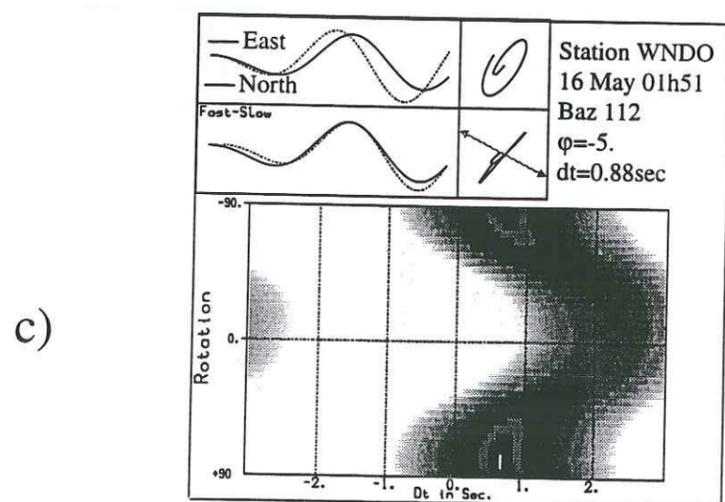
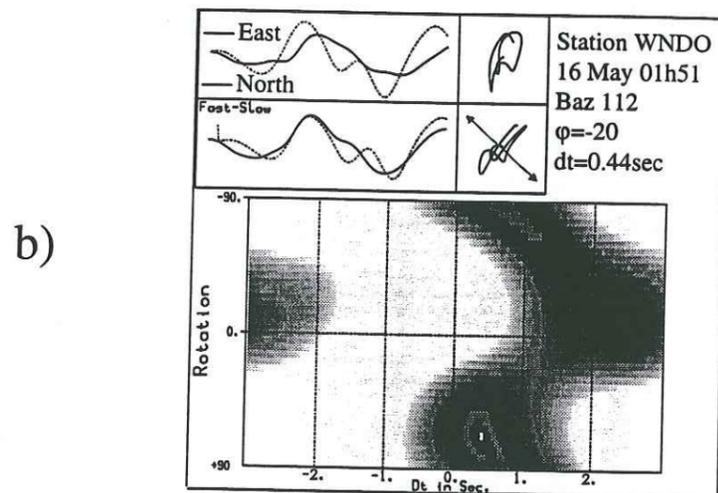
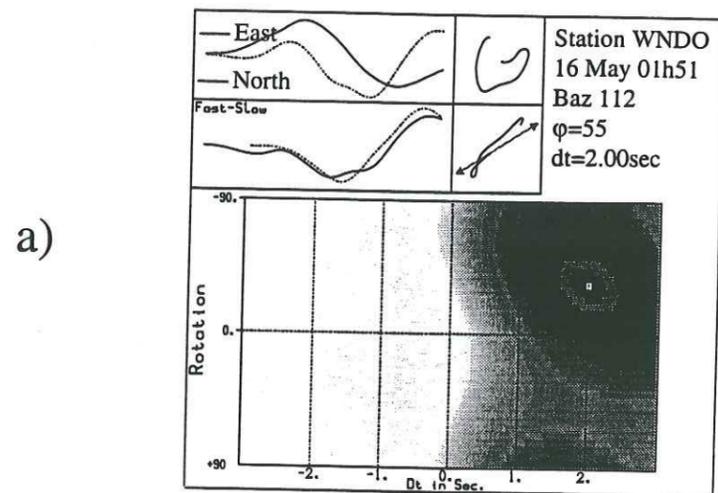


figure 2.21: Inversion des données en fonction de la bande passante. Pour un capteur STS2 (a), l'inversion est correcte et le couple (φ, dt) correspond au résultat de McNamara *et al.* (1994) avec $(62^\circ, 1.9\text{sec})$. Pour un capteur Lennartz-5s, (b), il n'est pas possible d'inverser correctement le mouvement de particule. Lorsque l'on filtre en basse fréquence l'enregistrement d'un capteur Lennartz-5s (c), la correction du mouvement de particule est correcte mais la direction de celui-ci est très différente de l'azimut vrai.

couverture azimutale, un grand nombre d'enregistrements de phases SKS, SKKS ou PKS ainsi qu'une étude couplée des résidus des ondes P (Babuska *et al.*, 1993). De ce fait, les stations permanentes devraient fournir de bien meilleurs résultats comparés au réseau mobile Lithoscope. En contrepartie, la disposition spatiale des stations en réseau permet d'évaluer l'évolution de l'anisotropie le long de profil et d'interpréter cette évolution en fonction d'autres paramètres géophysiques (tomographie) et géologiques (failles majeures, volcanisme).

II-5. Application de la méthode:

Les données trois composantes de la campagne Lithoscope 1993 dans la région du Kunlun Est dans le Nord Tibet ont permis d'étudier l'anisotropie des ondes S et P téléseismiques. L'article suivant, accepté à *Physical Earth and Planetary Interiors*, présente les mesures et l'interprétation géodynamique associée à cette partie du plateau tibétain. Ces données seront reprises et complétées, dans le chapitre 4, par des données supplémentaires non inclus dans cet article.

A study of azimuthal P-residuals and shear-wave splitting across the Kunlun range (Northern Tibetan Plateau)

by J. Guilbert¹, G. Poupinet¹ and Jiang Mei²

1- LGIT-IRIGM, Université Joseph Fourier, URA CNRS 733, BP53X, 38041
Grenoble, France

2- Institute of Mineral Deposits, Chinese Academy of Geological Sciences,
Baiwanzhuang Rd, 100037 Beijing, China

ABSTRACT

The Kunlun fault system is an East-West transcurrent fault bordering the Tibetan plateau that has experienced left lateral motion since 3 Ma. A linear array of one-component and three-component seismological stations was deployed across the Kunlun range during 4 months. P-travel time residuals define three basic units along the profile: the North Kunlun unit, the South Kunlun unit and the Bayan Har unit. P-residuals are a function of azimuth: P-residuals are fast in the southern stations for southern azimuths and in the northern stations for northern azimuths. Measurements of shear wave splitting of the S, ScS and SKS phases have been performed on deep events: Delay times and fast polarization directions have been computed by finding the maximum of the cross-correlation between the two horizontal components rotated at different angles. Delay times from 0.40 s to 2.52 s remain in the range of those found by McNamara et al.(1994) in two sites along the same profile. P-residual travel times

and the splitting of S-waves are discussed in relation with models of the geological evolution of this region. The North Tibetan plateau appears as a juxtaposition of different terranes. The azimuthal P-residual pattern implies that P-wave anisotropy is about 3 per cent in the lithosphere on both sides of the Kunlun Fault and that fast velocities are oriented outwards from the Kunlun fault plane. S-wave splitting is observed far from the fault and implies that the lithosphere beneath northern Tibet has undergone an important deformation.

1. Introduction

The Northern Tibetan plateau has an average elevation of about 4800m and the topography gradient is very strong towards the Qinghai plateau where the elevation is 2800m. The elevation of the plateau results from the convergence of the Indian and Eurasian plates which has shortened by about 2000 km for at least 40 Ma (Tapponnier et al., 1986). The Kunlun mountain range and the Kunlun fault system are situated at the Northern border of the plateau. The lithosphere in this region is characterized by two important features: 1- a large zone, coincident with a large volcanic region in Tibet, where Sn waves do not propagate (Molnar et al., 1993; Ni and Barazangi, 1983); 2- a thin lithosphere (Brandon and Romanowicz, 1986) with relatively low shear wave velocity (Molnar and Chen, 1984; Lyon-Caen, 1986). Crustal P and S velocity and apparent resistivity measurements were made during the Yadong to Golmud Transect (Wu et al., 1991; Wu et al., 1993) and show that the Tibetan plateau can be divided into crustal terranes with their own geological history and physical properties. The geological history along this transect shows three important stages. First stage: the division of the continental crust into terranes by rifting and oceanic margins. Second stage: the formation of active continental margins with subduction induced by the convergence between the terranes. This convergence was oriented North-South from the Triassic. Third stage: the collisions between terranes and the formation of thick and elevated crust. Deformation and metamorphism seem to be a function of the lithospheric structure. A P-wave tomographic cross-section obtained by Wittlinger et al. (1994) shows also physical divisions and reveal that surface sutures have a lithospheric prolongation. These divisions are very important to understand the

mechanism for thickening and elevating the Tibetan crust.

McNamara et al. (1994) performed a shear wave splitting study in 11 sites on the entire Tibetan plateau. This study shows a very strong variation of the splitting parameters between their site near the Qaidam basin (TUNL) and their first site on the Tibetan plateau (BUDO) where the delay time between fast and slow S-waves is 2.4 s, one of the largest delays observed on Earth. The direction of polarization is nearly parallel to the strike of the Kunlun fault. These results indicate that the upper mantle is involved in the collisional process. However the relationship with geological models of evolution seems to be complex.

2. Data analysis and results

In order to study in more detail the deep structure and the crustal and lithospheric anisotropy across the Kunlun range, an array of one component and three component stations was deployed along the transtibetan highway between July 1993 and October 1993 (Fig. 1). The one component stations were equipped with a 1 Hz Mark Product L4C seismometer and the three component stations with a Lennartz 3D/5s active seismometer with a frequency response extended to 0.2 Hz. Events were recorded on trigger mode at a rate of 25 samples/s. During 4 months, 124 earthquakes were recorded by more than 6 stations. P-wave data are numerous. S-wave records were less abundant and after selection, we were able to measure the splitting on 40 records.

2.1 P-residual azimuthal dependency and ScS delay time

P-travel time residuals were computed using PREM travel times (Dziewonski and Anderson, 1981). For each event, a source term is removed by subtracting the average residual for this event. Then the average P-residual for each station is computed and subtracted: this operation eliminates most variations due to differences in average crustal thickness, to site effect and to altitude. These two operations permit to analyze the azimuthal variations at each station. Fig. 2 shows the results of these P-residual computations with an azimuthal step of 20° for all the stations along the profile, from South (station KA29) to North (station KA09). The inner circle corresponds to zero P-

residuals. The center of the circle corresponds to negative P-residuals (relative fast travel-times) and the external circle to +1 s P-residuals, i.e. to slow P-travel times. An azimuthal variation of the sign of P-residual is clearly observed from North to South. This variation is enhanced in Fig. 3 where the data are regrouped in two azimuth ranges. Average P-residuals are plotted as a function of distance to station KA29: the first azimuthal range is -80 to 100 degrees and the second 100 to 280 degrees. The azimuth of 100 degrees corresponds to the direction of the Kunlun fault system. The two P-residual curves are almost perfectly symmetrical with respect to the horizontal. P-residuals in stations KA18-KA19, in the center of the profile, do not depend on azimuth. On the contrary stations KA09-KA10-KA12 and stations KA29 to KA23 are extremely dependent on the azimuth. The northern stations, situated on the Qaidam basin, are fast for northern azimuths and slow for southern azimuths. The southern stations, situated on the Tibetan plateau, are slow for northern azimuths and fast for southern azimuths. These variations show two clear boundaries.

We have also computed the S-residuals along the profile for the Japan earthquake of 10/11/94. P and ScS waves were well recorded and allowed to compute differential ScS-P travel-time residuals. Stations on the Tibetan plateau are nearly 1.5 s slow with respect to stations in the Qaidam basin (Fig. 4). The transition area is situated near station KA25.

2.2 Shear-wave splitting measurements

A selection of shear-wave data was performed to measure shear-wave splitting. First, IASP91 table (Kennett and Engdahl, 1991) was used to compute the arrival times of all possible phases and to avoid multiple arrivals of shear waves. The following criteria were used to select the data. Criterion 1: the depth of the source had to be deeper than 100 km to eliminate anisotropy on the source side for S and ScS phases (Kaneshima and Silver, 1992). Criterion 2: the incidence angle had to be smaller than 35 degrees to eliminate the problem of conversion at the free surface. Criterion 3: a good separation between the arrivals of shear waves. Criterion 4: a good signal to noise ratio was necessary for the rotation and for the cross-correlation estimation. The maximum limit must be equal to 30% of the noise (Ansel, 1989). For the estimation of anisotropy we

made the assumption of a single anisotropic layer with a hexagonal symmetry system. The symmetry is approximately perpendicular to the ray. For SKS phases or S phases without anisotropy on the source side and on the receiver side (Silver and Chan, 1991) we can write the waves as a vector function

$$\bar{u}(\omega) = w(\omega) \exp[-i\omega T_0] \bar{p} \quad (1)$$

where $w(\omega)$ can be defined as the wavelet function. The parameter T_0 is the travel time and \bar{p} is the polarization vector. The anisotropy on the receiver side can be represented by a splitting operator Γ which projects and dephases the $\bar{u}(\omega)$ vector function on the two principal axis of polarization, the fast axis and the slow axis

$$\bar{u}_s(\omega) = \bar{u}(\omega) \Gamma(\varphi, \delta t) \quad (2)$$

With all the assumptions about the anisotropic layer and as the polarization of shear waves is linear along the \bar{p} axis, the signal on the two principal axis must have the same shape. The method of Silver and Chan (1991) is based on these observations and gives the pair $(\varphi, \delta t)$ which minimizes the second eigenvalue of the covariance matrix. In this study, we compute the normalized cross-correlation E_{xy} of the horizontal components rotated with a step of 5°

$$\begin{aligned} x(t) &= EW(t) \cos(\theta) - NS(t) \sin(\theta) \\ y(t) &= NS(t) \cos(\theta) + EW(t) \sin(\theta) \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_{xy}(\delta t) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot y^*(t - \delta t) dt}{\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2(t) dt \int_{-\infty}^{+\infty} y^2(t) dt}}$$

where the asterisk is the complex conjugate. The maximum of the correlation gives the orientation of the fast axis and the delay time between the slow and the fast axis. This procedure is similar to the estimation of the determinant of the covariance matrix between the two components (Bowman, 1987; Ansel, 1989). The signal has been

treated with a Butterworth filter before computing the cross-correlation. This filter does not alter significantly the splitting measurement. Tests were made on synthetic data by varying the signal to noise ratio. The error is of the order of $\pm 10^\circ$ on the polarization direction and of ± 0.2 s on the delay. For each event the error is defined by the area where correlation remains larger than 90% of the maximum. Fig. 5 presents an example of the measurement of SKS splitting. The maximum of the cross-correlation gives the best linear particle motion and also the best correction of the splitting effect. We can see also that the correction of the splitting gives a linear polarization in the plan of propagation: it permits to test our inversion for SKS.

Table 2 gives our measurements of shear wave splitting. We observe a variation in the delay time between fast and slow S waves between the north of the profile (KA10, KA13, KA15, KA22, KA24) and the stations on the plateau (KA25, KA31, KA33, KA38, KA42, KA48). For station KA13 which is situated near the Qaidam basin, we get a delay time average of 1.00 s which is very different from the 2.28 s delay time observed in station KA25, close to the South Kunlun Suture and on the Tibetan plateau. This variation is abrupt considering the distance of only 90 km between both stations (Fig. 6). These results are consistent with the measurements of McNamara et al. (1994) which show a large variation across the Kunlun fault. However delay time is equal to 2.4 s at station BUDO (KA24). We can observe two groups for the fast directions. The stations in the South (KA48-KA25) show an increase of the delay time and a progressive rotation of the fast axis: this slight rotation brings the fast axis parallel to the Kunlun Fault. Fast axis at stations KA24 and KA25 are in a good agreement with the geological directions of faults and sutures (Azimuth 100°). The stations in the northern part of the profile show a decrease of the delay time however the fast axis are close to the direction of the transcurrent fault.

3. Interpretation

3.1 Division in terranes

The data presented in the previous chapter permit the division of the Northern

Tibetan plateau into different areas. The steps in our results coincide with the important faulting system in this region and are in agreement with the division in terranes obtained by the Yadong to Golmud Transect (Wu et al., 1991). The Kunlun fault system can be interpreted like a major geological boundary which divides the Kunlun region into three segments: the North Kunlun terrane, the South Kunlun terrane and the Bayan Har terrane. If we add the fact that these divisions have a lithospheric extension (Wittlinger et al., 1995), we can consider the Tibetan plateau in the Kunlun region as an assembly of different lithospheres with their own geological histories and properties. These lateral variations are enhanced by the strike slip displacement of the Kunlun fault which puts edge to edge different regions.

Another observation can be made on Fig. 3. The two P-residual curves corrected for the average P-residual at each station show an antisymmetric pattern with respect to the horizontal. These azimuthal patterns cannot be modeled correctly with an isotropic lithosphere and crust. To evaluate this effect, our lithospheric model was composed of 50 km thick crust with a global lithosphere of 140 km. The best fit to the data is obtained with an anisotropy of the order of 3% in the crust and in the upper mantle, without significant structural variations. But this model does not account for the position of the breaks in Fig. 3 which do not change with azimuth. So we must add some significant structural variations to explain this feature. The models proposed by Babuska et al. (1993) would fit our observations: the Kunlun range looks like the juxtaposition of three lithospheric blocks where the deep structures dip outwards from the fault system (Fig. 7).

This result can be compared with the delay times obtained for the shear wave splitting. The anisotropy of the S-waves does not show the same antisymmetric pattern than the P waves. Moreover the computation shows that the maximum of the shear-wave splitting in the southern part of our profile is not observed on P (maximum in northern part). These variations indicate the importance of dipping structures in the anisotropy.

3.2 Shear wave splitting

We remark a variation in shear-wave splitting time delay between the groups KA10 to KA24 and KA25 to KA48. With the model used in the splitting analysis, this

variation can be interpreted either as caused by a difference in the thickness of the anisotropic layer or as a variation in the value of anisotropy. The variation between KA24 and KA25 can be explained if the intersection of the two ray cones is outside the anisotropic region. If we assume that the origin of anisotropy is the preferred orientation of minerals such as olivine and pyroxenes in the mantle with a global anisotropy $d\beta=4\%$ (Christensen, 1984), we can estimate the thickness of the anisotropic layer. The maximum thickness L (in the geometrical cone of resolution) is calculated with the equation (Silver and Chan, 1991)

$$L = \frac{\delta t \cdot \beta_0}{d\beta} \quad (4)$$

where δt is the delay time in seconds, β_0 is the shear-wave velocity in the isotropic model, and $d\beta$ is the relative perturbation in shear wave velocity in percent. With $\beta_0 = 4.7 \text{ km s}^{-1}$ (McNamara et al., 1994), the thickness of the anisotropic layer would be about 260 km beneath station KA25 and about 110 km beneath station KA13. These values show a large variation between the two terranes and require an abrupt change of physical properties. This step can be explained either by an accumulation of deformation beneath the north Tibetan plateau due to a rise in temperature in the mantle or by a thrust and/or a tilt of lithosphere which increases the thickness of the anisotropic layer. The first assumption is supported by two observations. Measurements of ScS-P arrival times show a positive delay (slow S-velocity) beneath the Tibetan plateau where shear wave anisotropy increases. The occurrence of calc-alkaline volcanism proves the existence of an anomalous mantle (Mattauer, 1990; Molnar et al., 1993). The fast direction of S-waves is reoriented from the southern to the northern stations in the Tibetan plateau: the fast direction becomes parallel to the Kunlun Fault and attests to the implication of the mantle in the deformation. This feature indicates also the importance of lateral extrusions as a consequence of continental collision (Tapponnier et al., 1986, Avouac and Tapponnier, 1993). The good correlation between the area with slow S-velocity and high S_n attenuation and the zone where the S-splitting time delays increase suggests that the S-anisotropy is partially related to the anomalous mantle.

This work on the splitting parameters permits to identify clearly two blocks. However it does not give the age of the deformation beneath the northern Tibetan plateau. The delay time is function of the intensity of deformation (Silver and Chan, 1991). So the shear-wave anisotropy can have two origins. First: the pre-tertiary anisotropy created during the accretion of different terranes, further superimposed with the tertiary deformation. Second: a tertiary anisotropy acquired since the India-Asia collision. We cannot easily link the intensity of the shear-wave splitting to the tertiary deformation of the north Tibetan plateau. Nevertheless the tertiary deformation creates a reorientation of the anisotropic minerals beneath the north Tibetan plateau which is function of the finite strain ellipsoid.

4. Conclusion

The analysis of shear-wave splitting and of P-residuals attests to the complexity of lithospheric structures in the northern part of the Tibetan Plateau. The principal observation is the confirmation that this region is divided into different lithospheric units with their own properties. But this simple juxtaposition of blocks does not explain all our measurements. The lithosphere on both sides of the South Kunlun Fault exhibits fast directions dipping outwards from the fault. A part of the shear-wave splitting can be explained by tertiary deformation in the subcrustal mantle, even away from the Kunlun fault. The Kunlun fault is seen as an important transcurrent fault in the current lateral extrusion of the northern Tibetan plateau. The relationship between the splitting-delay in S-wave and the travel time delay of ScS suggests that a part of the S-anisotropy is caused by propagation in the anomalous mantle observed by Ni et al. (1983) in the Northern part of the Tibetan plateau. As proposed by Babuska et al. (1993), a joint analysis of P anisotropy and of shear-wave splitting is necessary to decipher the complex structure of the lithosphere around large fault systems.

Acknowledgments. This experiment was planned and supported by the CNRS-INSU program Lithoscope. The authors thank F. Masson and G. Wittlinger for their work on the P arrivals. We are grateful to G. Herquel for discussions about the shear-wave splitting and to J.C. Thomas for his comments. Helpful review was provided by J. Revilla, J. Plomerová and an anonymous reviewer provided some critical and helpful

comments.

References

- Ansel, V., 1989. L'anisotropie du manteau déduite de la biréfringence des ondes de cisaillement. Thèse, Université de Paris-Sud.
- Avouac, J-P & Tapponnier, P., 1993. Kinematic model of active deformation in Central Asia. *Geophys. Res. Lett.*, 20(10): 895-898.
- Babuška, V., Plomerová, J. & Šílený, J., 1993. Models of seismic anisotropy in the deep continental lithosphere. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 78: 167-191.
- Bowman, J., 1987. Shear-wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga subduction zone. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 88: 25-41.
- Brandon, C. & Romanowicz, B., 1986. A "NO-LID" zone in the Chang-Thang platform of Tibet: Evidence from pure path phase velocity measurements of long period Rayleigh waves. *J. geophys. Res.*, 91(B6): 6547-6564.
- Christensen, N., 1984. The magnitude, symmetry and origin of upper mantle anisotropy based on fabric analyses of ultramafic tectonites. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76: 89-111.
- Dziewonski, A. M. & Anderson, D. L., 1981. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth planet. Interiors*, 25: 297-356.
- Kaneshima, S. & Silver, P., 1992. A search for source side mantle anisotropy. *Geophys. Res. Lett.*, 19(10): 1049-1052.
- Kennett, B. & Engdahl, E., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. Int.*, 105: 429-465.
- Lyon-Caen, H., 1986. Comparaison of the upper mantle shear wave velocity structure of the Indian Shield and the Tibetan Plateau and tectonic implications. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 86: 727-749.
- McNamara, D., Owens, T., Silver, P. & Wu, F., 1994. Shear wave anisotropy beneath the Tibetan Plateau. *J. Geophys. Res.*, 99: 13655-13665.
- Mattauer, M., 1990. Arguments en faveur d'un diapir mantellique sous le plateau tibétain. *C. r. Acad. Sci. Paris*, 310: 1695-1700.
- Molnar, P. & Chen, W.-P., 1984. S-P wave travel time residuals and lateral inhomogeneity in the mantle beneath Tibet and the Himalaya. *J. Geophys. Res.*, 89: 6911-6917.
- Molnar, P., England, P. & Martinod, J., 1993. Mantle dynamics, uplift of the Tibetan Plateau and the Indian monsoon. *Reviews Geophys.*, 31: 357-396.
- Ni, J. & Barazangi, M., 1983. High-frequency seismic wave propagation beneath the Indian Shield, Himalaya Arc, Tibetan Plateau and surrounding regions: high uppermost mantle velocities and efficient Sn propagation beneath Tibet. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 72: 665-689.
- Silver, P. & Chan, W., 1991. Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation. *J. geophys. Res.*, 96(B10): 16,429-16,454.
- Tapponnier, P., Peltzer, G. & Armijo, R., 1986. On the mechanics of the collision between India and Asia. In: M. P. Cowards & A. C. Ries (eds.), *Collision Tectonics*, The Geological Society, pp. 115-157.
- Wittlinger, G., Poupinet, G., Mei, J., Masson, F., Herquel, G., Guilbert, J., Gongqi, X. & Ping, S., 1995. Seismic tomography of northern-Tibet and Kunlun: Evidence for lithospheric terranes and a mantle plume. *Earth Planet. Sci. Let.* (submitted).
- Wu, G., Xiao, X. & Li, T., 1991. Yadong to Golmud transect Qinghai-Tibet Plateau, China No. Global Geoscience Transect 3. Inter-Union Commission on the Lithosphere and American Geophysical Union, Washington D.C. .
- Wu, G., Xiao, X., Li, T., Cheng, Q., Cui, J., Cui, Z., Dong, X., Gao, R., Huang, H., Liu, X., Meng, L. S., Sheng, X. & Yu, Q., 1993. Lithospheric structure and evolution of the Tibetan Plateau: the Yadong-Golmud geoscience transect. *Tectonophysics*, 219: 213-221.

TABLE 1

Event n°	Date	Origin Time, UT	Latitude, °N	Longitude, °E	Depth, km	Mb
1	06/21/93	1654:48.6	49.172	150.431	349	5.2
2	06/22/93	1501:43.9	-6.447	130.127	152	5.4
3	07/05/93	1520:57.6	30.227	138.797	419	5.3
4	07/20/93	1326:04.3	27.342	139.960	464	5.4
5	07/22/93	1215:36.1	21.769	144.208	127	5.6
6	07/24/93	0201:56.7	5.075	127.714	116	5.7
7	08/07/93	1753:27.0	-23.872	179.817	555	6.0
8	08/20/93	1152:03.9	21.602	143.048	285	5.3
9	08/28/93	2014:45.8	6.571	94.668	133	5.8
10	08/29/93	0957:54.9	-7.005	129.560	147	5.8
11	09/06/93	0356:00.1	-4.641	153.231	49	6.2
12	09/13/93	1844:37.1	-5.575	154.163	55	5.3
13	09/22/93	1237:06.5	-6.470	154.901	28	6.1
14	10/04/93	0639:15.8	30.572	137.680	478	5.3
15	10/11/93	1554:22.4	32.003	137.852	365	6.4
16	10/13/93	0307:30.9	-5.932	146.153	33	6.1

TABLE 1

Events used in the shear-wave splitting measurements. These events show well recorded SKS, S or ScS phases.

TABLE 2

Station	Fast Azimuth (°)	Delay Time (s)	Phase	Event n°
KA10	-75 ± 15	0.92 ± 0.12	S	1
KA11	+75 ± 35	0.40 ± 0.25	S	3
	-80 ± 25	1.12 ± 0.28	SKS	11
	+75 ± 25	0.88 ± 0.30	SKS	11
KA13	-55 ± 25	0.72 ± 0.30	SKS	16
	+70 ± 25	0.52 ± 0.20	S	8
	+85 ± 15	1.48 ± 0.20	S	15
	+45 ± 20	1.24 ± 0.28	SKS	16
KA15	+60 ± 20	0.92 ± 0.24	SKS	16
	+60 ± 25	0.60 ± 0.20	S	7
	-65 ± 30	0.56 ± 0.28	S	7
	-80 ± 25	1.68 ± 0.20	S	8
	+70 ± 30	1.28 ± 0.24	S	10
KA17	+75 ± 20	0.64 ± 0.32	S	14
	-70 ± 25	0.44 ± 0.24	S	14
	-40 ± 15	1.04 ± 0.24	S	8
	+70 ± 20	1.36 ± 0.32	S	16
	+85 ± 25	1.32 ± 0.20	SKS	16
KA22	-55 ± 25	1.68 ± 0.20	SKS	11
	+65 ± 20	1.24 ± 0.24	S	10
	-55 ± 20	0.84 ± 0.20	S	15
	-55 ± 20	1.36 ± 0.20	S	15
KA24	-85 ± 20	1.08 ± 0.16	SKS	12
	-75 ± 15	1.08 ± 0.20	S	9
	90 ± 30	0.96 ± 0.24	S	10
	+75 ± 10	1.68 ± 0.20	SKS	11
KA25	+70 ± 20	0.64 ± 0.36	SKS	13
	+85 ± 15	2.28 ± 0.20	S	6
	+35 ± 20	2.16 ± 0.24	S	5
	+85 ± 15	1.64 ± 0.16	S	10
KA31	90 ± 20	0.96 ± 0.20	S	15
	+50 ± 20	1.16 ± 0.24	SKS	11
	90 ± 20	1.44 ± 0.32	S	2
	+60 ± 20	2.52 ± 0.36	S	15
KA33	+70 ± 15	1.84 ± 0.20	S	15
	+80 ± 15	1.16 ± 0.12	S	1
KA42	+45 ± 30	0.80 ± 0.30	S	7
	-75 ± 25	1.40 ± 0.24	S	10
	-75 ± 25	0.92 ± 0.12	S	1
KA48	+55 ± 30	0.96 ± 0.16	S	4

TABLE 2

Shear-wave parameters at each station for different S-phases. The error bars are obtained with the 90% confidence region. The angles of the fast axis are given with respect to the north (clockwise). S = (S or ScS waves); SKS = (SKS waves)

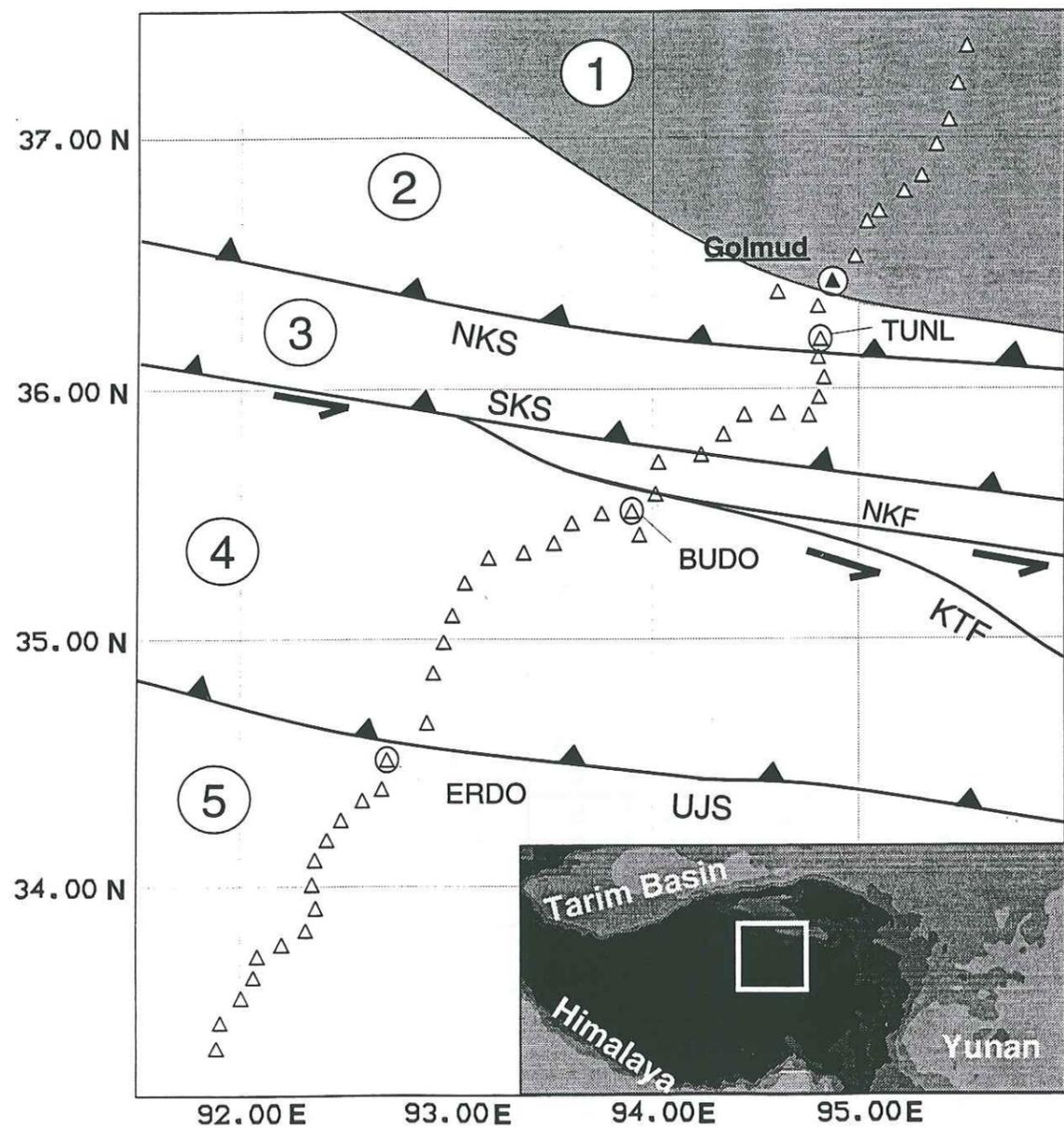


Fig. 1. Seismic profile along the transtibetan highway. The inset (bottom) shows the localization of the profile in the Tibetan plateau. The map shows the localization of the stations (triangle). The thick lines are the two strike-slip faults: the North Kunlun Fault (NKF) and the Kang Ting Fault (KTF). The thick lines with black triangles are the three major triassic sutures: the North Kunlun Suture (NKS), the South Kunlun Suture (SKS) and the Ulan Ul-Jinsha-Suture (UJS). The five units are: ① the Qaidam Basin ② the North Kunlun Terrane ③ the South Kunlun Terrane ④ the Bayan Har Terrane ⑤ the Qiangtang Terrane.

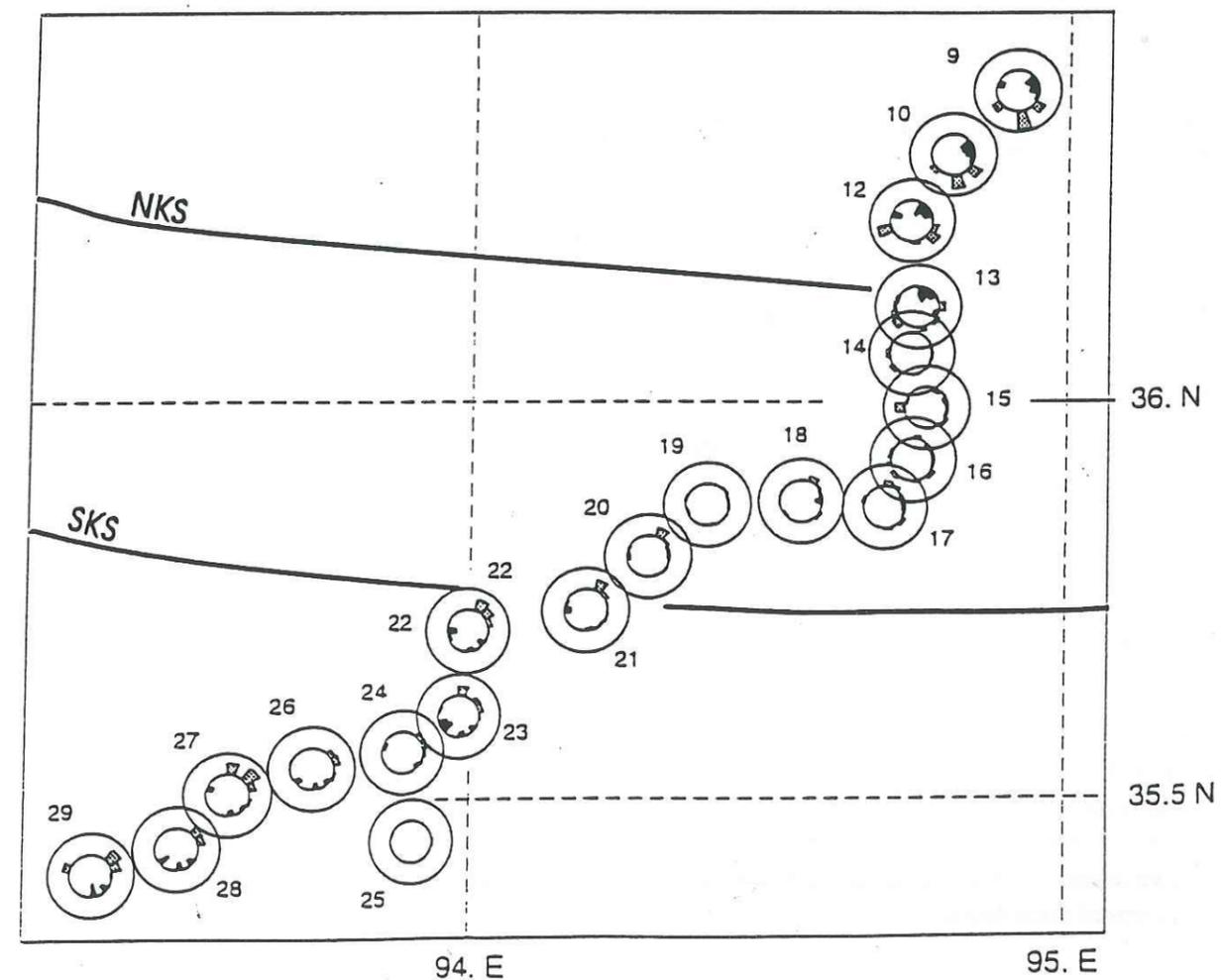


Fig. 2. Azimuthal variations of P-wave residuals along the profile. The inner circle represents a null residual and the negative residuals are located in the center (in black). The center is equivalent to -1 s and the outer circle to $+1$ s.

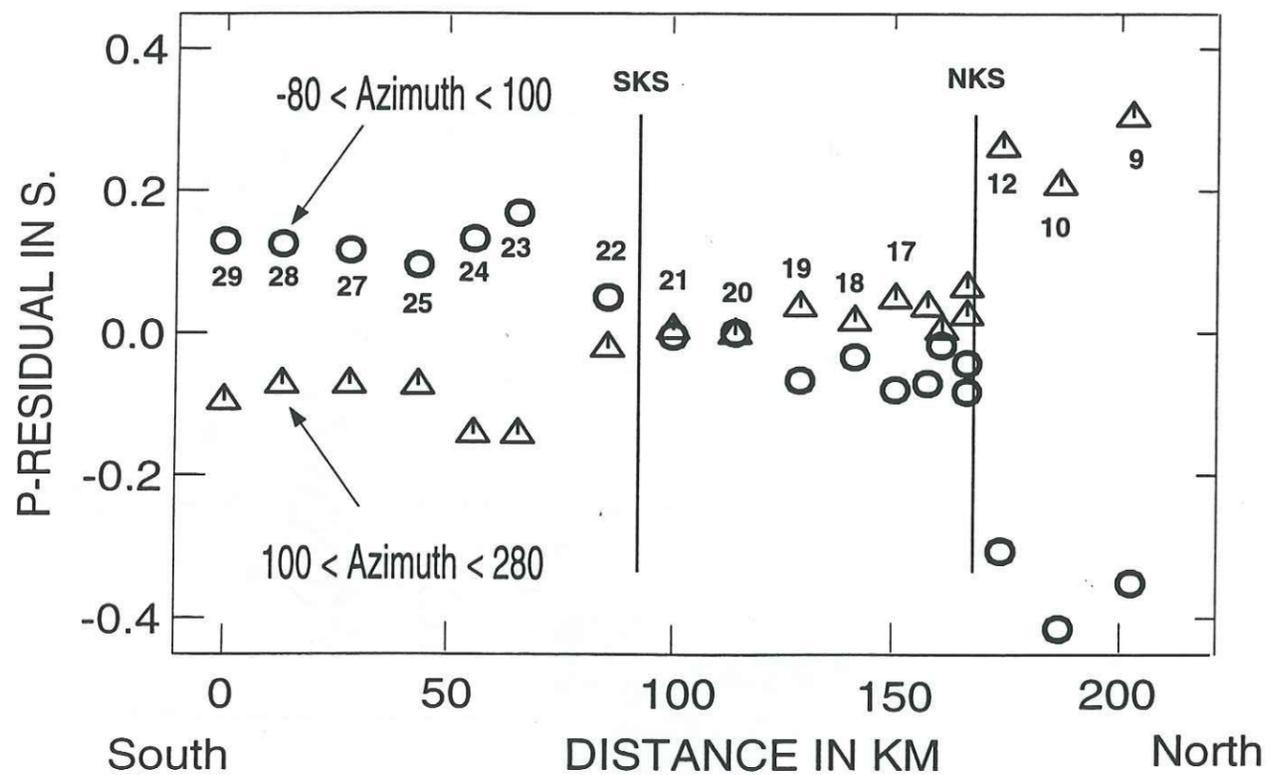


Fig. 3. Measurements of P-wave residuals (a) for each station in two azimuthal ranges: circles correspond to azimuth between -80 and 100 degrees and triangles to azimuth between 100 and 280 degrees. Distances with respect to KA29 are computed along the line KA09-KA29. The two steps in the curves are correlated with the two major tectonic sutures SKS and NKS (vertical thick lines).

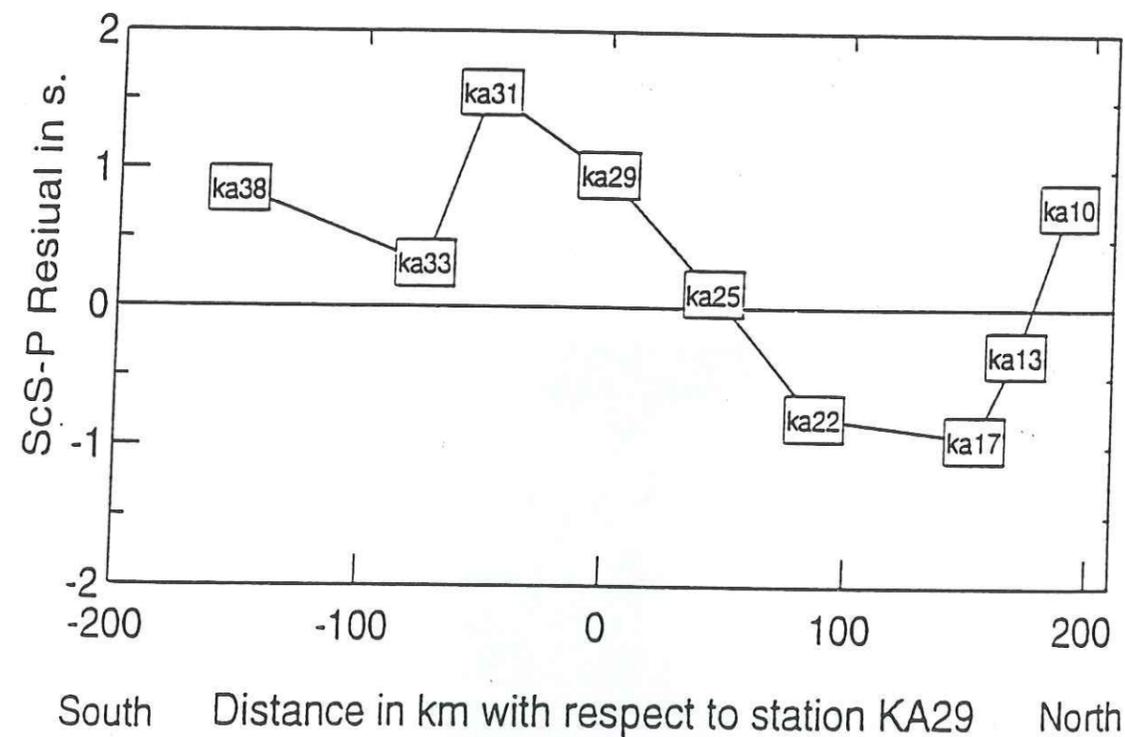


Fig. 4. Measurements of ScS-P residuals along a line KA09-KA29 as a function of distance to KA29. Positive residuals (slow shear-wave velocity) are observed on the Tibetan plateau.

Fig. 5. Shear-wave splitting measurement at station KA22 for an event on 09/13/93. (bottom) the panel represents the positive part of the cross-correlation between the two horizontal components (in gray scale). The white pixel indicates the maximum of the cross-correlation and the gray contour represents the 90% confidence area. After correction of the delay time, the particle motion in the slow-fast axis shows a good agreement with the direction of the back-azimuth (double arrow).

STATION KA22 - EVENT 12 - ($\phi = -85, \delta t = 1.08$)

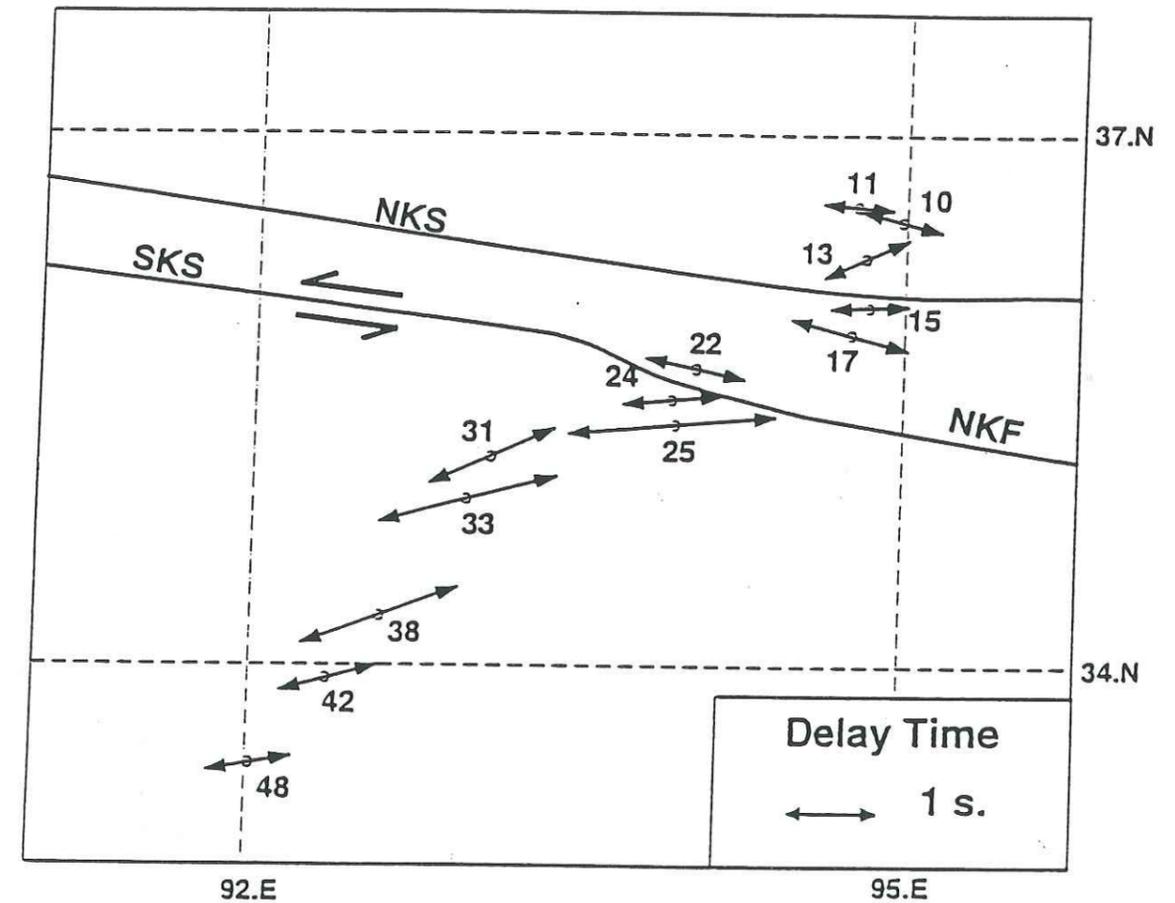
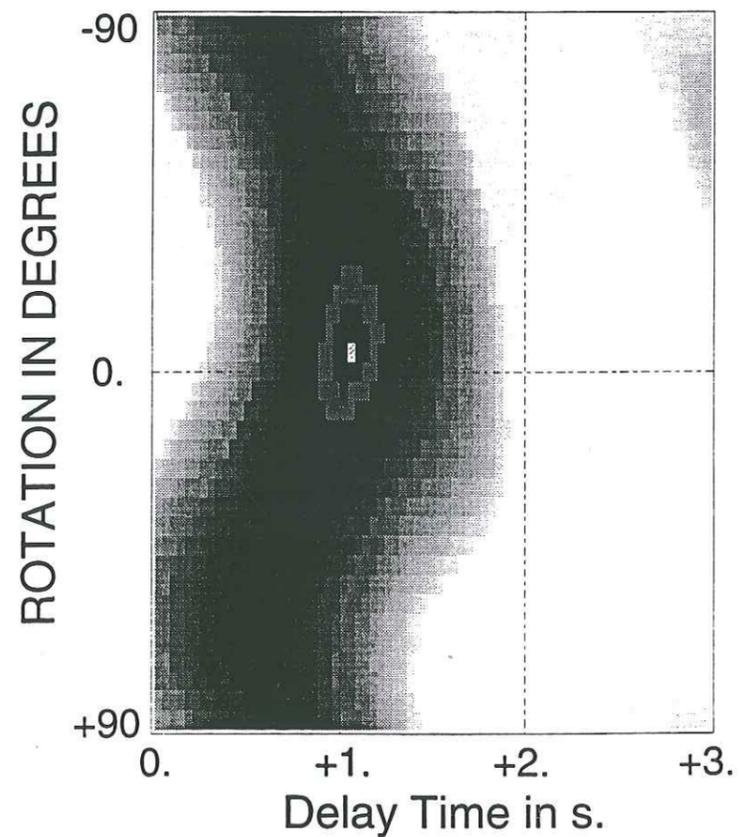
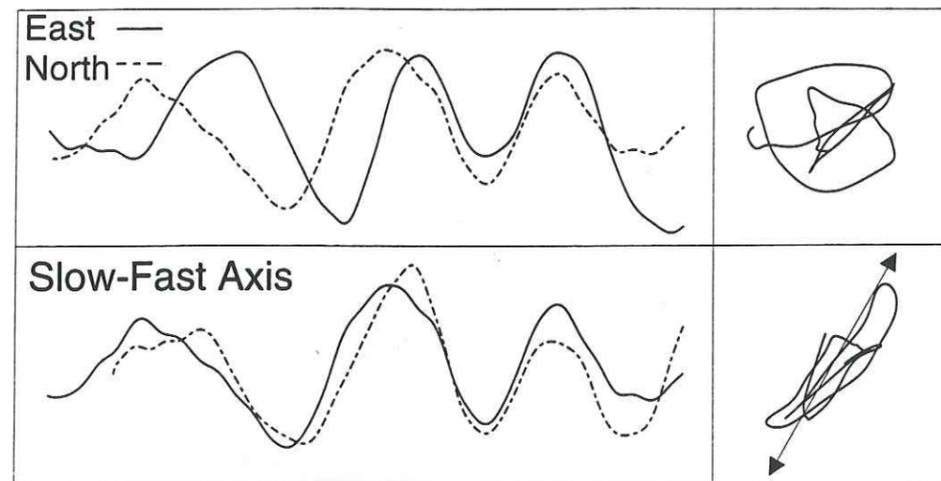


Fig. 6. Average shear-wave splitting in the North Tibetan plateau. Arrows give the fast direction and their size is function of the delay time. The directions of the fast axes near the Kunlun fault show a good correlation with the transcurrent movement.

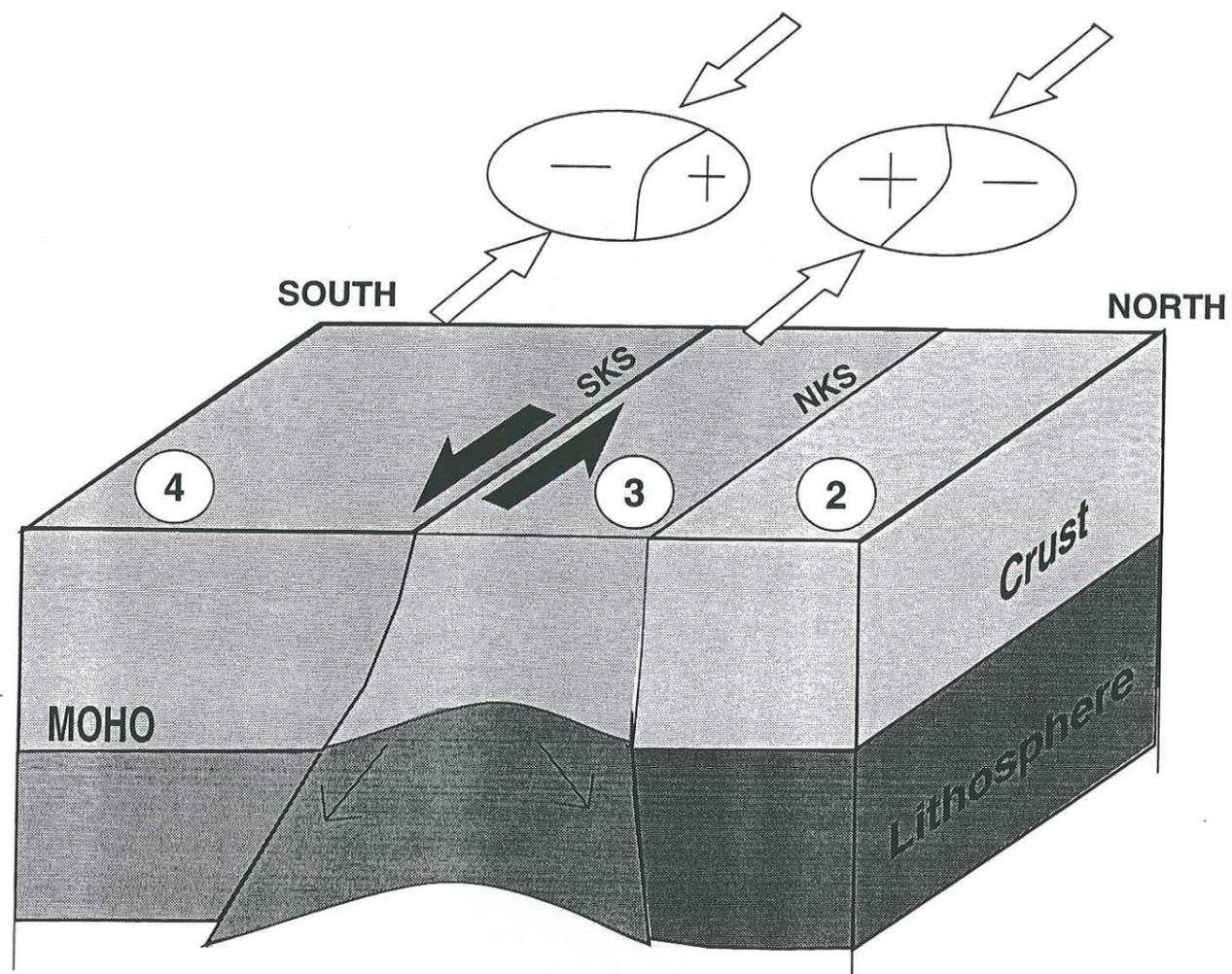


Fig. 7. A scheme of P-wave propagation in tilted anisotropic lithospheres (in the hexagonal case). The two structures dip outwards from the South Kunlun terrane (③). P-wave residuals show an anti-symmetric pattern (in the ellipses). Big arrows indicate the fast shear-wave splitting directions which are parallel to the suture (Babuska et al., 1993). The numerotation of units is the same as in fig. 1.

Chapitre 3

Détermination du facteur de qualité des ondes P

Chapitre 3

Détermination du facteur de qualité des ondes P

Les études sur les ondes P téléseismiques montrent qu'il existe, pour un même événement, des variations importantes de forme d'onde pour des stations distantes d'une vingtaine de kilomètres. Le facteur de qualité est un paramètre physique qui caractérise le degré de perfection élastique du milieu. En effet, les milieux ne sont jamais parfaitement élastiques et dissipent de l'énergie mécanique (comme le déplacement au passage d'une onde) en énergie thermique. Les métaux 'mous' comme le plomb transmettent difficilement les ondes acoustiques. Celles-ci sont fortement atténuées et ont une sonorité grave contrairement aux aciers, qui, pour une même impulsion, fournissent un son aigu. Un phénomène identique existe pour les ondes P. La comparaison des formes d'onde entre différentes stations permettra donc une caractérisation mécanique comparée des milieux sous chaque station. Cette information peut donc venir en complément d'une étude sur les vitesses de propagation des ondes de volume.

Pour débiter cette partie, nous décrirons les bases physiques de l'atténuation des ondes de volumes. Celles-ci permettront dans une seconde partie, de mettre en oeuvre deux méthodes d'estimation du facteur de qualité.

III-1. Anélasticité et propagation des ondes

III-1.1. Définition de Q

Lorsqu'une onde se propage dans un milieu dont le comportement mécanique n'est pas parfaitement élastique, celle-ci subit des variations temporelles et spatiales. Ces variations peuvent avoir différentes origines qui, à l'heure actuelle, ne sont pas encore parfaitement connues. On pense que l'essentiel de l'absorption de l'énergie provient de déformations irréversibles au niveau des grains élémentaires qui composent la roche et de fluages dus à la

présence de fluides. Dans le premier cas, les déformations de structures cristallines des minéraux ainsi que les mouvements aux joints de grain doivent entraîner une perte d'énergie qui atténue l'amplitude des ondes sismiques. Pour le second, Kenneth *et al.* (1979) ont montré que pour la croûte, l'atténuation causée par les fluages fluides devait composer l'essentiel des pertes énergétiques (figure 3.1). En base de croûte et dans le manteau, les fractures sont totalement obturées et de ce fait, les mouvements de fluides sont pratiquement inexistantes. La pression hydrostatique limite donc le fluage fluide à la croûte supérieure.

Pour les régions volcaniques, le facteur de qualité sera un bon indicateur pour localiser la présence de chambres magmatiques ou de fluides géothermiques (Ho-Liu *et al.*, 1988). La faible cohérence entre les zones atténuantes et les zones à faible vitesse (Zucca et Evans, 1992) montre qu'une étude de l'atténuation peut être complémentaire d'une étude sur les vitesses sismiques.

Cette perte d'énergie due à une propagation non adiabatique peut se mettre sous la forme d'un nombre sans dimension Q . Ce dernier représente l'atténuation intrinsèque (Q_i) des matériaux et n'inclue pas les pertes d'énergie par diffraction (Q_s). La distinction entre ces deux facteurs de qualité n'est a priori pas évidente et nous verrons plus loin dans ce chapitre, comment il est possible de ne mesurer que l'atténuation intrinsèque (figure 3.2).

La définition théorique du facteur de qualité pour un matériau est similaire à la définition du rendement en thermodynamique. Ainsi, le coefficient Q représente la perte d'énergie par friction interne d'un milieu soumis à des contraintes oscillantes de pulsation ω , soit:

$$\frac{1}{Q(\omega)} = -\frac{\Delta E}{2\pi E} \quad (3.1)$$

où E représente l'énergie 'entrant' dans le volume sur une durée d'une période et ΔE l'énergie absorbée par le milieu par friction interne. Si l'on suppose que pour le milieu étudié, les relations entre contraintes et déformations sont linéaires, l'amplitude du signal A est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie. La relation (3.1) devient:

$$\frac{1}{Q(\omega)} = -\frac{\Delta A}{\pi A} \quad (3.2)$$

Cette définition du facteur de qualité peut soit être temporelle (ondes stationnaires), soit spatiale (ondes de volumes). Le but de notre étude étant la détermination du facteur de qualité

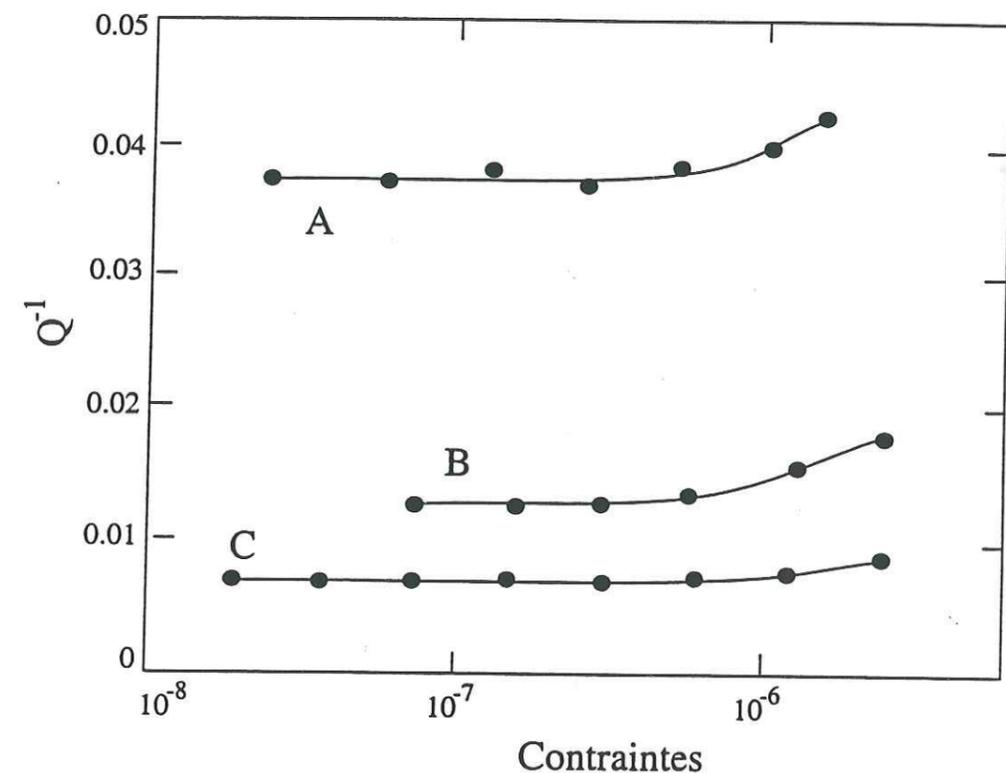


figure 3.1: Effet des fluides sur l'atténuation des ondes sismiques. La courbe A est représentative d'un échantillon saturé. B montre l'évolution du facteur Q pour un échantillon partiellement saturé. La courbe C donne l'atténuation pour un milieu sec. La présence de fluides influe donc fortement sur le comportement anélastique des roches (Kenneth *et al.*, 1979).

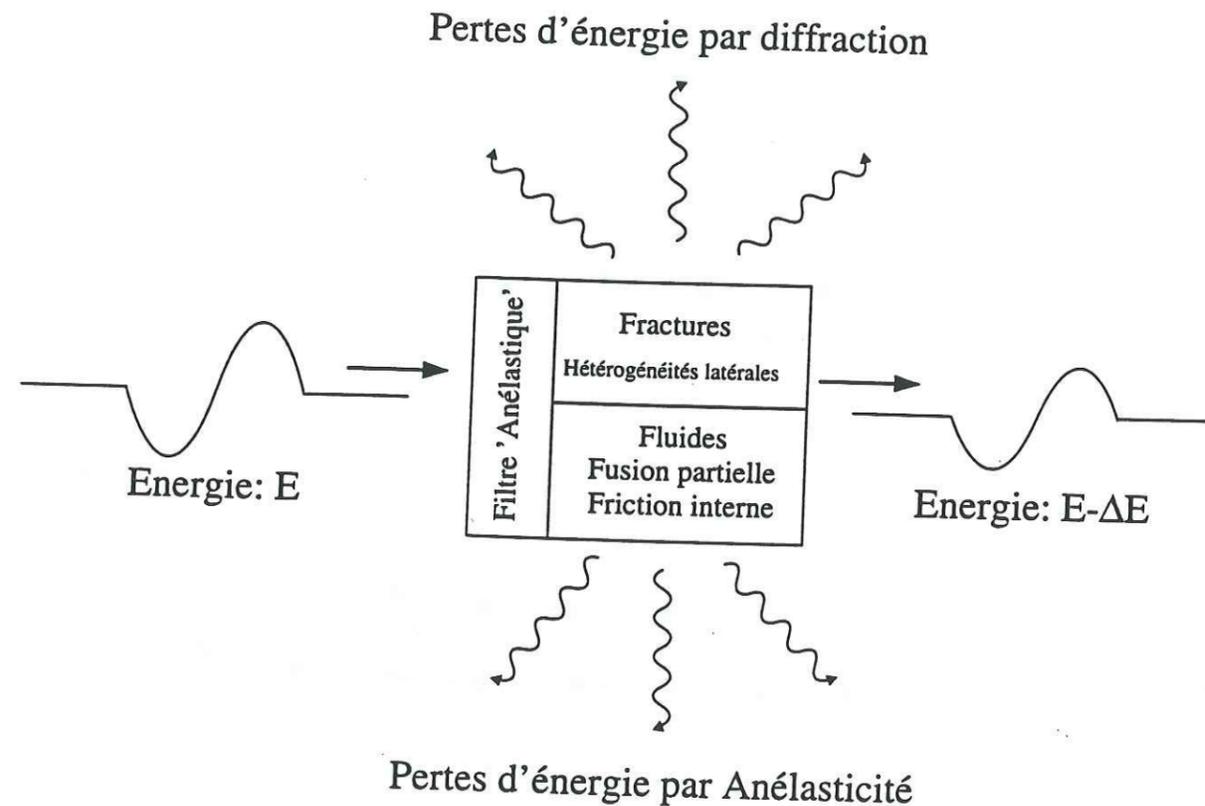


figure 3.2: Représentation schématique de l'anélasticité d'un milieu. Les pertes énergétiques peuvent être engendrées soit par diffraction (principalement causée par les fractures) soit par un comportement mécanique non adiabatique.

des ondes P, la seconde définition sera la plus appropriée. Si l'onde étudiée se propage selon un axe X le long duquel le facteur de qualité est minimum, on obtient:

$$\begin{aligned} \Delta A &= \lambda \cdot (dA/dx) \\ \text{avec} \\ \lambda &= 2\pi c / \omega \end{aligned} \quad (3.3)$$

λ étant la longueur d'onde et c la vitesse de phase. La résolution de l'équation différentielle 3.2 donne dans ce cas (figure 3.3):

$$A(x) = A_0 \exp\left(-\frac{\omega x}{2cQ}\right) \quad (3.4)$$

L'équation d'une onde en milieu atténuant devient donc:

$$A(x, t) = A_0 \exp\left[i\left(k - \frac{i\omega}{2cQ}\right)x - \omega t\right] \quad (3.5)$$

Ce qui revient à remplacer le nombre d'onde par un coefficient complexe \bar{k} . De ce fait, la vitesse de phase ainsi que les coefficients élastiques μ et k (rigidité et incompressibilité) prennent des formes complexes:

$$\bar{\mu} = \mu - i\mu^* \quad \text{et} \quad \bar{k} = k - ik^* \quad (3.6)$$

μ^* et k^* représentent respectivement les pertes d'énergie par cisaillement (ondes S) et par compression (ondes P). Pour ces deux coefficients, les parties imaginaires sont très faibles vis à vis des parties réelles.

Cette mise en équation du facteur de qualité ne tient compte que des pertes d'énergie pour une fréquence de pulsation donnée. Si l'on se place dans le cas d'une superposition linéaire et continue de plusieurs pulsations se propageant selon un axe X, on obtient:

$$A(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(0, \omega) \exp[i(\bar{k}x - \omega t)] d\omega \quad (3.7)$$

Il s'agit d'une convolution entre l'équation du front d'onde en $x=0$ et la réponse impulsionnelle du milieu anélastique. Si l'on introduit une vitesse de phase constante avec la fréquence dans l'équation (3.7), on remarque (figure 3.3), que celle-ci n'est pas causale, c'est à dire que pour un point x à $t < (x/c)$, l'amplitude du signal n'est pas nulle. Il est donc nécessaire, pour que la condition de causalité du filtre atténuant soit respectée, d'introduire une atténuation $\alpha(\omega)$ dont la condition nécessaire et suffisante est la suivante (Aki et Richards, 1980):

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{2cQ}$$

et

$$\frac{\omega}{c_\infty} + \mathcal{H}[\alpha(\omega)] = 2Q\alpha(\omega) \quad (3.8)$$

\mathcal{H} représente l'opérateur de la transformée de Hilbert et c_∞ la vitesse de phase pour $\omega \rightarrow \infty$. Les milieux atténuants sont donc dispersifs, c'est à dire que leur vitesse de phase est fonction de la fréquence. La résolution de l'équation (3.8) nécessite un facteur de qualité Q variant lui aussi avec la fréquence. Azimi *et al.* (1968) ont résolu ce problème en introduisant un facteur $Q(\omega)$ constant sur la bande de fréquence sismique. La résolution est donnée par les équations suivantes:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0 \omega}{1 + \alpha_1 \omega}$$

ce qui donne pour la vitesse de phase: (3.9)

$$\frac{1}{c(\omega)} = \frac{1}{c_\infty} + \frac{2\alpha_0}{\pi} \ln\left(\frac{1}{\alpha_1 \omega}\right)$$

En prenant $\alpha_1 \omega \ll 1$ sur la bande de fréquence de nos signaux, $Q(\omega)$ reste constant égal à $1/(2c_\infty \alpha_0)$. La variation fréquentielle de la vitesse de phase suit alors la relation suivante (figure 3.4a):

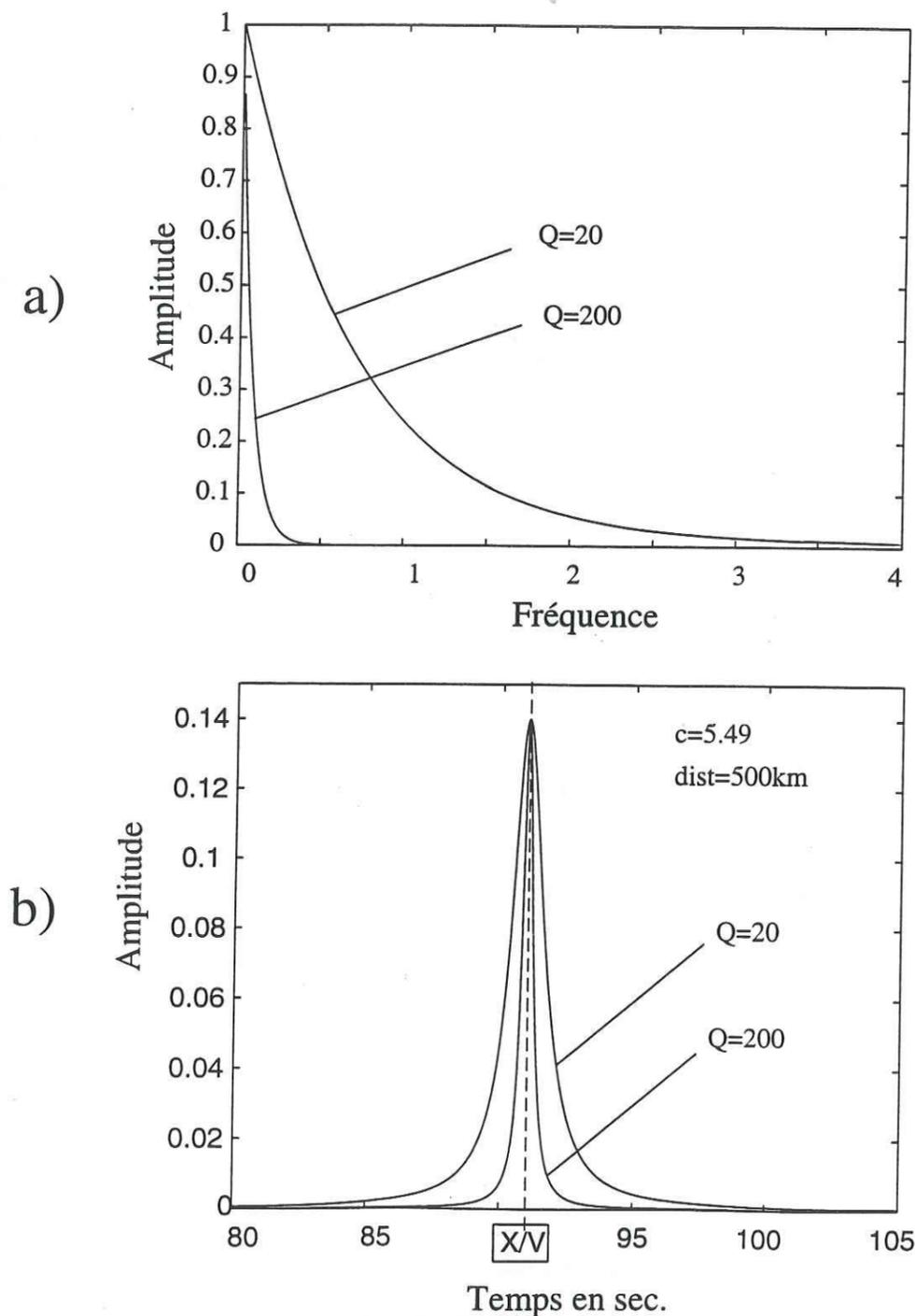


figure 3.3: Réponses impulsionnelles dues à l'atténuation intrinsèque. a) Représentation dans le domaine des fréquences. Les courbes d'amplitude sont des exponentielles de module 1 en zéro. b) Mêmes atténuations que dans le cas (a) mais dans le domaine des temps. Les courbes sont symétriques par rapport au repère X/V . Les filtres atténuants représentés par ces courbes ne respectent donc pas le principe de causalité.

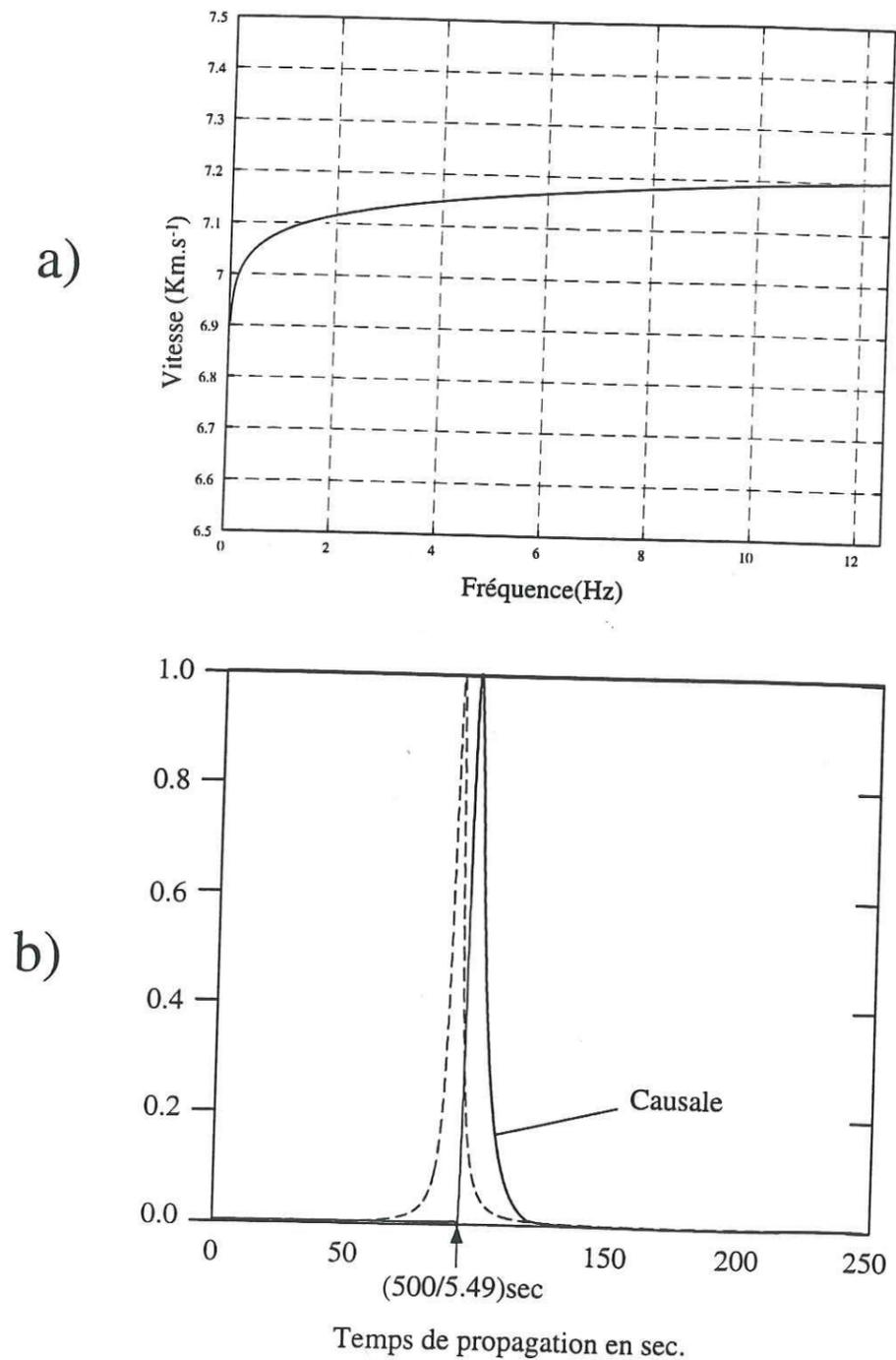


figure 3.4: Représentation causale de l'atténuation. La causalité du filtre 'atténuant' implique une dispersion de la vitesse de phase des ondes. La courbe (a) montre l'évolution de cette vitesse avec la fréquence pour le modèle décrit par Azimi *et al.* (1968). La courbe (b) montre l'amélioration de la réponse impulsionnelle pour une description parfaitement causale.

$$\frac{c(\omega_1)}{c(\omega_2)} = 1 + \frac{1}{\pi Q} \ln \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} \right) \quad (3.10)$$

Le calcul de sismogrammes synthétiques ne peut se faire directement en 'filtrant' notre signal avec les équations (3.7) et (3.10). Le choix de la fréquence de référence supérieure ω_2 doit se faire en fonction de la bande de fréquence de notre signal afin de respecter la causalité. La forme de notre signal change de façon importante pour de faibles valeurs de Q . Il faut donc calculer la propagation de manière itérative en recalculant la fréquence supérieure à chaque pas en distance (Campillo, 1986). La figure 3.4b permet de comparer les réponses impulsionnelles pour un milieu dispersif et un milieu non dispersif. Les variations obtenues pour des sismogrammes synthétiques (O'Neil et Hill, 1979) montrent que les formes du premier pic de l'onde peuvent varier de façon importante selon le modèle choisi. La causalité du filtre atténuant est donc primordiale lorsque l'on souhaite inverser les formes d'ondes enregistrées (Figure 3.5).

Les équations précédentes ne sont basées que sur des considérations thermodynamiques et physiques (causalité). Il existe une autre approche beaucoup plus mécanique du phénomène. Il s'agit dans ce cas de décrire les relations liant contraintes et déformations.

III-1.2. Relations entre le comportement mécanique et Q

Plusieurs modèles ont été développés afin de décrire le comportement des milieux anélastiques. Deux grandes familles s'opposent quant à la dépendance ou non du facteur de qualité avec la fréquence. Kjartansson (1979) a développé un modèle appelé 'modèle à Q constant'. Ce modèle permet la résolution analytique exacte sur toutes les fréquences et ce, quelle que soit la valeur de l'atténuation. D'autres modèles, basés sur des considérations mécaniques, interprètent l'atténuation comme une superposition de différents phénomènes ayant chacun leurs propres constantes de temps (figure 3.7a). Développée par Liu *et al.* (1976), cette théorie appelée NCQ (Near-Constant Q) permet de garder un facteur de qualité constant sur une bande de fréquences correspondant aux différentes fréquences sismiques. Malgré la très bonne corrélation entre les données et les modèles à Q constant obtenue par Kjartansson (1979), certains auteurs ont montré que l'atténuation intrinsèque était fonction de la fréquence (Brennan, 1980; Lundquist et Cormier, 1980). Ces résultats sont cohérents avec

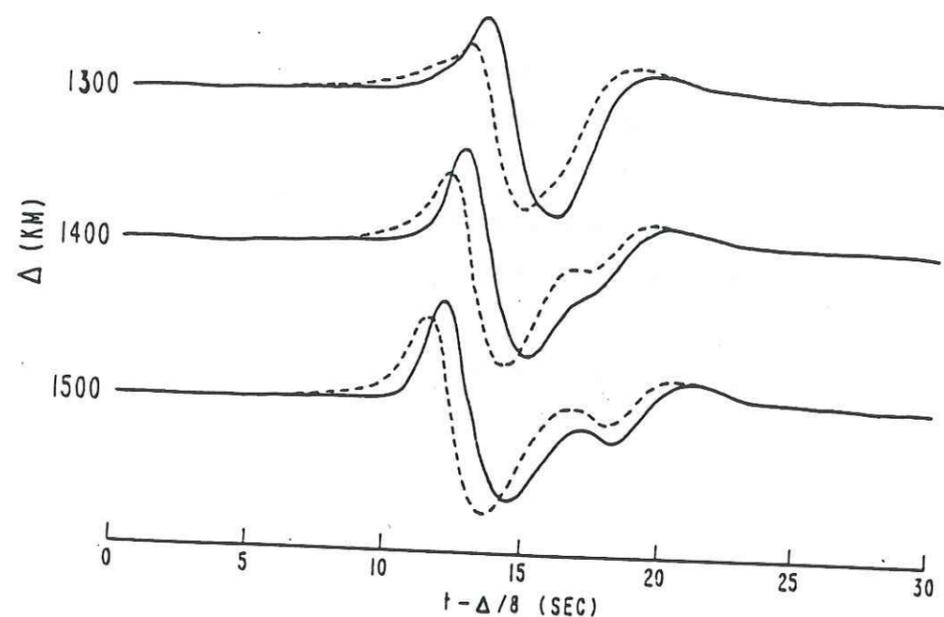


figure 3.5: Effets de la causalité sur les formes d'ondes. Lorsque l'on développe des sismogrammes synthétiques ou si l'on souhaite inverser les formes d'ondes téléseismiques en introduisant l'atténuation, il est nécessaire de tenir compte de la causalité des milieux physiques. La figure ci-dessus montre les variations des formes entre un filtrage causale (traits continus) et un filtrage non-causale (traits hachurées) pour une onde traversant une zone où $Q=35$ (O'Neill et Hill, 1979).

les modèles rhéologiques (corps linéaire standard, modèle de Maxwell ou de Kelvin-Voigt) qui fournissent, dans la majorité des cas, une dépendance fréquentielle du facteur de qualité.

Nous allons voir brièvement comment il est possible, à partir des équations liant contraintes et déformations, de retrouver l'expression du facteur de qualité et de la vitesse de phase.

III-1.2.1. Corps linéaire standard

Pour le corps linéaire standard, il n'existe plus de relations linéaires entre contraintes (σ) et déformation (ϵ). La loi de Hooke est alors remplacée par une équation différentielle reliant σ et $\partial\sigma/\partial t$ à ϵ et $\partial\epsilon/\partial t$. Cette équation appelée loi du corps standard linéaire est de la forme suivante:

$$\sigma + \tau_\sigma \dot{\sigma} = M_R (\epsilon + \tau_\epsilon \dot{\epsilon}) \quad (3.11)$$

De nombreux mécanismes physiques proposés pour expliquer l'atténuation sont satisfaits par cette relation. La constante τ_σ représente le temps de relaxation de σ sous ϵ constante et τ_ϵ le temps de relaxation de ϵ sous σ constant. M_R représente le module élastique du milieu. La résolution de cette équation pour une contrainte $\sigma(t)$ de la forme d'une distribution de Heaviside (figure 3.6a), permet d'obtenir la fonction de fluage $\phi(t)$ de l'équation de Boltzmann:

$$\epsilon(t) = \int_{-\infty}^t \dot{\sigma}(\tau) \phi(t-\tau) d\tau \quad (3.12)$$

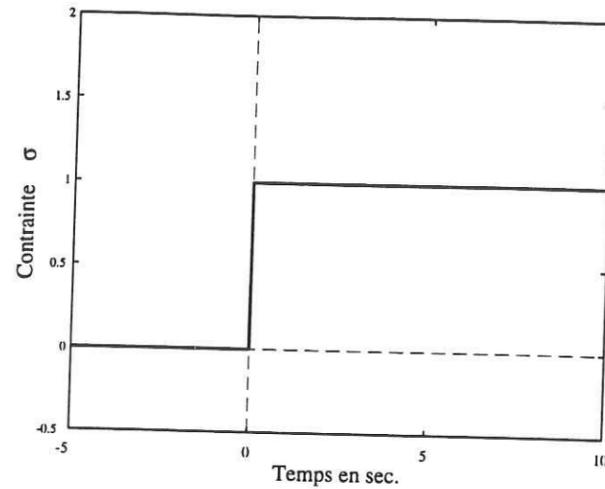
Lorsque le milieu est soumis à une contrainte de pulsation ω , $\sigma(t) = e^{i\omega t}$ (Aki et Richards, 1980), la relation entre contrainte et déformation devient linéaire et prend la forme suivante:

$$\epsilon(t) = \frac{\sigma(t)}{M(\omega)} \quad (3.13)$$

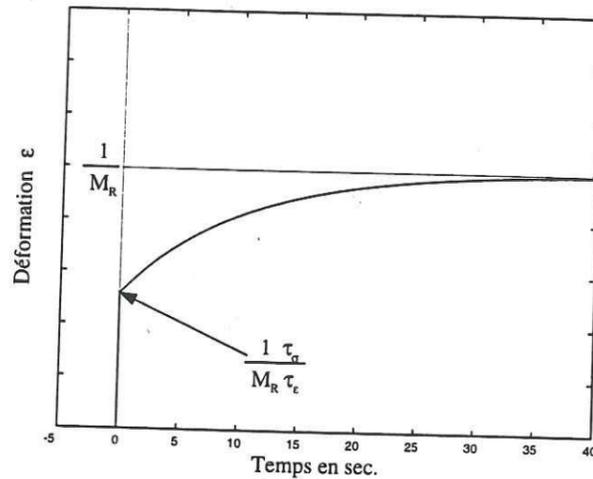
où $M(\omega)$ représente le module complexe d'élasticité.

Il est alors possible, de calculer la vitesse de phase et le facteur de qualité en fonction de la pulsation ω et des coefficients élastiques du milieu:

a)



b)



c)

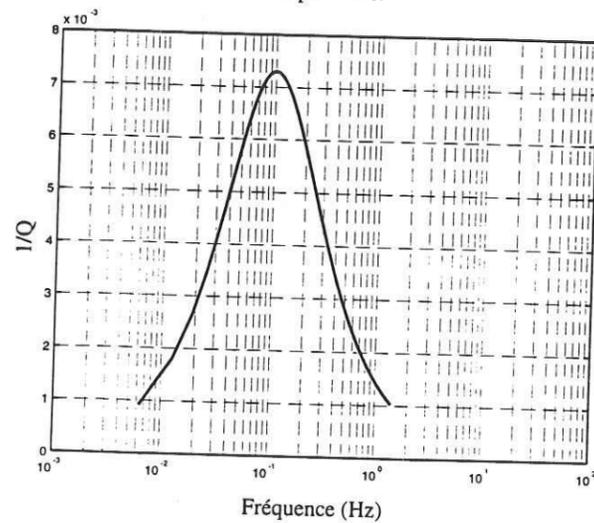


figure 3.6: Comportement mécanique du Corps Standard Linéaire. a) Exemple de contrainte permettant la résolution des équations différentielles (voir texte). La fonction représentée est une fonction de Heaviside dont la dérivée temporelle est un Dirac centré sur $t=0$. b) Déformation du milieu engendrée par la contrainte précédente. Le module M_R^{-1} représente la déformation pour un temps infini. c) Représentation du facteur de qualité du corps standard linéaire. Celui-ci varie donc de façon importante avec la fréquence.

$$c(\omega) = \sqrt{\frac{M(\omega)}{\rho}} \quad \text{et} \quad Q^{-1}(\omega) = \frac{2\omega(\tau_\epsilon - \tau_\sigma)}{1 + \omega^2\tau_\epsilon\tau_\sigma} \quad (3.14)$$

Le milieu est donc bien dispersif comme prédit dans le paragraphe précédent et le facteur de qualité est alors fonction de la fréquence (figure 3.6c). Si l'on considère des modèles rhéologiques différents, la dépendance fréquentielle du facteur de qualité peut être tout autre:

- Pour un modèle de Kelvin-Voigt ($\tau_\sigma=0$), le facteur $Q^{-1}=\omega\tau_\epsilon$ varie de façon linéaire avec la fréquence.
- Pour le modèle de Maxwell ($\sigma + \tau_\sigma\dot{\sigma} = M_R\tau_\epsilon\dot{\epsilon}$), l'atténuation $Q^{-1}=1/\omega\tau_\sigma$ est inversement proportionnelle à la fréquence.

Ces représentations de l'atténuation par un seul mécanisme ne semblent justifiées que si le comportement anélastique est dominé par un comportement mécanique. Le fait de superposer plusieurs bandes d'absorption pour un même matériau permet de tenir compte du fait qu'il existe différents phénomènes anélastiques possédant chacun leurs propres constantes élastiques. Cette description permet d'entrevoir la complexité des phénomènes régissant l'anélasticité de la Terre.

III-1.2.2. Distribution de mécanismes

Cette méthode décrite par Anderson *et al.* (1977) et Liu *et al.* (1976) reprend les équations du corps linéaire standard en distribuant les temps de relaxation sur une bande de fréquence allant de $\tau_1=2.10^4$ sec (transformation de phase) à $\tau_2=0.6$ sec (diffusion thermique aux joints de grains). Cette distribution de temps de relaxation permet d'obtenir un modèle d'atténuation constant pour $\tau_1^{-1} \ll \omega \ll \tau_2^{-1}$ (figure 3.7). Dans cette hypothèse nous retrouvons une dispersion de la vitesse de phase suivant la loi de causalité définie par Azimi *et al.* (1968):

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

19 AOÛT 2003

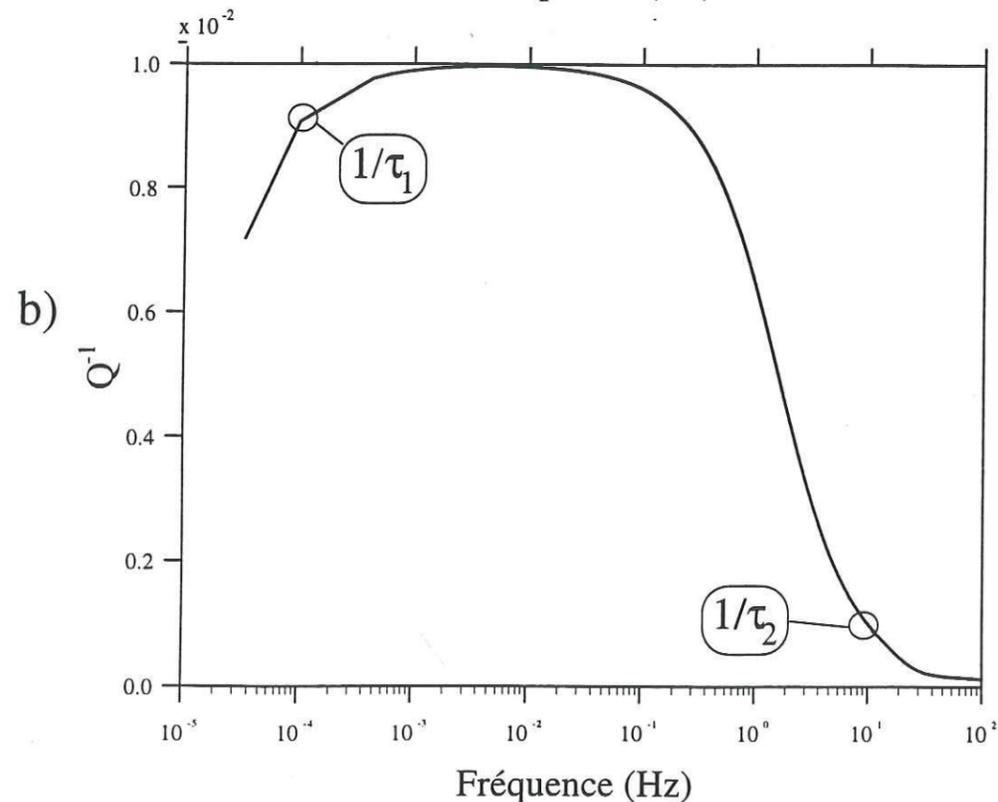
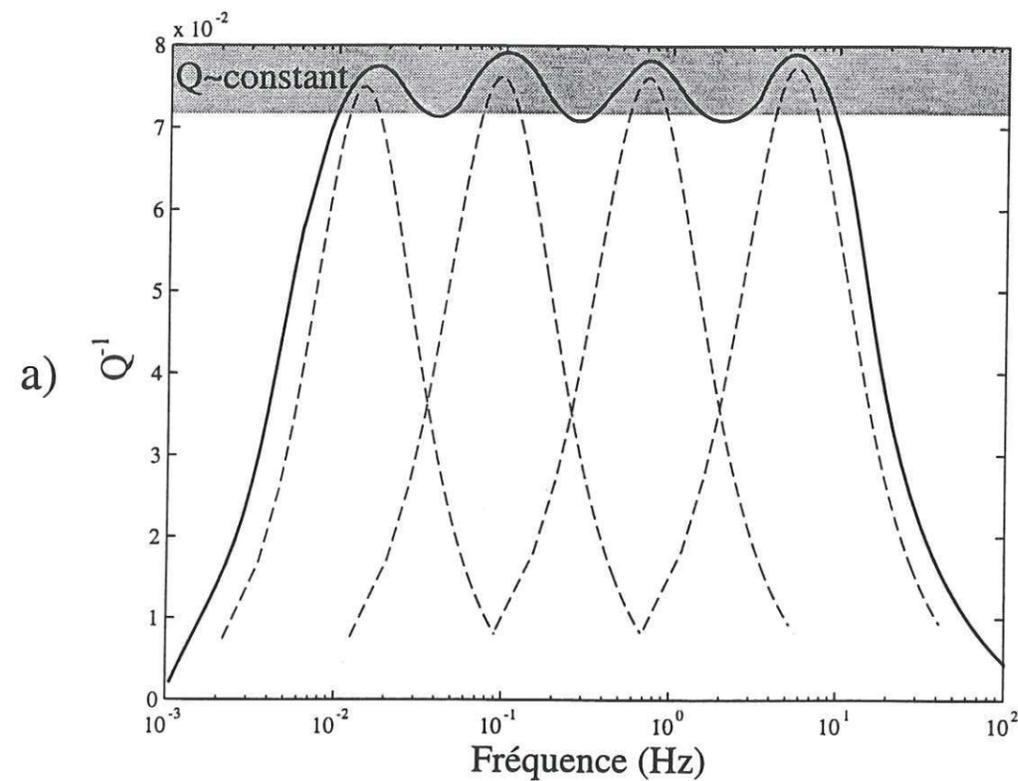


figure 3.7: Bande d'absorption de l'énergie pour différents modèles décrit par Liu *et al.* (1976). a) Une distribution discontinue de différents temps de relaxation permet d'obtenir un facteur de qualité quasi-constant sur une large bande de fréquences. Il s'agit d'une sommation de différents modèles de corps standard linéaire. b) Bande d'absorption pour une distribution continue de temps de relaxation. Pour $\tau_1^{-1} \ll \omega \ll \tau_2^{-1}$, le facteur de qualité peut être décrit par une constante.

$$Q_{\max}^{-1} = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon}\right)$$

$$Q^{-1} = \frac{2}{\pi} Q_{\max}^{-1} \arctan \left(\frac{\omega(\tau_1 - \tau_2)}{1 - \omega^2 \tau_1 \tau_2} \right) \quad (3.15)$$

et

$$\frac{c(\omega_2)}{c(\omega_1)} = 1 + \frac{1}{\pi Q_{\max}} \ln \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)$$

En introduisant différents mécanismes anélastiques, il est donc possible de modéliser le comportement mécanique des roches, soit de façon continue (distribution des temps de relaxation) soit de façon discontinue (en sommant N mécanismes).

Certains auteurs ont fourni une représentation entre dépendance fréquentielle de Q et la profondeur (Lundquist et Cormier, 1980). Cette approche suppose que la bande d'absorption varie avec la profondeur selon une loi d'activation thermodynamique $\exp[(E^* + PV)/RT]$. Les résultats essentiels de cette étude montrent que:

- Les modélisations sont beaucoup plus stables lorsque l'on introduit au moins deux bandes d'absorption. Il existe donc dans le manteau plusieurs mécanismes dissipant l'énergie élastique et possédant leur propre distribution de temps de relaxation.

- Seule la dépendance fréquentielle du facteur de qualité permet de corriger correctement les enregistrements télé-sismiques. Cette dépendance sera très importante pour notre détermination de Q . En effet, pour des fréquences supérieures à **0.1 Hz**, le facteur Q varie de façon importante avec la fréquence. Seule une étude en bande de fréquence étroite permettra d'estimer un facteur d'atténuation sans faire intervenir les variations fréquentielles.

Toutes ces études sur l'atténuation intrinsèque des roches révèlent la complexité des phénomènes mis en jeu. A cette complexité vient s'ajouter le fait que ces mécanismes sont activés par la pression et la température. Malgré ces difficultés d'interprétations mécaniques, il est toujours possible d'interpréter l'atténuation intrinsèque comme la partie imaginaire de la vitesse de phase (équation 3.5). Au premier ordre en Q^{-1} , on a en effet:

$$c_e(\omega) = c_1 \left[1 + \frac{1}{\pi Q} \ln \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) - \frac{i}{2Q} \right] \quad (3.16)$$

C'est à partir de ces équations de pertes énergétiques que nous calculerons dans le paragraphe suivant l'atténuation relative.

III-1.3. Origine de l'atténuation

Il semble donc possible, à partir des équations précédentes, d'observer et de mesurer l'atténuation, qu'elle soit absolue ou relative. Comme nous l'avons remarqué, il n'est pas possible, pour des questions de causalité, de séparer clairement vitesse de phase et atténuation. Si l'on prend un milieu dont la vitesse élastique est de 6.0 km s^{-1} , la vitesse de phase à 1 Hz des ondes P peut varier de 2% entre un milieu atténuant ($Q=50$) et un milieu faiblement atténuant ($Q=500$).

Il est aussi possible de remarquer que le facteur de qualité Q n'est pas directement relié à la densité contrairement à la vitesse de phase. Seuls les paramètres élastiques complexes influencent l'atténuation. Ainsi, si l'on reprend l'application numérique précédente, il est possible de calculer que dans le cas du milieu fortement anélastique, une diminution de la masse volumique de 2.5 g cm^{-3} à 2.4 g cm^{-3} permet de corriger les effets de l'atténuation sur la vitesse de phase (le module d'élasticité M_R étant dans ce cas supposé constant). Les variations simultanées de densité et d'atténuation semblent donc difficilement interprétables en terme de vitesse de phase.

Les études menées en laboratoire ont montré le rôle important des fluides sur l'atténuation. L'influence de la fusion partielle a été étudiée par Mavko (1980). De faibles pourcentages de fusion (1 à 5%) expliquent des variations de vitesse et d'atténuation importantes. Kenneth *et al.* (1979) ont mesuré l'influence des fluides sur l'atténuation. Les mesures sur des échantillons de sable montrent que le facteur de qualité Q peut varier de 150 pour un échantillon sec, à 75 pour un échantillon partiellement saturé. Ces mêmes auteurs montrent que les pertes par frictions ne doivent pas jouer un rôle très important. En effet, les pertes d'énergie par frictions internes ne s'observent en laboratoire que lorsque les déformations sont très importantes (conditions rencontrées près de la source). Ces expériences

étant faites à pression ambiante, il est raisonnable de penser que les pertes par frictions ne peuvent être très importantes dans l'étude de l'atténuation. De ce fait, les fluides et les fractures ont un rôle essentiel dans l'interprétation de l'atténuation.

La température est aussi un paramètre important pour la compréhension de l'atténuation. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, les temps de relaxation sont thermiquement activés. Cette activation est partiellement compensée par l'augmentation de pression avec la profondeur. Par contre, au niveau de zones volcaniques, ce facteur peut avoir un rôle important. Combiné avec des phénomènes de fusion partielle, l'étude de l'atténuation devrait permettre la localisation à l'échelle crustale et lithosphérique des remontées thermiques associées aux zones volcaniques. Slack *et al.* (1994) ont inversé simultanément la structure en onde P et l'atténuation des ondes compressives. La figure 3.8 montre les variations comparées entre les résidus et l'atténuation. Les inversions obtenues donnent pour la partie centrale du rift, une bonne corrélation entre zone à moindre vitesse et forte atténuation. Pour le reste de l'inversion, les relations sont beaucoup moins évidentes comme pouvait le laisser supposer la très faible corrélation de la figure 3.8. Pour les régions faiblement perturbées d'un point de vu thermique, il n'existe donc que très peu de corrélation entre atténuation et vitesse des ondes P. L'étude de l'atténuation apporte donc une information complémentaire à l'étude des variations de la vitesse des ondes P.

Nous allons voir maintenant comment mesurer l'atténuation relative des ondes compressives à partir des enregistrements téléseismiques.

III-2. Mesure de l'atténuation relative

Les premières mesures d'atténuation régionale à partir de données téléseismiques ont été faites par Teng (1968). Ces études reposent sur plusieurs hypothèses de base permettant de simplifier l'estimation de l'atténuation:

Hypothèse 1. L'atténuation varie peu avec la fréquence. Cette hypothèse n'est a priori pas vérifiée car comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, le facteur de qualité Q doit varier avec la fréquence. Cette supposition n'est valable que si l'on travaille sur des données possédant un spectre étroit. Les ondes téléseismiques P et

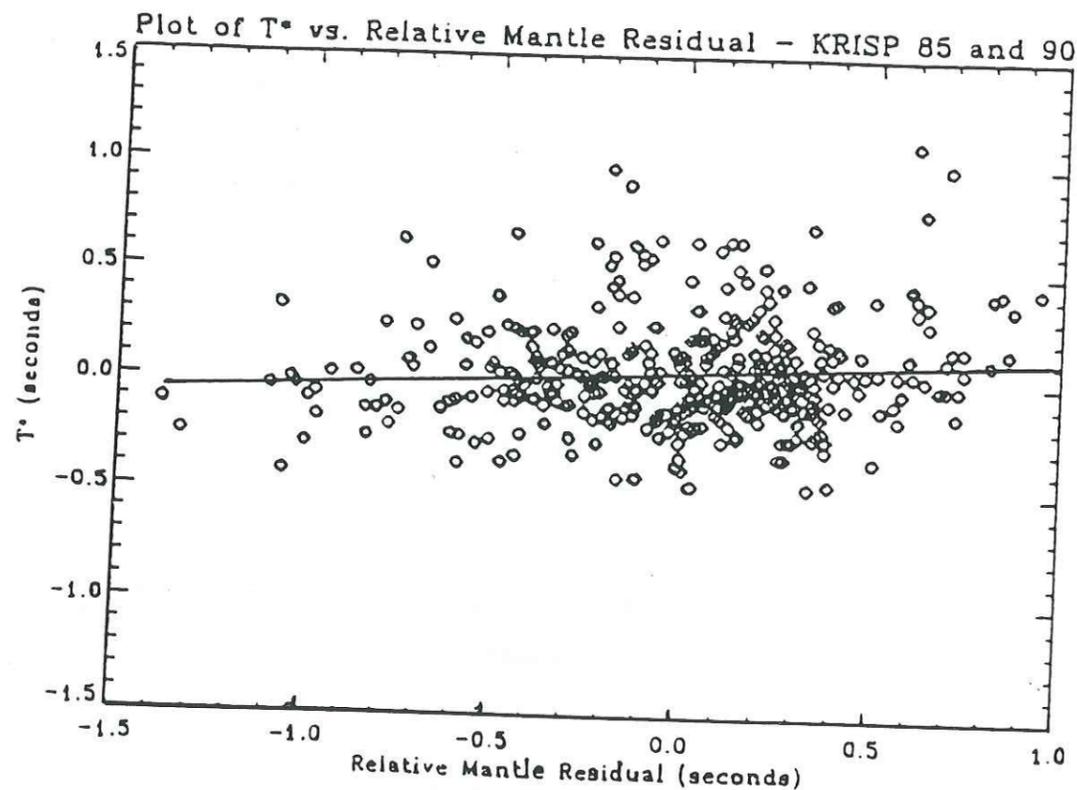


figure 3.8: Variation relative de l'atténuation (T^*) et des résidus des ondes P. La dispersion des données montre qu'il n'existe pas de relation claire entre atténuation et vitesse des ondes P (Slack *et al.*, 1994).

PKP ayant une bande de fréquence allant de 0.7Hz à 1.5Hz. Il est donc raisonnable de supposer Q constant sur cette bande de fréquence.

Hypothèse 2. Le fait de se situer 'loin' de la source permet de faire plusieurs hypothèses. **La première:** La fonction source sera la même pour toutes les stations. On ne tient donc pas compte des phénomènes de radiation à la source. **La seconde:** Pour un événement donné, les rais entre la source et les stations peuvent être supposés suffisamment proches pour que seuls les effets de la lithosphère sous le réseau puissent expliquer les variations observées.

Hypothèse 3. Les effets de site (quelques kilomètres sous la station) n'interviennent pas dans nos calculs. Nous avons différencié au début de ce chapitre, l'atténuation intrinsèque et l'atténuation due à la dispersion. Pour des milieux tectoniquement perturbés ou dans les bassins sédimentaires, l'onde P incidente subit des modifications importantes en amplitude et en fréquence. Cette dispersion du front d'onde est observable dans la coda suivant l'arrivée des ondes P. Le fait de travailler sur la première partie du train d'onde (une à deux périodes au maximum) permet de s'affranchir de cette dispersion proche de la station et de ne mesurer que l'atténuation intrinsèque.

Les méthodes que nous allons développer reposent sur une comparaison des ondes P télé-sismiques entre les différentes stations du réseau. Une station sera donc choisie comme référence pour estimer une atténuation relative. Lorsque l'on dispose de sources sismiques proches du réseau, il est possible d'obtenir l'atténuation absolue sous la station sans faire d'étude relative. En effet, en tenant compte du mécanisme au foyer, il est possible en calculant le rapport des spectres d'amplitude des ondes S et P, d'obtenir l'atténuation intrinsèque (Liu *et al.*, 1988). Cette méthode présente le désavantage de ne pas échantillonner en profondeur (12km dans le cas de cette étude).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'atténuation est directement liée à l'amplitude du signal. Les études faites sur des comparaisons entre amplitudes relatives en temps et résidus des ondes P montrent que pour une même station, l'étude de l'amplitude n'est pas un phénomène stable (Figure 3.9; Mori et Frankel, 1992). D'après Haddon et Husebye (1978), ces variations pourraient provenir de mécanismes de focalisation du front d'onde (figure 3.10) par des structures de grande dimension dans le manteau et dans la croûte.

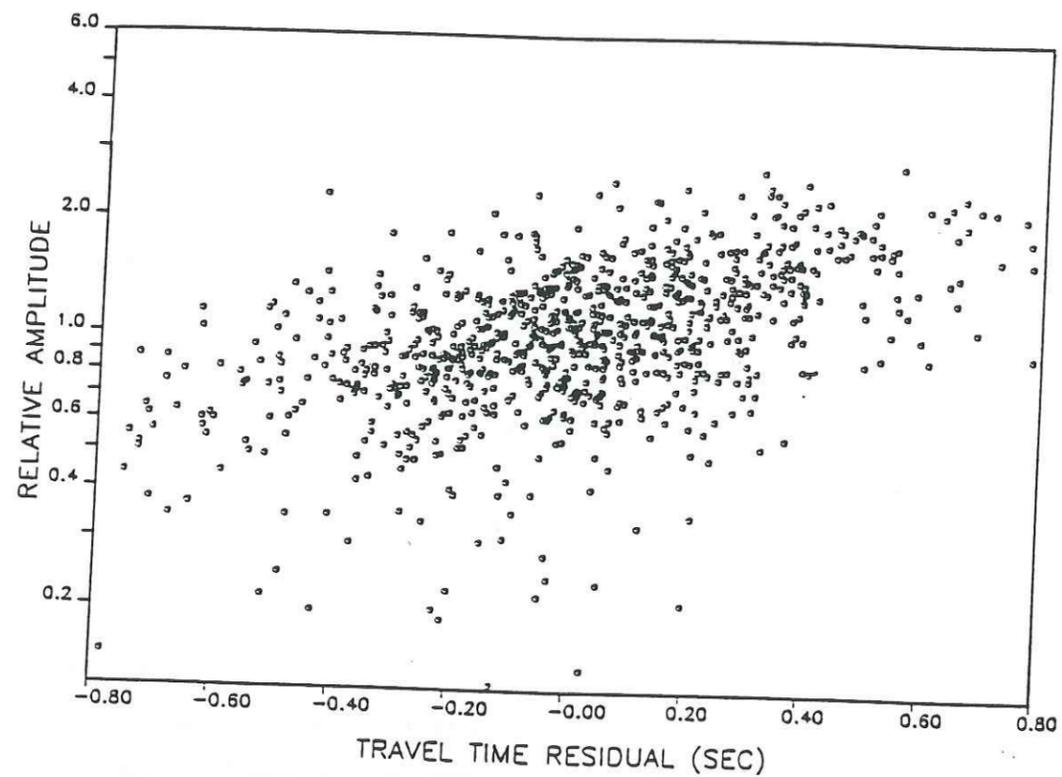


figure 3.9: Comparaison entre résidus et amplitudes des ondes P. L'amplitude relative décrite ici est de la forme $A_r/\log(A)$ avec A , l'amplitude moyenne sur toutes les stations. Comme pour l'atténuation (figure 3.8), la dispersion des données montre qu'il n'existe pas de relation claires entre résidus et amplitudes. La représentation semi-logarithmique permet tout de même de mettre en évidence une corrélation entre milieux lents et milieux atténuants. La barre d'erreur sur la régression reste malgré tout très importante (Mori et Frankel, 1992).

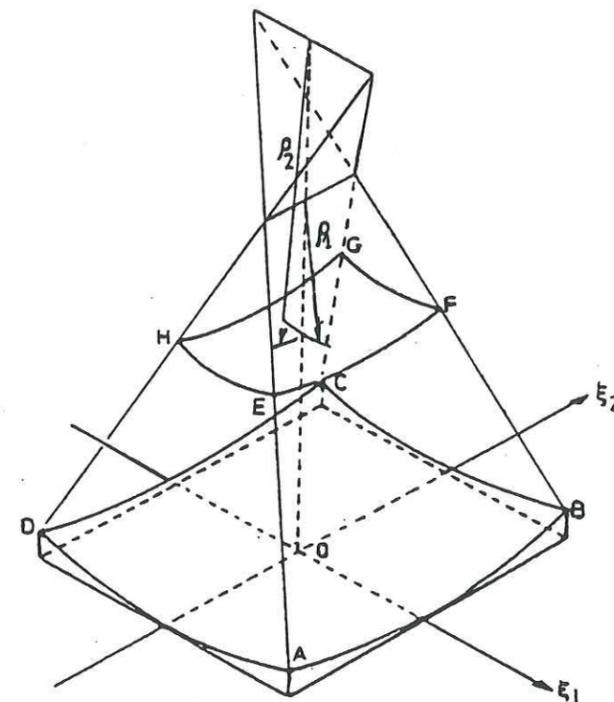


figure 3.10: Focalisation du front d'onde. Des structures à grande échelle dans la lithosphère permettent d'expliquer les variations d'amplitudes importantes observées pour les enregistrements d'ondes P téléseismiques. L'énergie traversant les surfaces (ABCD) et (EFGH) étant identique, des phénomènes de concentration d'énergies (et donc d'amplitudes très importantes) seront observés à proximité des lignes focales des structures (Haddon et Husebeye, 1978).

Pour notre étude de l'atténuation, nous utiliserons deux analyses différentes ne faisant pas intervenir directement l'amplitude absolue sur la bande de fréquence étudiée. La première, en domaine fréquentiel, permettra l'estimation des rapports spectraux. La seconde, en domaine temporel, permettra l'analyse des variations de la forme de la première période du signal.

III-2.1. Rapports spectraux

III-2.1.1. Méthodologie

La méthode des rapports spectraux repose sur les hypothèses décrites en introduction. En effet, l'équation de l'onde enregistrée à une station pour un télé-séisme sera égale à une fonction source convoluée par les filtrages de transfert des différents milieux traversés. On peut la simplifier de la façon suivante:

$$A(t) = S(t) * T(t) * A_{litho}(t) * I(t)$$

Soit en fréquence

$$A(f) = S(f) \cdot T(f) \cdot A_{litho}(f) \cdot I(f) \quad (3.17)$$

1. $S(t)$ représente la source qui sera prise constante pour toutes les stations (pour un même événement).
2. $I(t)$ intègre la réponse de l'instrumentation (sismomètre et enregistreur). Nous n'utiliserons que des sismomètres L4C (1Hz) lors des nos différentes études. Cette réponse instrumentale sera donc identique pour toutes les stations.
3. $T(t)$ représente la fonction de transfert entre la source et la base de la lithosphère de la région étudiée. Pour un réseau de stations sismologiques ne s'étendant que sur 130x130km² (exemple du Massif Central Français), les rais peuvent être supposés suffisamment voisins pour que $T(t)$ soit pris constant pour tous les enregistrements.
4. A_{litho} sera alors la seule fonction de transfert pouvant introduire des variations entre nos différentes stations.

Le rapport des spectres de déplacement pour deux stations notées i et j nous donne donc:

$$R_{ij}(f) = \frac{A_i(f)}{A_j(f)} = \frac{A_{litho}^i(f)}{A_{litho}^j(f)} \quad (3.18)$$

Pour pouvoir obtenir l'atténuation relative entre les stations i et j , il va être nécessaire de ne pas intégrer dans les fonctions de transfert tous les effets dûs à la dispersion et aux effets de site. Pour cela, il est utile de faire quelques hypothèses sur le milieu directement sous la station. Si l'on suppose que les structures (litage, failles...) sont très inférieures à la longueur d'onde de la phase P, c'est à dire environ 4 à 5km, l'onde directe sera peu affectée par celles-ci. De même, si les interfaces 'majeures' donnant des ondes converties de grandes amplitudes sont séparées de plus de deux longueurs d'onde, soit de 4.5 à 6km (phase S), les deux premières périodes de la phase P ne seront pas perturbées par les diverses conversions. Pour notre étude de l'atténuation sous le Massif Central, nous avons donc choisi de n'étudier que les deux premières périodes de l'onde P et nous avons éliminé tous les enregistrements présentant des variations trop importantes ne pouvant être expliquées par la simple atténuation (figure 3.11).

En prenant ces précautions avant les traitements des différents signaux, il est possible d'écrire la fonction de transfert lithosphérique de la façon suivante:

$$A_{litho}(f) = \exp\left(-\pi f \cdot \int_{rai} \frac{ds}{Q(z, f) \cdot V(z, f)}\right)$$

en prenant:

$$t^* = \pi \cdot \int_{rai} \frac{ds}{Q(z, f) \cdot V(z, f)} \approx \frac{\pi T}{\bar{Q}} \quad (3.19)$$

T représente la durée de propagation, et \bar{Q} l'atténuation moyenne le long du rai. Le rapport des spectres de l'équation 3.18 se met alors sous la forme d'une fonction exponentielle. Le logarithme du rapport variera donc linéairement avec la fréquence soit:

$$\ln(R_{ij}(f)) = f \cdot (t_j^* - t_i^*) = f \cdot \delta t_{ji}^* \quad (3.20)$$

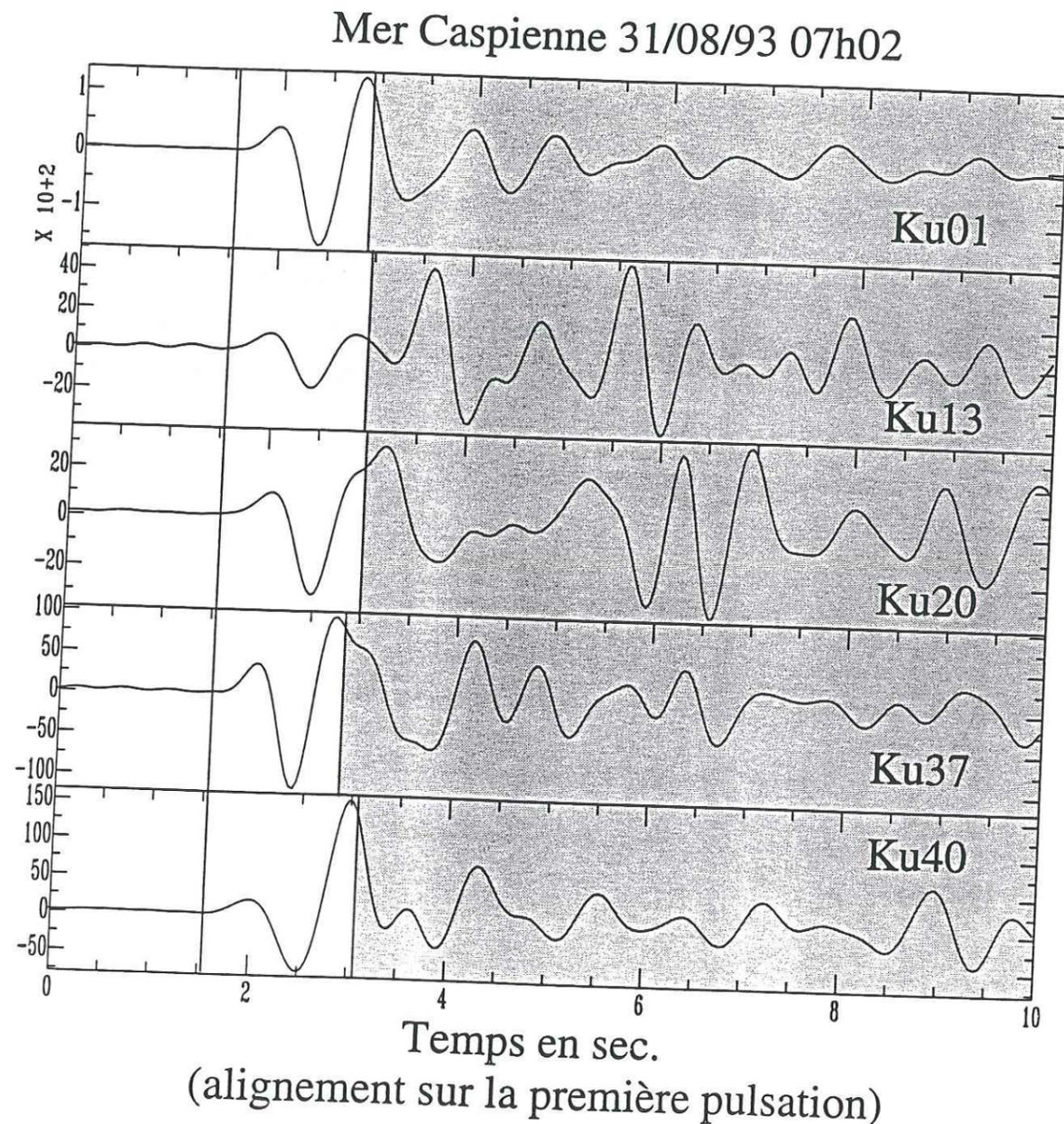


Figure 3.11: Exemple d'enregistrement d'une phase P téléseismique. Au delà d'une période à une période et demie, les variations sont trop importantes pour être expliquées par l'atténuation intrinsèque sous chaque station.

La pente du rapport de spectres nous donnera donc l'atténuation relative entre les deux sites. Le terme t^* est un rapport entre le temps de parcours et le facteur de qualité. Or, nous avons vu que la vitesse à basse fréquence était influencée par l'atténuation des matériaux (équation 3.16). Le terme δt^* inclue donc un terme de vitesse de phase qui peut perturber l'analyse de rapport de spectres en terme d'atténuation relative. Si l'on développe l'équation 3.20, il est alors possible de ne tenir compte que de l'atténuation:

$$f(t_j^* - t_i^*) = \frac{\omega X}{2c(\omega_2)} \left(\left(\bar{Q}_j - \frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{2\pi}{\omega_2}\right) \right)^{-1} - \left(\bar{Q}_i - \frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{2\pi}{\omega_2}\right) \right)^{-1} \right)$$

$$\text{soit en prenant } \bar{Q} \gg \frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{2\pi}{\omega_2}\right) \quad (3.21)$$

$$f(t_j^* - t_i^*) = \frac{\omega X}{2c(\omega_2)} (\bar{Q}_j^{-1} - \bar{Q}_i^{-1})$$

$c(\omega_2)$ représentant la vitesse pour une fréquence élevée (vitesse élastique) qui sera prise constante égale à 8.5 kms^{-1} pour tout le réseau. Cette vitesse est une vitesse moyenne sur X, le trajet de l'onde P dans la lithosphère (incluant l'incidence). La mesure de la pente de $\ln(R_{ij})$ dans le domaine spectral est donc bien représentative de l'atténuation relative entre les stations.

Lorsque le réseau est resserré (cas du Massif Central), il est possible d'utiliser une station de référence. Contrairement au réseau en ligne (Nord Tibet) où, pour éviter les variations latérales du front d'onde, il est nécessaire de calculer ce rapport de proche en proche.

III-2.1.2. Calculs des rapports spectraux

Comme pour le calcul des fonctions de transfert (Chap.1), les rapports spectraux ne peuvent se calculer directement sans précaution. En effet, les spectres calculés provenant de signaux tronqués en temps, seule une étude statistique sur de multiples enregistrements permettrait une stabilisation de la méthode. De nombreuses études publiées sur les rapports spectraux d'ondes téléseismiques utilisaient les données du réseau NORSAR (Der et Lees, 1985; Der *et al.*, 1986). Les stations étant très proches les unes des autres, il est possible de

moyenner tous les spectres avant d'effectuer les rapports spectraux. Cette organisation en essaim assure une stabilité supplémentaire des spectres d'amplitude. De plus, une grande partie des données utilisées pour ces études provenaient d'explosions nucléaires enregistrées à des distances épacentrales de 30 à 40°. Le spectre des enregistrements permet alors une étude sur une bande de fréquence de 1 à 8Hz.

Pour notre étude, la bande de fréquence sera limitée à l'intervalle [0.5Hz, 2Hz]. Comme nous l'avons précisé précédemment, ceci permet de supposer que Q est indépendant de la fréquence. En contrepartie, cette faible bande nécessite une stabilisation importante des spectres. Cette stabilisation est d'autant plus importante que la fenêtre d'étude en temps est de courte durée (une à deux périodes). Or, la durée de la fenêtre en temps est directement liée au pas d'échantillonnage en fréquence. Ainsi, un signal de 5sec donne un pas en fréquence de 1/5Hz. Le nombre de points représentatifs du signal en fréquence est donc très faible.

La méthode utilisée pour notre estimation de δt^* se résume de la façon suivante:

(a) Observation des données. Cette première partie du traitement est essentielle car elle permet de définir le niveau de similarité entre les signaux. L'effet de l'atténuation ne modifiant que faiblement la forme du signal, il est donc nécessaire que les enregistrements aient des formes proches. La figure 3.12a montre les variations pouvant se produire pour l'enregistrement d'un même séisme après deux périodes.

De même, le rapport signal sur bruit sera très important et sera en grande partie responsable de la dégradation des rapports spectraux comme nous le verrons avec l'équation 3.25.

(b) Fenêtrage en temps. Le découpage du signal sera fonction du degré de similarité des signaux. Dans la majorité des cas, une fenêtre de 5.1sec dont 2.5sec avant le signal permet d'obtenir un bon compromis entre similarité en temps et stabilisation en fréquence (5.1 points par Hertz). L'apodisation sera obtenue par une fenêtre de Hanning dont la partie centrale (réponse linéaire) sera de 4sec. Cette fenêtre permet de ne pas trop perturber l'estimation de l'amplitude par la présence de lobes secondaires trop importants (figure 3.12a et b).

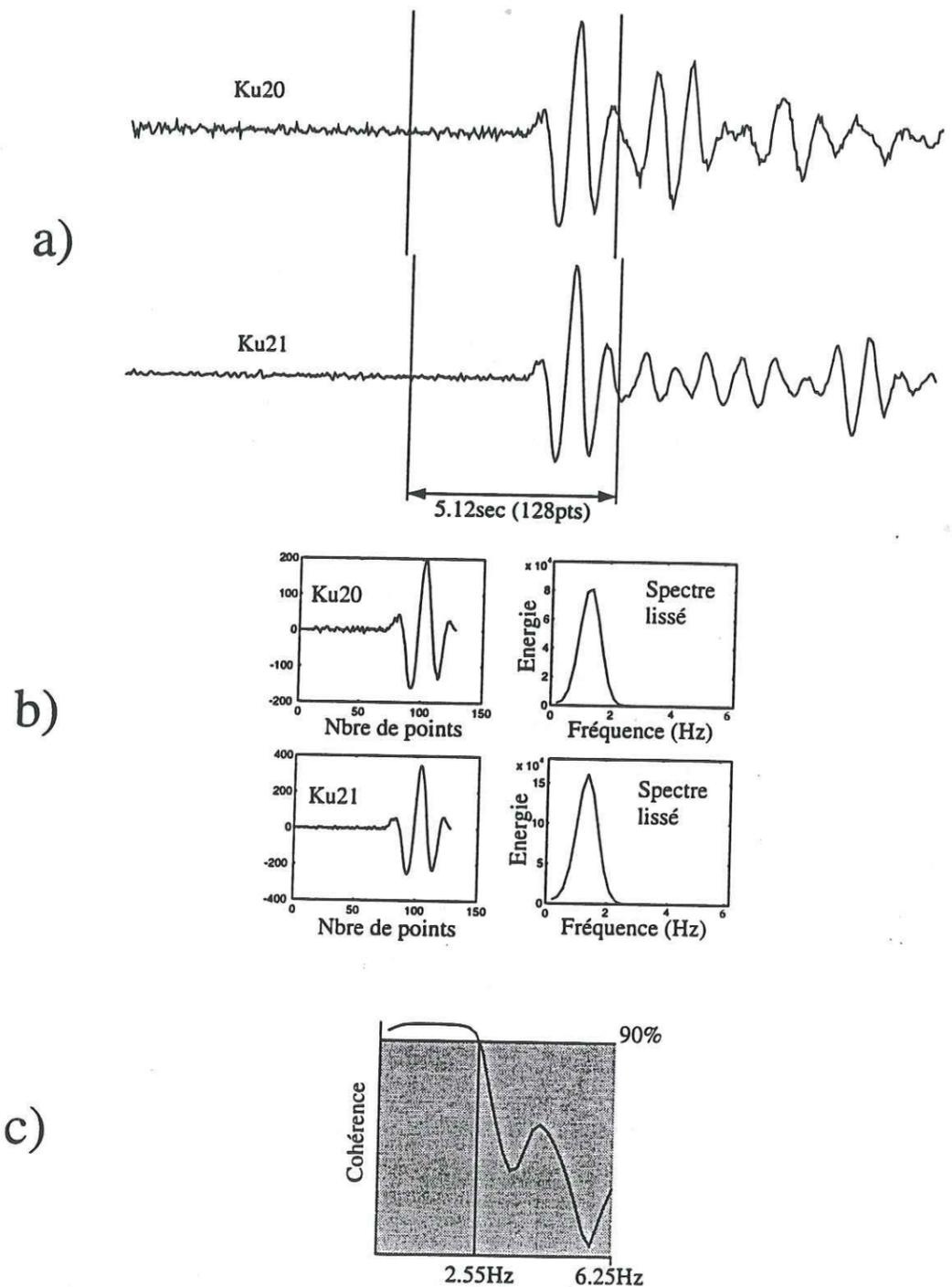


figure 3.12: Observation et fenêtrage des données. (a) Les fenêtres en temps des deux signaux doivent présenter une bonne corrélation dans leur forme. (b) Après apodisation, les spectres des deux signaux sont estimés par la méthode de Blackman-Tukey. (c) Cohérence fréquentielle correspondant aux fenêtres temporelles. On estime que les signaux sont cohérents lorsque la cohérence dépasse 90%.

(c) Estimation des spectres. Cette estimation est intimement liée aux calculs des rapports spectraux. Le filtrage de Wiener permet, par minimisation des moindres carrés, d'estimer la fonction de transfert en deux signaux $X(f)$ et $Y(f)$. La méthode est la suivante:

$$G(f) = \frac{\gamma_{xy}(f)}{\gamma_{xx}(f)} \quad (3.22)$$

Le rapport de l'interspectre sur l'autospectre permet, contrairement à l'équation 3.18, de minimiser l'influence du bruit. Les densités spectrales seront estimées par une fonction de Hanning (Chap. 1). La figure 3.13a montre l'amélioration apportée par le filtrage de Hanning. Pour le filtrage de l'interspectre, un décalage en temps entre les signaux introduit un biais sur l'estimation. En effet, dans ce cas, le maximum d'intercorrélation n'est plus centré et la multiplication par une fonction de Hanning altère ce maximum. Pour éviter ce biais, la fonction de Hanning sera décalée en temps afin de faire correspondre parfaitement les maxima (figure 3.13b).

(d) Cohérence et bande de travail. L'estimation des rapports spectraux par filtrage de Wiener (ou toute autre méthode) n'est valable que si les signaux analysés sont cohérents entre eux. Si la cohérence est proche de 1, cela signifie que les signaux X et Y sont liés par un filtre linéaire et stationnaire. Ce coefficient de cohérence est défini par:

$$c(f) = \frac{\gamma_{xy}(f)}{\sqrt{\gamma_{xx}(f) \cdot \gamma_{yy}(f)}} \quad (3.23)$$

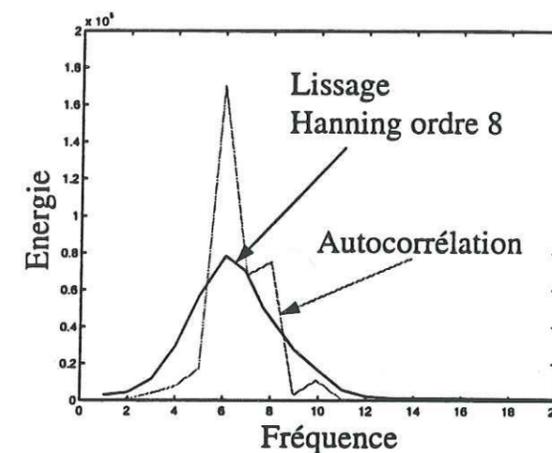
Il est contenu dans l'intervalle $[0,1]$. Le calcul de la cohérence sans lissage des densités spectrales (signaux certains) donnera toujours $c(f)=1$. Les corrélations utilisées seront préalablement filtrées par une fonction de Hanning d'ordre 8.

La cohérence est reliée à la sortie $G(f)$ du filtre de Wiener et au coefficient R_{ij} (équation 3.18) par:

$$G(f) = R_{ij}(f) \cdot C(f) \quad (3.24)$$

et au rapport signal sur bruit par:

a)



b)

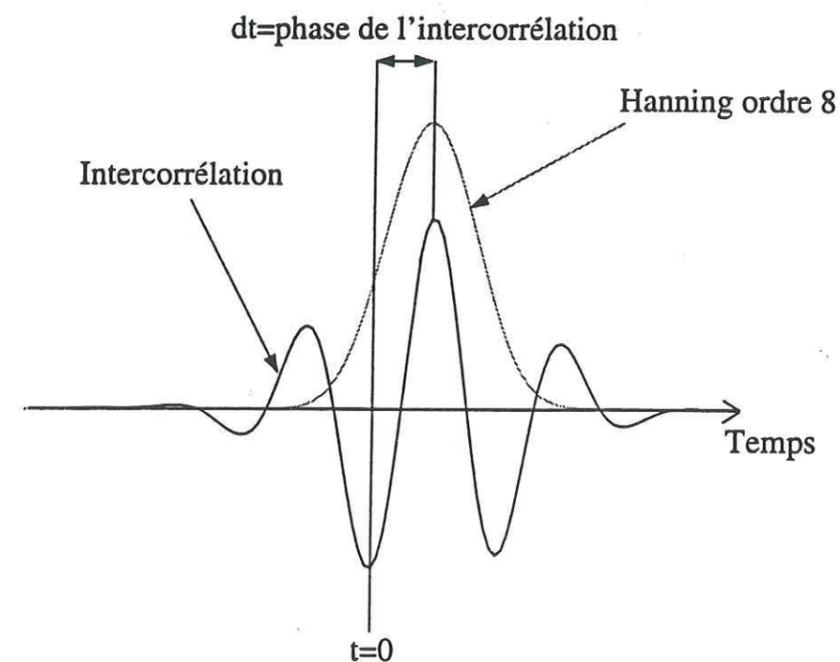


figure 3.13: Estimations des spectres et des intercorrélations. (a) L'autocorrélation simple présente des variations rapides (trous dans le spectre). Ces variations importantes perturbent le calcul des rapports spectraux. L'estimation par la méthode Blackman-Tukey permet de lisser les spectres de puissance en évitant les variations rapides en fréquence. (b) Le lissage de l'interspectre par une fonction de Hanning d'ordre 8 nécessite un décalage de la fonction de Hanning afin de ne pas introduire un biais trop important.

$$\text{Si } x(t) = y(t) * F(t) + b(t)$$

alors:

$$|c(f)|^2 = \frac{1}{1 + (B/S)^2} \quad (3.25)$$

avec:

$$B/S = \frac{\gamma_{bb}}{\gamma_{ss}} \quad \text{et } S(f) = F(f) \cdot Y(f)$$

Pour les estimations de la cohérence et du filtre de Wiener, le rapport signal sur bruit et le filtrage fréquentiel de Hanning sont donc très importants.

Le calcul de la cohérence va nous permettre de définir la bande de fréquence dans laquelle nous allons calculer le rapport de spectre. J'ai fixé comme limite, une cohérence de 90%. En dessous de ce seuil, le rapport G ne sera pas calculé (figure 3.12c).

(e) Calcul de δt^* . Après avoir calculé la largeur de la bande de travail, la pente de $\ln(G(f))$ est estimée par régression linéaire (figure 3.14). La qualité du résultat dépend de deux paramètres: le nombre de points utilisés pour la régression et l'écart type. Si l'estimation de δt^* est faite sur un nombre de points inférieur ou égal à trois, le résultat n'est pas retenu. De même, un écart type trop élevé sera un critère très important car δt^* doit être indépendant de la fréquence. L'observation des données initiales et des résultats (cohérence, régression) a donc une très grande importance. Le programme développé pour l'estimation de l'atténuation affichera donc toutes les étapes du calcul.

La figure 3.15 montre la suite de traitements pour l'estimation de δt^* . Le programme permettant l'estimation de l'atténuation relative affiche tous les paramètres importants ce qui permet la sélection des données en même temps que le traitement:

1. Affichage du signal à la station traitée et à la station référence.
2. Affichage de la cohérence et de la bande de travail.
3. Affichage de l'intercorrélacion (le filtre de Hanning est-il centré sur le maximum d'intercorrélacion?).
4. Affichage du rapport des spectres et de la régression.

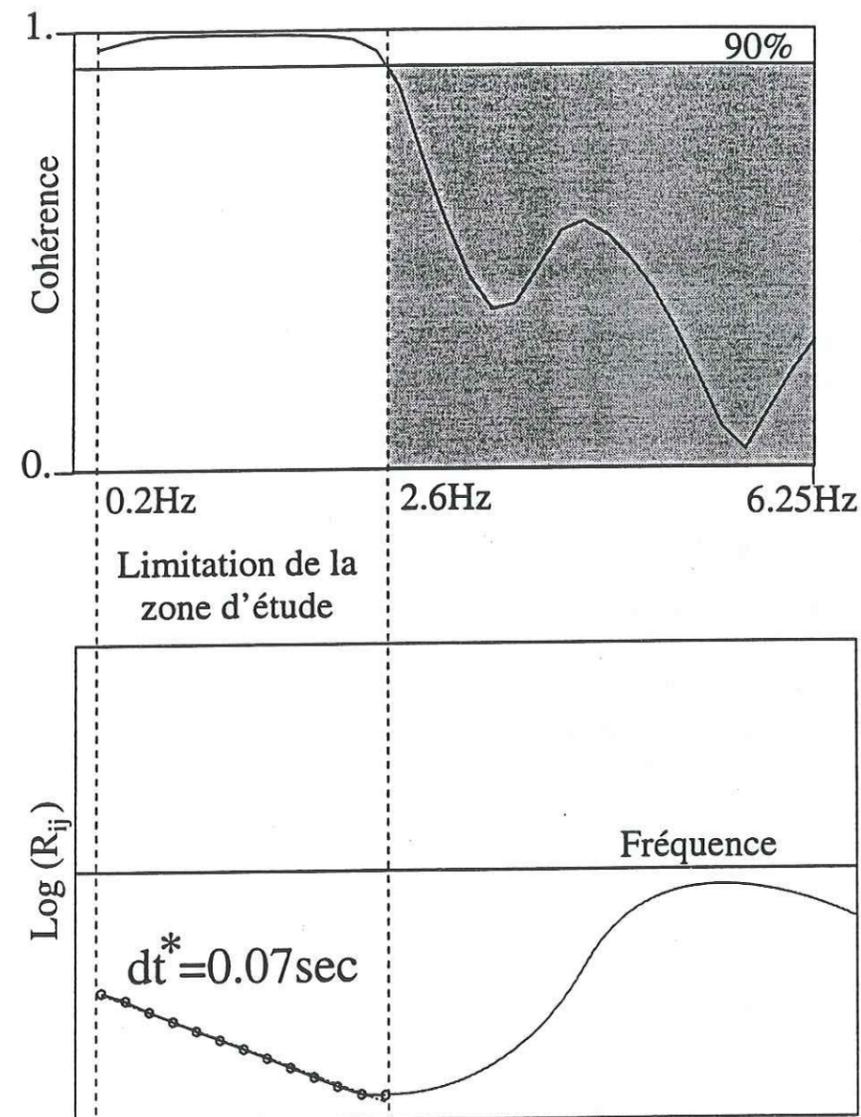


figure 3.14: Détermination de la bande de travail en fréquence. Celle-ci est déterminée par la zone où la cohérence fréquentielle des deux signaux étudiés est supérieure à 90%. La régression linéaire permettant l'estimation de δt^* se limitera donc à cette zone.

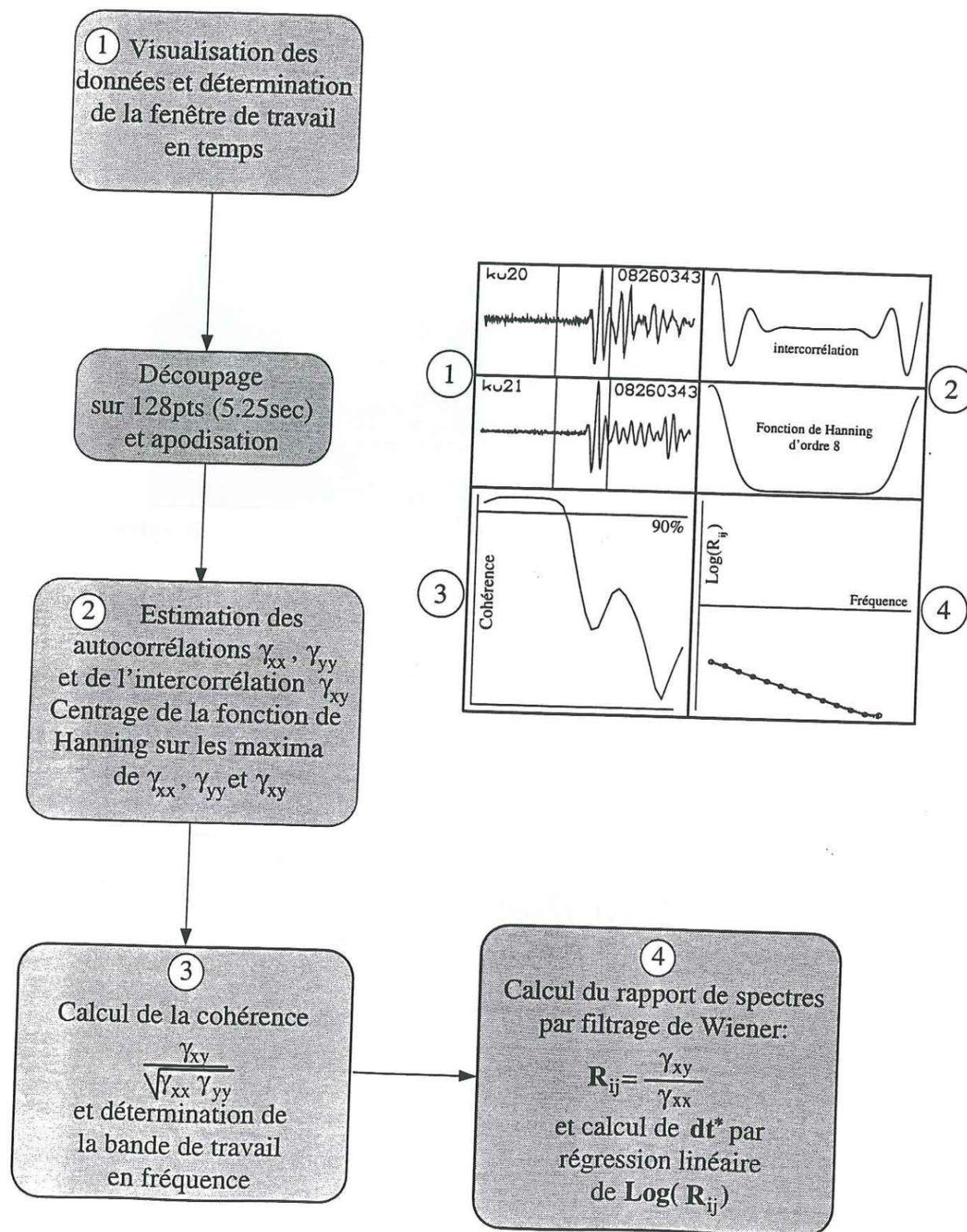


figure 3.15: Organigramme de l'étude de l'atténuation par la méthode des rapports spectraux. La fenêtre représentant les signaux, la cohérence, l'intercorrrelation et la régression linéaire provient du programme mis au point pour l'étude de l'atténuation.

A ce moment du programme, l'utilisateur choisit ou non de garder le résultat en mémoire. Ce résultat est sauvegardé en même temps que l'azimut et la distance épacentrale du séisme, le nombre de points de la régression et l'écart type. La facilité d'utilisation et la vitesse des traitements ont permis de tester cette méthode sur deux régions différentes: le Massif Central Français et le nord du plateau tibétain.

III-2.1.3. Limites

- Les limites essentielles de cette méthode ont été en partie discutées dans le paragraphe précédent. En effet, le lien entre la durée du signal en temps et la résolution en fréquence est une des limites majeures de cette méthode. L'estimation et la stabilisation des spectres prennent donc ici toute leur importance. Plusieurs méthodes ont été testées, qu'il s'agisse du périodogramme moyenné ou de la soustraction du spectre du bruit. Aucune de ces deux méthodes ne semble adaptée au problème présent. Seule la méthode de Blackman-Tuckey associée à un filtrage de Hanning fournit un lissage suffisant pour stabiliser le calcul des rapports spectraux. Cette méthode simple et peut onéreuse en calcul a été préférée aux méthodes d'estimation statistiques (minimum d'entropie, filtre ARMA; cf Annexe 1).

- Mais d'autres problèmes se posent quant au pouvoir de résolution de cette méthode. La résolution est un point essentiel car elle permet de connaître les limites intrinsèques de cette méthode. Plusieurs tests ont été effectués à partir de vrais signaux sur lesquels nous avons fait varier l'atténuation de $Q=50$ à $Q=1000$ (figure 3.16). Les variations les plus visibles sur nos signaux sont: la diminution de l'amplitude proportionnellement à Q et les changements de fréquence du signal. En effet, du fait du filtrage en exponentiel (figure 3.3), les signaux très atténués auront tendance à évoluer vers les basses fréquences. Cette évolution de fréquence a une grande importance sur l'évolution de la cohérence entre les signaux. La figure 3.17b montre cette évolution en fonction de l'atténuation. La cohérence est donc dégradée par l'atténuation et de ce fait, la bande de travail pour le calcul des rapports spectraux est fortement réduite.

Le tableau 3.17b montre les résultats obtenus sur les signaux 'synthétiques'. On s'aperçoit que plus Q est grand (supérieur à 300) et plus la différenciation est difficile. Les

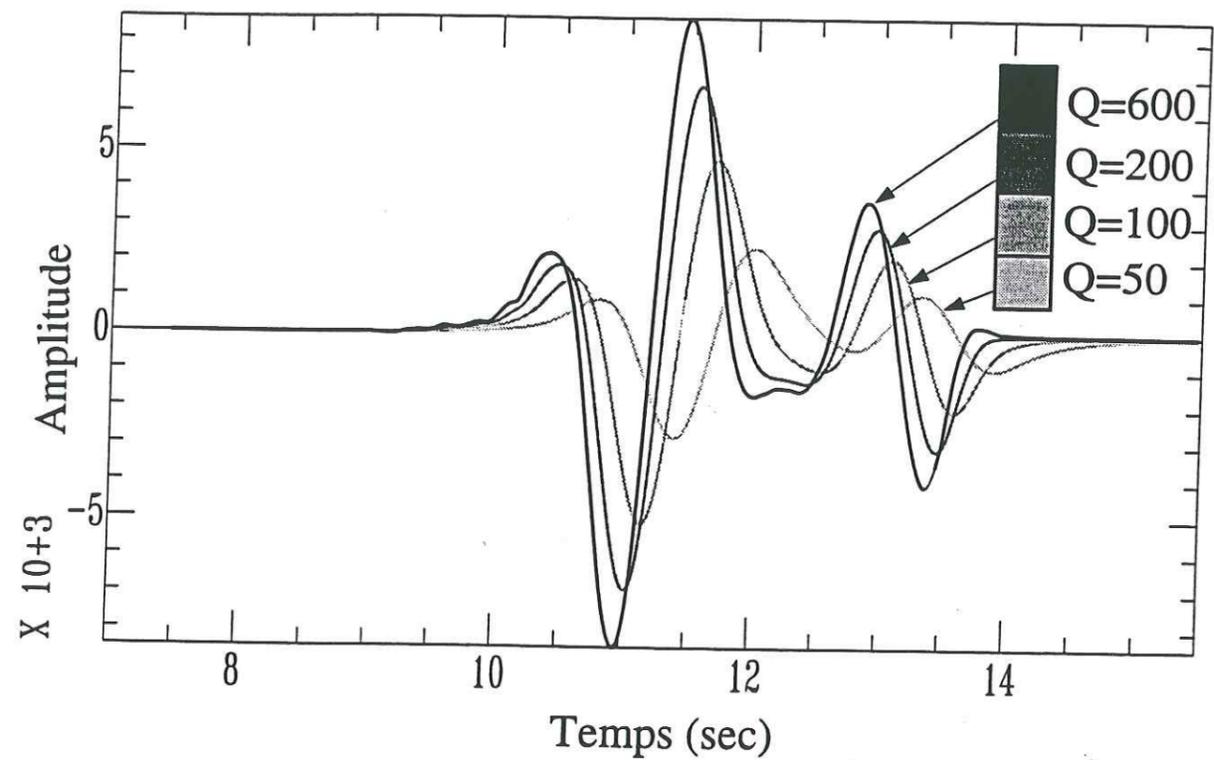
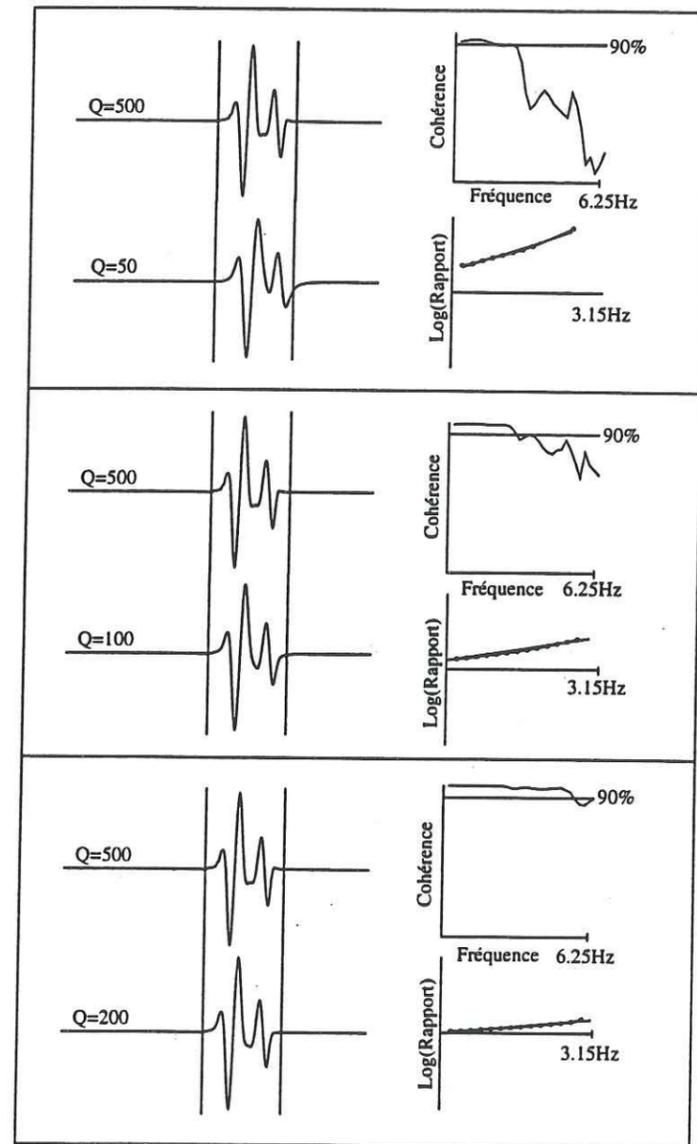


figure 3.16: Effets de l'atténuation sur la forme des ondes P. Trois phénomènes peuvent être observés. 1) L'amplitude des signaux est fortement influencée par l'atténuation. Plus le milieu est atténuant, plus la période du signal augmente. 2) La fréquence des signaux varie elle aussi avec l'atténuation. Plus le milieu est atténuant, plus la période du signal augmente. 3) La vitesse de phase varie elle aussi avec l'atténuation. Pour cette simulation, la couche était de 120km avec une vitesse élastique de 7.2kms^{-1} .

a)



b)

Estimations de l'atténuation: référence Q=500				
Q introduits	50	100	200	300
Q estimés sans bruit	51	105	209	315
Q estimés avec bruit	58	70	120	175

figure 3.17: Résolution de la méthode employée. La cohérence fréquentielle est une des bases importantes des rapports spectraux. Or, celle-ci est fortement influencée par l'atténuation (a). Malgré cette perte de cohérence, l'inversion des données synthétiques montre une bonne résolution pour les données non-bruitées (b). Lorsque l'on ajoute du bruit, la résolution de l'inversion diminue et montre la faible résolution de la méthode pour les fortes valeurs de Q.

faibles atténuations seront donc regroupées en une seule classe $Q > 500$. Pour les fortes atténuations, la résolution semble satisfaisante car la barre d'erreur sur Q est de la forme:

$$dQ = Q^2 \cdot \frac{V}{\pi X} \cdot d(\delta t^*) \quad (3.26)$$

Cette équation montre qu'il est très difficile d'obtenir une résolution suffisante pour les milieux faiblement atténuants (figure 3.18). Cette dégradation de l'estimation de la valeur de Q est très rapide et dépend de l'ordre de grandeur de $d(\delta t^*)$. Les variations sur δt^* pour les données du Nord Tibet donnent un $d(\delta t^*)$ moyen de 0.1sec.

- Les résultats obtenus par la méthode des rapports spectraux sont très variables. Pour les études faites sur le Massif Central, les variations d'atténuation relative entre deux sites peuvent être importantes. Ainsi, le signe de δt^* peut changer d'un séisme à l'autre (figure 3.19). Ce manque de cohérence entre les résultats, malgré la bonne linéarité des rapports spectraux, montre les limites de cette méthode.

Pour les données provenant du Nord Tibet, l'estimation a été obtenue en faisant glisser la station de référence le long du profil. Les résultats semblent très stables et montrent que la cohérence des signaux entre les stations est directement liée à la distance entre celles-ci (figure 3.20). En effet, de très fortes variations de la forme de l'onde P ont été observées pour cette région. Ces variations détruisent la cohérence pour les stations éloignées, ce qui montre les avantages de l'estimation de l'atténuation en travaillant de proche en proche. En contrepartie, les variations relatives mesurées sont très faibles vis à vis de la barre d'erreur. Il faut donc recouper les mesures (faire des comparaisons triangulaires) pour obtenir l'erreur réelle. Les résultats donnent une erreur de 0.1sec sur l'estimation de δt^* , ce qui est comparable à l'écart type moyen de 0.1sec. Une grande quantité de mesures semble donc nécessaire pour étudier l'atténuation relative par la méthode des rapports spectraux.

III-2.1.4. Conclusions sur les rapport spectraux

L'étude de l'atténuation à l'aide des rapports spectraux montre qu'il faut être prudent quant à la qualité et la quantité des données. En effet, l'instabilité des résultats provient en

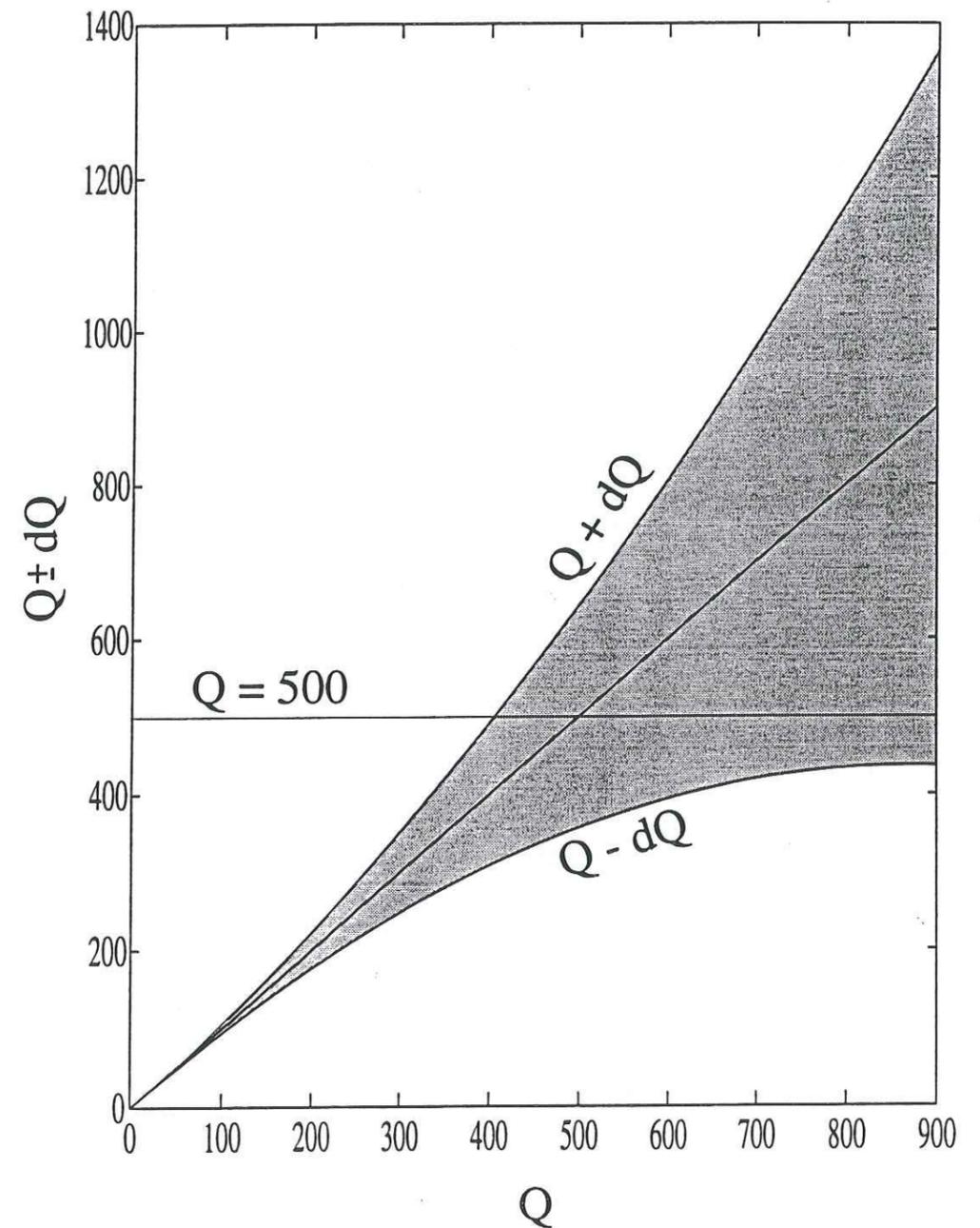


figure 3.18: Erreurs sur l'estimation du facteur Q . La zone grisée représente l'erreur sur l'estimation de Q pour une erreur systématique sur δt^* de ± 0.05 sec. Au delà de 500, l'erreur sur Q devient trop importante pour pouvoir différencier un milieu parfaitement élastique ($Q \rightarrow \infty$) d'un milieu faiblement atténuant ($Q > 500$)..

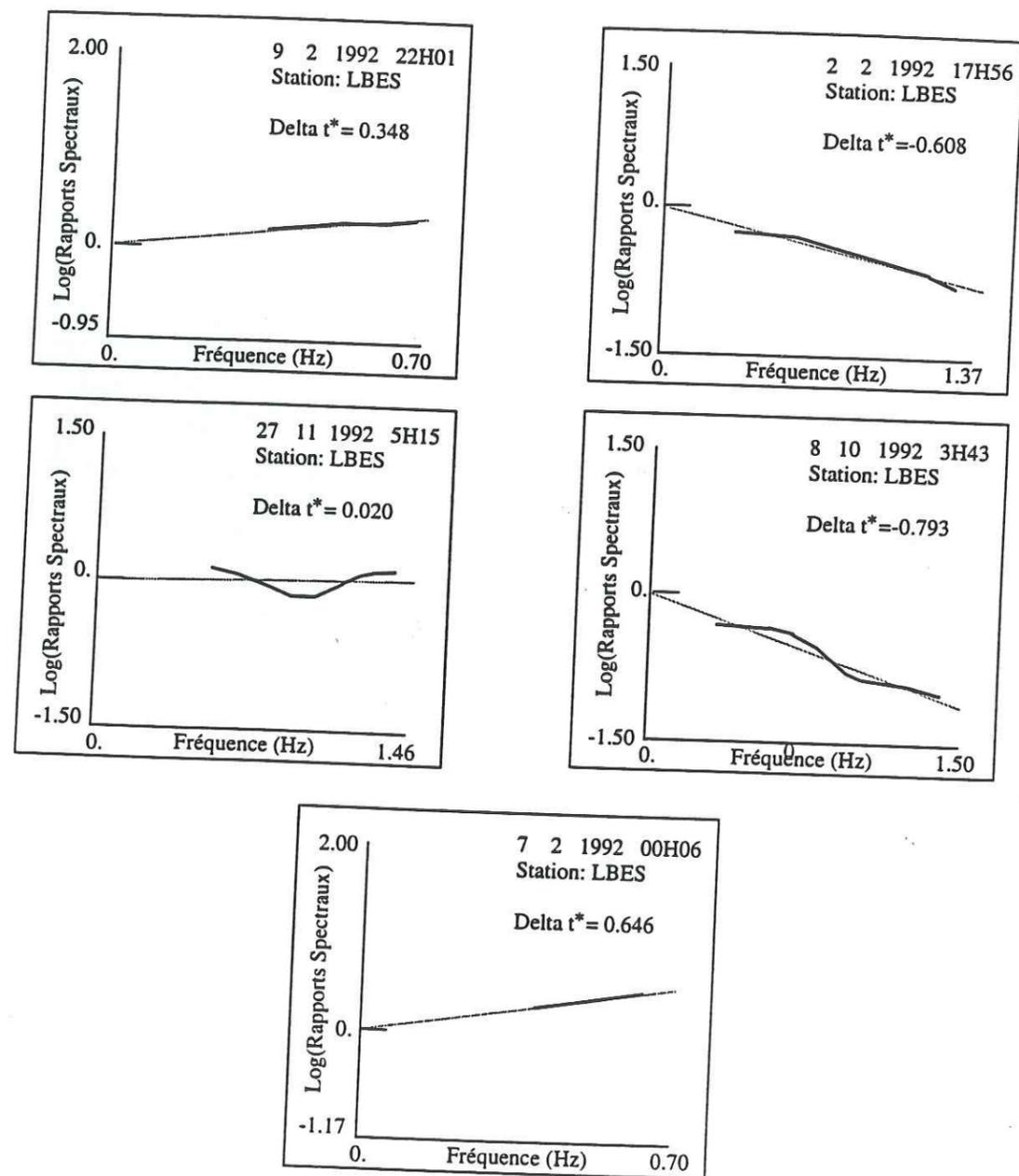


figure 3.19: Exemples de dispersion des données observées pour une station du réseau installé dans le Massif Central entre 1991 et 1992. Malgré la bonne linéarité des rapports spectraux, l'atténuation relative observée (Δt^*) varie de +0.65sec à -0.8sec. Ces variations importantes n'ont pas permis l'étude de l'atténuation par la méthode des rapports spectraux pour le Massif Central.

grande partie de la faible fenêtre en temps. A cela s'ajoutent les variations causées par les effets à petite échelle (effets de site) et ceux à grande échelle (focalisation du front d'onde, structures lithosphériques). Les résultats obtenus pour le profil nord-tibétain (figure 3.20) montrent qu'il est possible d'étudier de proche en proche l'atténuation. Pour le réseau installé dans le Massif Central, les résultats ont été beaucoup plus variables. Le fait de prendre une station référence n'a donc pas été un choix judicieux malgré la faible extension géographique du réseau. J'ai donc choisi, pour le Massif Central, de mettre en oeuvre une méthode d'étude dans le domaine des temps. C'est cette méthode qui est développée dans le paragraphe suivant.

III-2.2. Etudes en domaine temporel

L'observation des sismogrammes synthétiques (Figure 3.16) permet de mettre en évidence les variations des formes d'onde lorsque l'atténuation augmente. Comme nous l'avons décrit dans l'équation 3.4, l'amplitude varie de façon exponentielle avec facteur Q . Mais, nous pouvons constater que la période du signal varie inversement à l'atténuation. Ces deux observations seront à la base de notre méthode d'estimation de l'atténuation.

III-2.2.1. Bases théoriques

De nombreuses études ont été faites sur les relations possibles entre l'atténuation et la forme de la première pulsation du signal. Reiter et Montfort (1977) ont étudié les variations du temps de montée des ondes P (voir définition après) à travers la Californie. Les résultats montrent un lien très net entre l'atténuation et la géologie. Der et Lees (1985) ont montré l'importance d'une étude couplée entre le domaine des fréquences et le domaine des temps. Lorsque l'on propage une impulsion (excitation des toutes les fréquences), il est possible de définir un temps de montée du signal ('rise time'), comme le rapport entre le maximum d'amplitude et la pente maximale de la première pulsation du sismogramme (figure 3.21a).

Pour un milieu non-causal (Aki et Richard, 1980), le temps de montée est de la forme suivante:

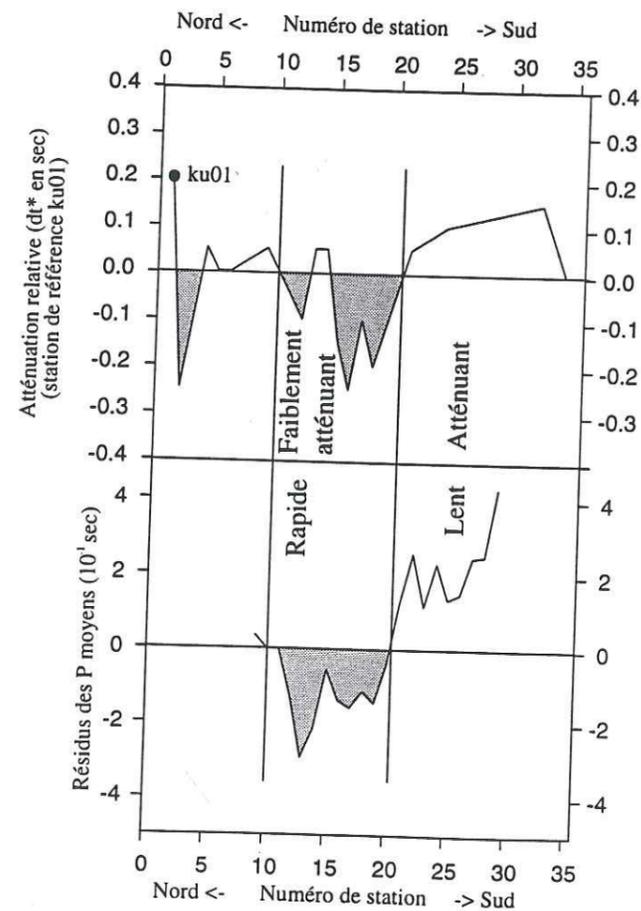
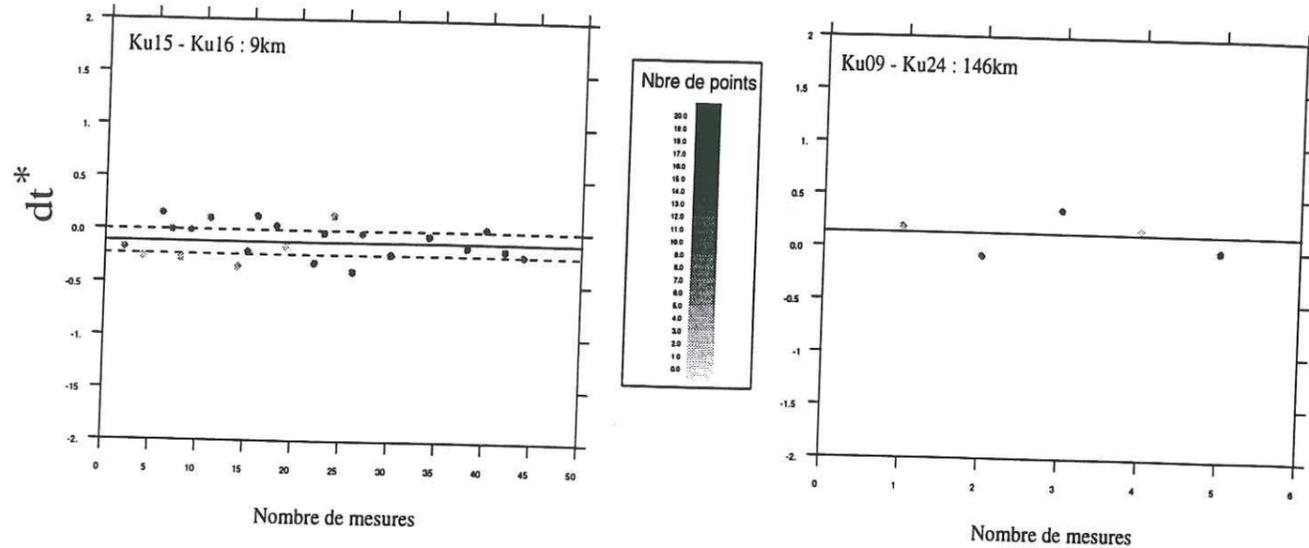


figure 3.20: Mesure de l'atténuation relative pour le réseau Nord Tibet (1993). La cohérence entre les données (et donc le nombre de mesures) étant directement liée à la distance entre les stations (figure du haut), les rapports spectraux ont été calculés de proche en proche le long du profil. Il est possible d'observer une bonne corrélation entre résidus des ondes P et l'atténuation (figure du bas).

$$\tau = \frac{4}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{X}{cQ} \quad (3.27)$$

Dans le cas d'une propagation causale, l'expression analytique du temps de montée ne peut se mettre sous une formulation simple. En introduisant une atténuation constante sur notre bande de fréquence, il est possible d'obtenir, à partir des équations de Kjartansson (1979) et Brennan (1980), un temps de montée de la forme:

$$\tau = \tau_0 + C \cdot \int_{\text{rai}} \frac{ds}{cQ} \quad (3.28)$$

avec $C \approx 0,997$

Le terme τ_0 doit théoriquement intégrer les variations dues aux effets de source. Or, Blair et Spathis (1984) ont montré qu'une telle relation surestimait l'atténuation moyenne le long du rai. De ce fait, le coefficient C devait lui aussi varier en fonction du terme de source. Malgré les variations causées par la source (piézo-électrique dans le cas de Blair et Spathis ou sismique), la relation liant l'atténuation et le temps de montée reste linéaire.

Pour tester la validité de l'équation 3.28 sur des données téléseismiques, j'ai mesuré le temps de montée sur l'enregistrement d'une onde P plus au moins atténuée (Q variant de 50 à 500). Les résultats de la figure 3.21a montrent que la relation est parfaitement linéaire. Outre cette mesure du temps de montée, j'ai introduit deux autres mesures de forme. La première mesure la demi période de la seconde pulsation (figure 3.21b et c) et la seconde, le temps entre deux maxima du signal. Ces deux paramètres, comme le temps de montée, varient linéairement avec l'atténuation sur les données synthétiques. Ces trois mesures complémentaires vont nous permettre la mise au point de notre algorithme de traitement des données sur les signaux en temps.

III-2.2.2. Algorithme de traitement

Comme nous venons de le voir, trois paramètres différents permettent d'estimer l'atténuation. La variation linéaire de ces trois mesures va donc nous permettre d'éliminer de nos mesures, les données sur lesquelles un des paramètres varie trop brusquement. Ainsi,

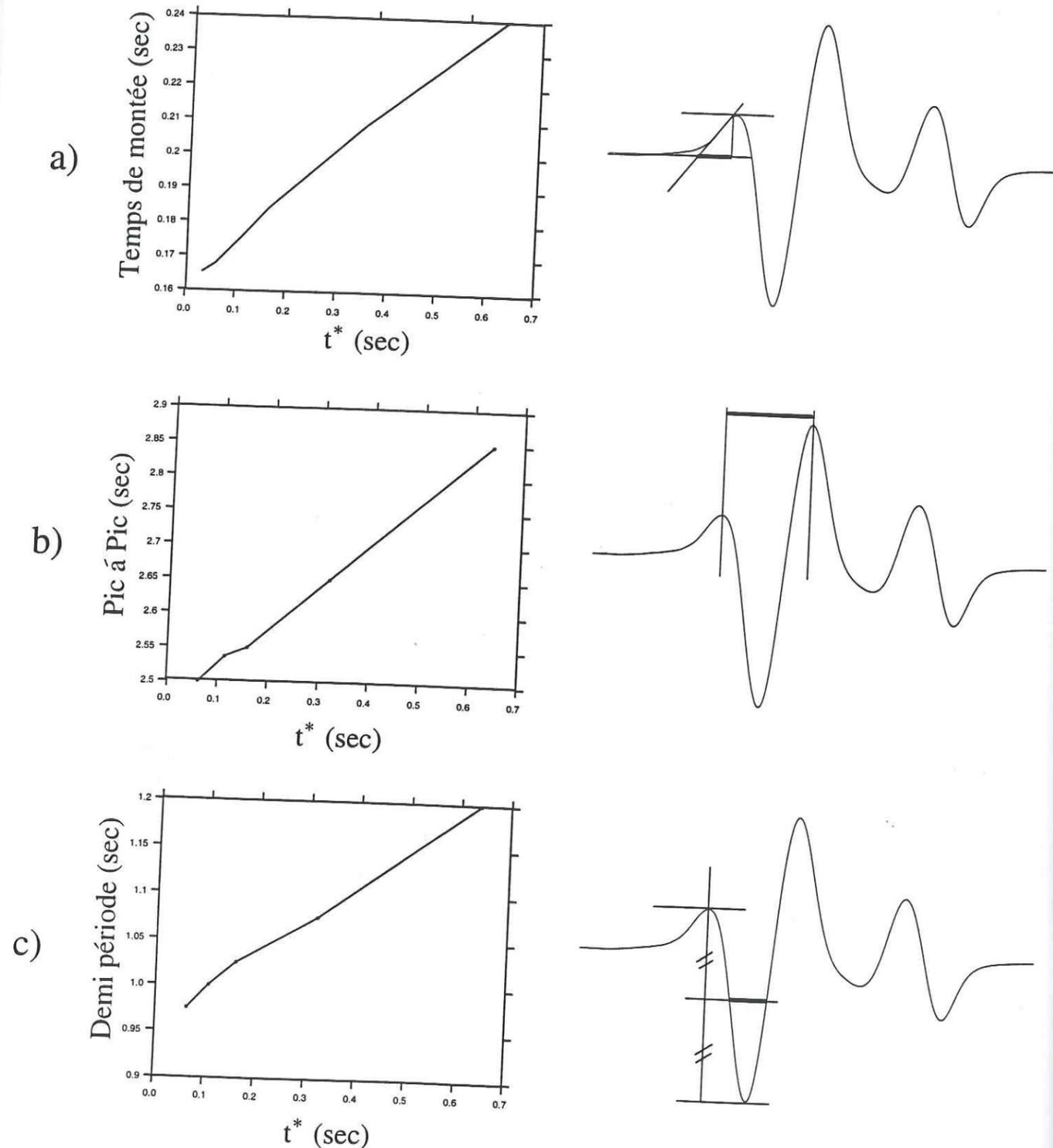


figure 3.21: Trois types de mesures en domaine temporel. a) Mesure du temps de montée. b) Mesure pic à pic. c) Mesure de la demi période. Ces trois mesures varient de façon linéaire avec t^* (données synthétiques).

l'augmentation d'amplitude due à des phénomènes de focalisation perturbe l'amplitude sans affecter (théoriquement) la demi période. Ce système de sélection des données peut s'apparenter au calcul de la cohérence pour les rapports spectraux mais ici, l'amplitude prend une place très importante.

L'algorithme de traitement des données est le suivant:

1. Mesure du temps de montée. L'estimation de ce paramètre, malgré son expression simple, n'est pas des plus aisée. En effet, les variations causées par le bruit peuvent engendrer des erreurs très importantes sur l'amplitude maximale et sur la pente. Avant tout traitement, les données seront filtrées par un filtre passe bas [0Hz ; 6Hz] ayant une réponse constante sur la bande de fréquences [0.5Hz ; 2Hz] et n'affectant pas la phase du signal. Ce filtrage réduira les effets des variations rapides. Une fonction polynomiale du cinquième degré est ensuite ajustée sur le signal. Le choix d'un polynôme du cinquième degré permet d'ajuster parfaitement la forme signal sans tenir compte de petites irrégularités causées par le bruit. Connaissant une forme analytique simple du signal, il devient possible de calculer la pente maximale et d'estimer le temps de montée.

2. Mesures complémentaires dans le domaine des temps. Un programme de mesure automatique a été mis au point afin de traiter le plus rapidement possible les données. Pour limiter la fenêtre d'étude du signal, il est nécessaire, avant le traitement, de pointer sur tous les signaux le début et la fin de la fenêtre en temps. Comme pour l'estimation du temps de montée, les signaux sont filtrés afin de limiter les variations de forme causées par le bruit.

3. Choix des données. Pour sélectionner les données, j'ai choisi de tracer le temps entre les deux premiers maxima et le temps de montée en fonction de la demi période. Les signaux présentant des changements de forme trop importants seront alors écartés de la sélection (figure 3.22).

4. Traitement et estimation de Q. A partir des représentations faites précédemment, une station représentant une valeur moyenne est choisie comme référence. On lui affectera un facteur de qualité $Q=230$ pour un trajet de 200km à une vitesse de phase moyenne de 7.2kms^{-1} . Le signal de cette station

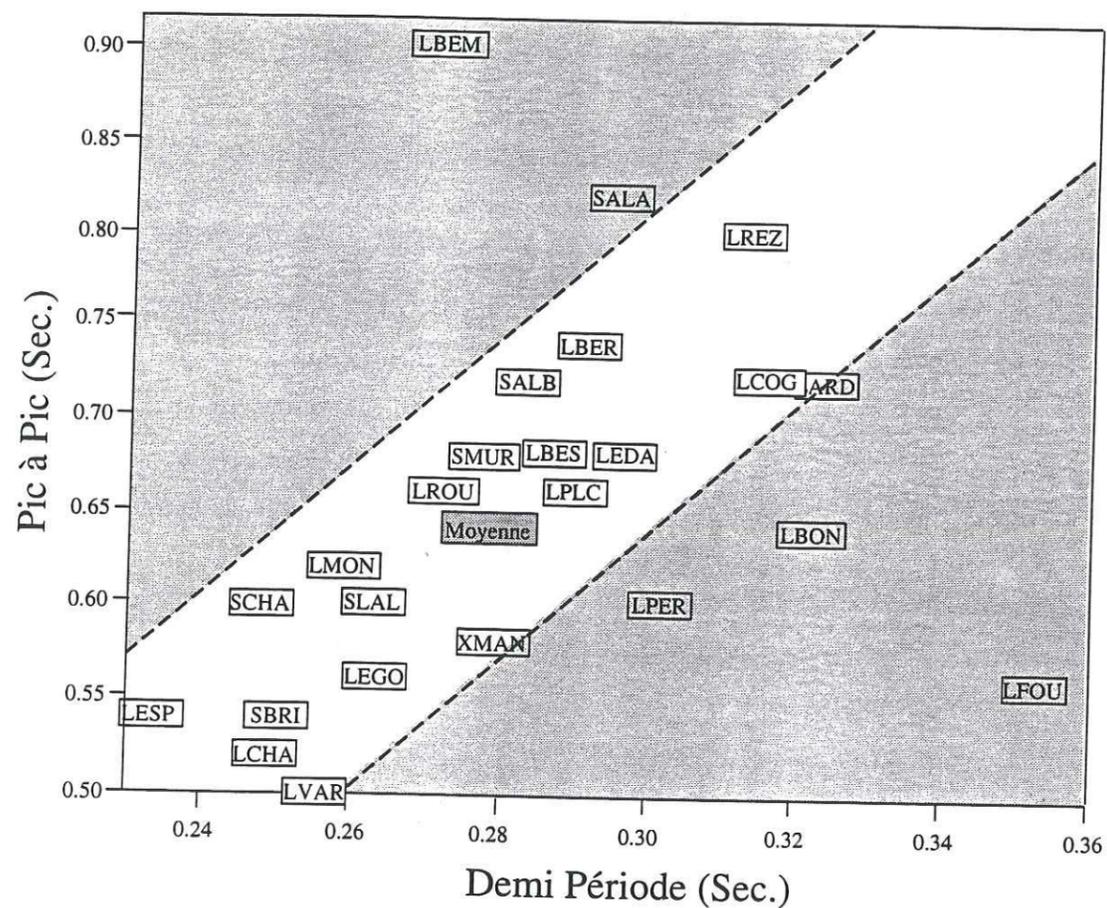


figure 3.22: Mesures temporelles pour des données réelles. La représentation relative des deux types de mesures dans le domaine des temps permet d'éliminer des données les enregistrements présentant des variations de formes non compatibles avec les effets de l'atténuation intrinsèque (zone grisée). Chaque rectangle représente la mesure pour une station (événement de Kamchatka, 17/01/1992).

est déconvolué de cette propagation avant d'être propagé dans des milieux d'atténuation variable pour Q variant sur un intervalle de [45 ; 650]. Il est alors possible, à partir de ces signaux 'synthétiques', d'estimer le temps de montée et de calculer la droite de régression liant l'atténuation au temps de montée pour cet événement. Connaissant ces valeurs pour les signaux réels, il devient possible d'estimer l'atténuation pour chaque station.

III-2.2.3. Conclusions sur la méthode

Les barres d'erreur sur l'estimation de Q seront fonction, pour chaque événement, de l'alignement des mesures sur la droite de régression. Il n'est donc pas possible a priori, de donner l'erreur sur l'estimation du facteur de qualité. En prenant une dispersion de 0.2sec sur la mesure (Figure 3.22), on obtient une erreur sur t^* , équivalente à celle mesurée par les rapports spectraux, qui était de $\pm 0.1\text{sec}$. La mesure en domaine temporel ne permet donc pas d'améliorer la précision sur l'estimation du facteur de qualité.

L'avantage essentiel de cette méthode par rapport aux rapports spectraux vient du fait que les fenêtres d'étude en temps peuvent être très courtes. Les effets dus aux arrivés secondaires proches de la phase P n'interviennent donc que très peu dans les mesures. S'ajoute à cela le tri sur la forme des signaux permettant d'éliminer les signaux dont les variations de forme s'éloignent de façon trop importante des effets dus à l'atténuation intrinsèque. Les résultats obtenus sont dans l'ensemble plus stables que par la méthode des rapports spectraux. En contrepartie, les temps de manipulations et de traitements des données sont beaucoup plus longs.

J'ai utilisé cette procédure de traitement sur 8 événements enregistrés par un grand nombre de stations du Massif Central (figure 3.23). La bonne corrélation entre les zones atténuantes et les zones à faible vitesse montre qu'il existe un lien physique important entre ces deux paramètres. Leur étude comparative nous permettra donc d'interpréter les variations en termes de circulations fluides (présence de fractures) ou de réchauffements thermiques.

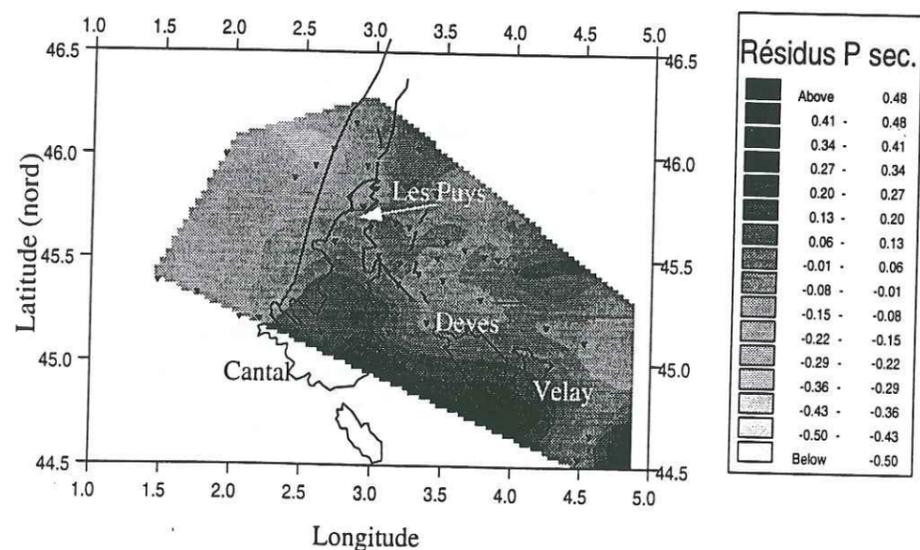
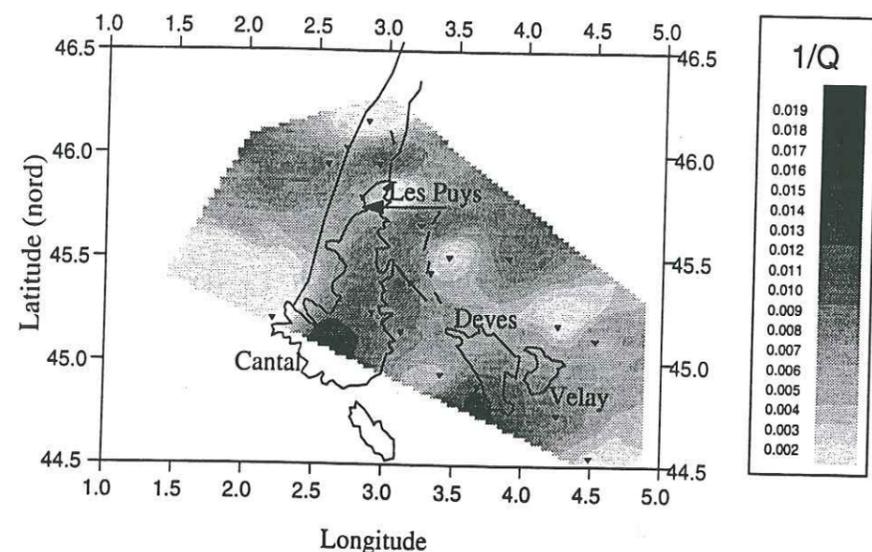


figure 3.23: Résultats des mesures d'atténuation pour le Massif Central. Le schéma du haut représente l'atténuation et le schéma du bas les résidus des ondes P. Les édifices volcaniques du Cantal, Devès et Velay montrent une très forte atténuation ainsi que des résidus positifs (milieux relativement lents). Comme pour l'étude du plateau Nord tibétain, on observe une bonne corrélation entre atténuation et résidus des ondes P.

III-3. Conclusions

L'estimation du facteur de qualité n'est pas une opération aisée. En effet, de nombreux paramètres influent sur la forme du signal et perturbent l'estimation de l'atténuation intrinsèque. La qualité des données exigée (cohérence > 90%) ne permet pas l'étude d'une grande quantité d'enregistrements. Or, du fait des barres d'erreur souvent très importantes et des effets perturbateurs, ces études nécessitent un traitement statistique. Les études dans le domaine des fréquences et dans le domaine des temps n'ont pas permis de traiter une grande quantité de données.

Les rapports spectraux ont montré leur utilité pour traiter les données de proche en proche en faisant glisser la station de référence le long du profil sismique. Ce choix vient du fait que même pour une extension géographique faible (cas du Massif Central), des variations importantes de forme de la première arrivée des ondes P peuvent apparaître. En faisant glisser la station de référence, la cohérence entre les données est augmentée. En contrepartie, les variations d'atténuation relevées sont très faibles vis à vis des barres d'erreur.

L'étude en domaine temporel permet d'augmenter sensiblement le nombre de données traitées tout en gardant des critères de sélection très stricts. Elle a été employée avec de bons résultats sur les données du Massif Central pour remédier aux problèmes de faible cohérence entre les données.

Les deux traitements mis au point ont montré qu'il est possible, à partir des enregistrements téléseismiques des profils Lithoscope, d'estimer l'atténuation relative. L'étude comparée de l'atténuation et des résidus des ondes P devrait permettre de compléter les interprétations structurales des profils tomographiques (en termes de thermique, de fusions ou de circulations de fluides).

Chapitre 4

*Interprétations Géodynamiques
de la région Nord Tibet (Kunlun)*

Chapitre 4

Interprétations Géodynamiques de la région Nord Tibet (Kunlun)

En raison de son extension géographique et sa topographie, le plateau du Tibet a, depuis longtemps, intéressé les géologues. En effet, ce dernier présente une superficie de quelques **700000km²** avec une altitude moyenne de près de **5000m**. Depuis 1924 et les modèles proposés par Argand, de nombreuses théories se sont succédées pour tenter d'interpréter cette anomalie géologique. En effet, comment expliquer qu'une topographie aussi élevée puisse être maintenue sans s'écrouler de façon gravitaire? Cette anomalie est-elle une conséquence directe de la collision entre l'Inde et l'Asie qui s'est produite il y a 50Ma? Comment des terrains d'histoire aussi variée que ceux composant le plateau tibétain peuvent-ils donner un plateau aussi régulier?

Voici les questions majeures posées par cette anomalie tectonique parmi les plus remarquables à la surface de la Terre (figure 4.1). Le but de ce travail sera de contraindre et d'améliorer, à l'aide des trois outils développés dans les chapitres précédents, les modèles déjà proposés par différents auteurs.

IV-1. Modèles de la formation du Tibet

Malgré sa très grande extension géographique, le plateau du Tibet est une région assez peu contrainte par les données géophysiques et géologiques. Les difficultés d'accès ainsi que les conditions de terrain assez difficiles (altitude moyenne de 5000m) ont limité le nombre des expéditions scientifiques. De plus, la très grande étendue du plateau tibétain et le très faible nombre de voies de communication n'ont pas permis d'étendre les réseaux géophysiques hors de ces grandes routes d'accès du plateau. Ce manque de données ne permet pas de contraindre les modèles et de ce fait, donne un certain degré de liberté aux différents modèles proposés.

Malgré cela, seuls quatre modèles sont à l'origine des grandes discussions concernant la formation du Tibet. Le premier modèle, proposé par Argand dès 1924, explique l'altitude

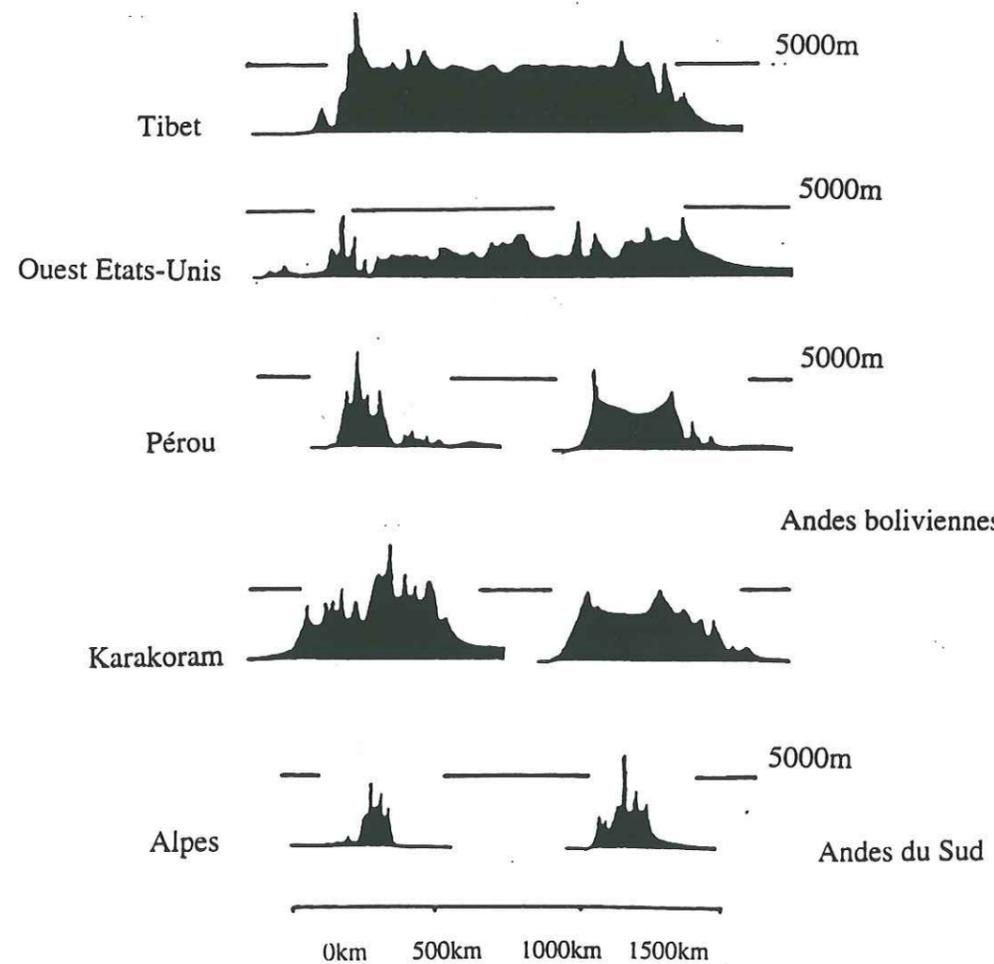


figure 4.1: Topographie mondiale comparée. On s'aperçoit que le plateau du Tibet contraste fortement avec le reste de la topographie mondiale avec une très grande étendue plane d'une altitude moyenne de 5000m (Molnar, 1988).

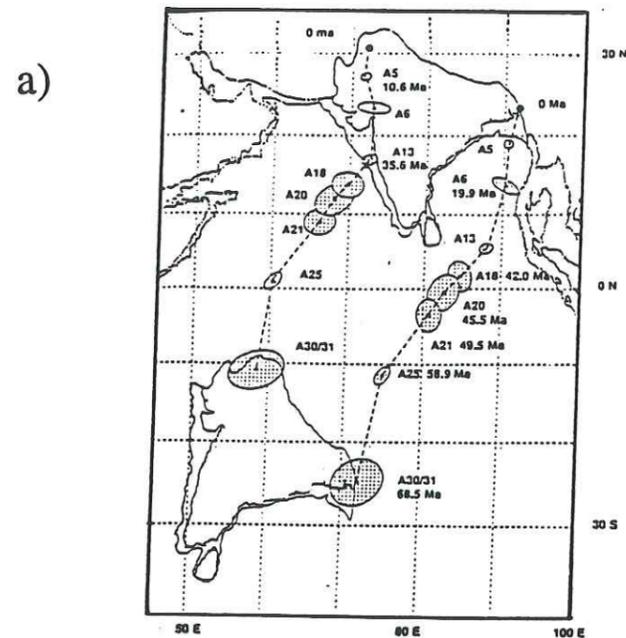
élevée du plateau par un sous charriage de la croûte indienne sous la croûte asiatique. Le second modèle (Dewey et Burk, 1973) essaie d'interpréter l'altitude élevée et constante du plateau tibétain par un épaissement homogène de la lithosphère sous le plateau. Le troisième modèle (Mattaer, 1986; Avouac et Tapponnier, 1993) explique la topographie du Tibet et l'absorption du déplacement de l'Inde par des subductions continentales multiples ainsi que par des mouvements décrochants de grands blocs lithosphériques. Le dernier modèle, compatible avec l'existence des subductions continentales (Molnar, 1988, Mattauer, 1989), introduit un panache asthénosphérique associé à une délamination de la lithosphère continentale sous une grande partie du plateau tibétain.

Avant de présenter ces modèles tectoniques, nous allons introduire les résultats précédemment acquis avant l'installation du réseau Lithoscope.

IV-1.1. Données concernant le plateau tibétain

L'Himalaya, le Tibet ainsi que les chaînes montagneuses du Tien Shan et du Qilian Shan sont des conséquences directes ou indirectes de la collision entre l'Inde et l'Asie. Cette collision a débuté il y a environ 40 à 50Ma. Du fait de la collision entre les deux continents, la vitesse de convergence est alors passée de 10cm.a^{-1} à 5cm.a^{-1} . Depuis $50\pm 10\text{Ma}$, la déformation du continent eurasiatique a permis l'absorption d'environ $2600\pm 900\text{km}$ (Molnar *et al.*, 1993; figure 4.2a). Les effets de ce poinçonnement de l'Inde se sont ensuite propagés beaucoup plus loin que la chaîne de l'Himalaya pour affecter des régions situées à plus de 1500km de la suture entre l'Inde et l'Asie. Ainsi, la tectonique du Tien Shan et de la Mongolie témoignent de cette convergence (Tapponnier, 1979). A l'heure actuelle, l'Inde continue sa progression à une vitesse de 5cm.a^{-1} . Cette convergence entraîne une déformation et une sismicité très active en Asie centrale (figure 4.2b).

La déformation continentale qui a succédé à cette collision a affecté des blocs de lithosphère continentale d'âge et d'histoire très variables. De 1987 à 1989, un profil entre Yadong et Golmud (figure 4.3) a permis la mise en évidence de six unités tectono-stratigraphiques (Wu *et al.*, 1991; Wu *et al.*, 1993). La mise en place de ces différentes unités (appelées 'terranes') a commencé dès le Permien pour s'achever fin Crétacé (figure 4.3). Ce profil synthétique montre qu'avant la mise en place des unités composant le plateau du Tibet,



b)

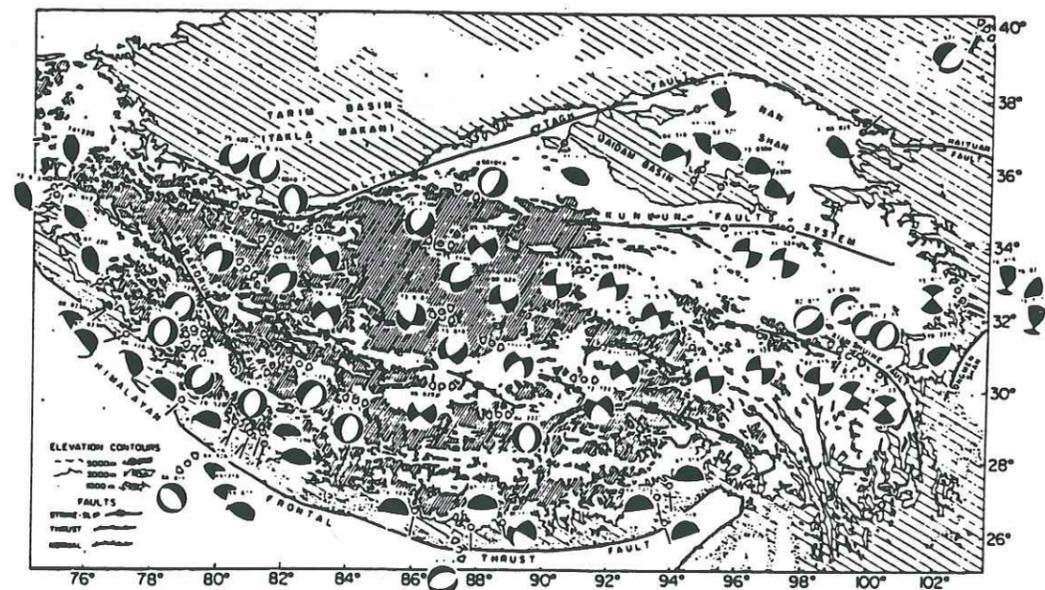


figure 4.2: Mouvement relatif Inde-Asie depuis le début du Tertiaire et sismicité actuelle. La collision entre l'Inde et l'Asie il y a 50Ma a entraîné une déformation importante du continent asiatique. (b) La sismicité sous l'ensemble du plateau est assez diffuse contrairement aux régions de l'Indu-Kush et du Pamir. La tectonique du plateau est compressive près de l'Himalaya, extensive au Sud du plateau pour être ensuite dominée par les mouvements décrochants du Nord-Est (Molnar, 1988).

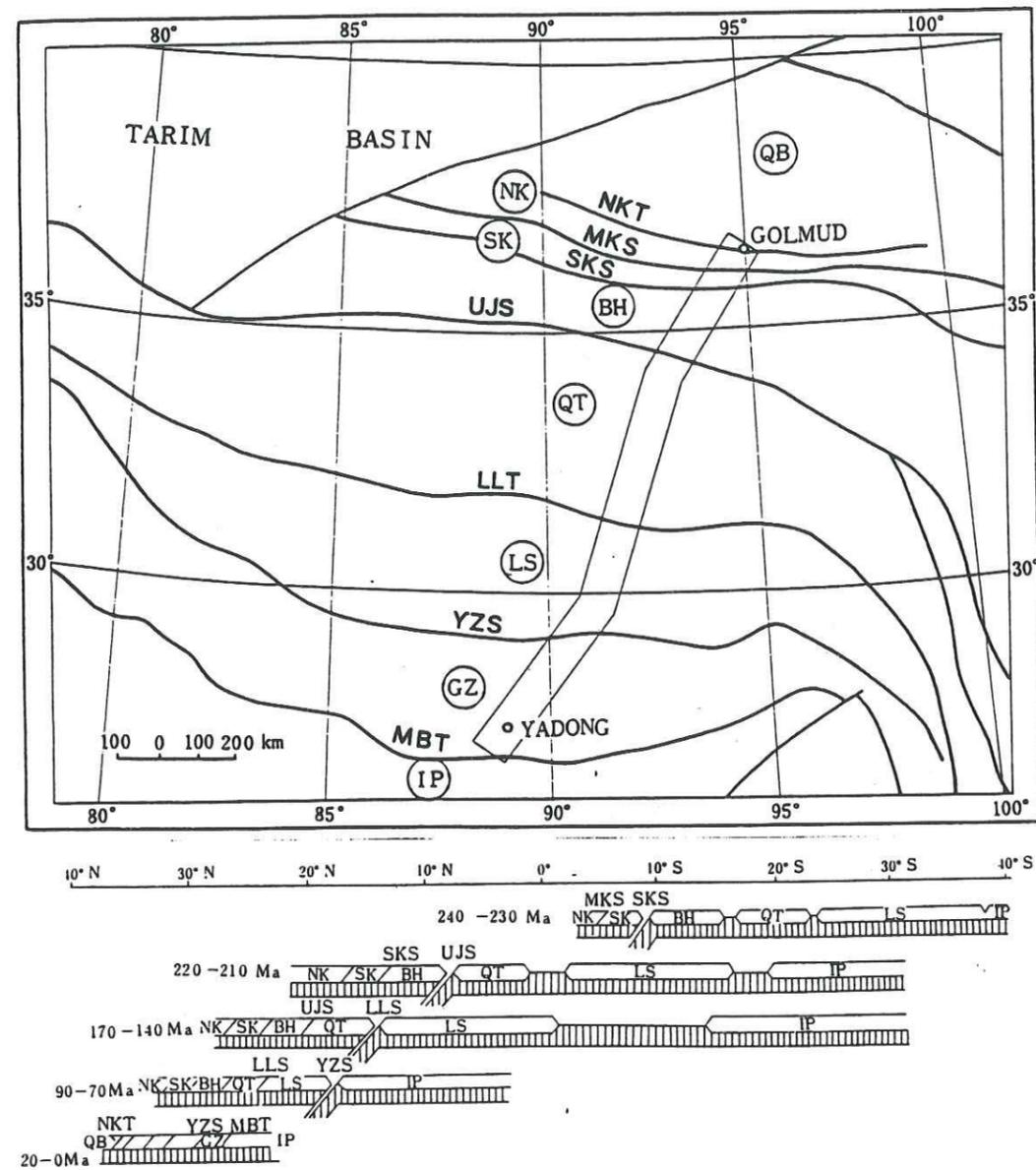


figure 4.3: Profil Yadong-Golmud traversant l'ensemble du plateau tibétain du Nord au Sud. L'ensemble des données tend à montrer une division en blocs ('terranes') du Tibet. Cette division est étroitement corrélée avec les sutures associées à des subductions d'âge s'étendant de la fin du Primaire à fin du Secondaire (Wu *et al.*, 1993).

une série de subductions à vergence Nord ont eu lieu au niveau de la faille du Kunlun (SKS) et de la suture de Jinsha (UJS). Cette dernière suture peut être reliée à la chaîne triasique de Songpan-Garze dont la vergence de la subduction est elle aussi Nord (Mattaer *et al.*, 1992). La variabilité crustale et lithosphérique de ces différents blocs contraste avec la régularité de la topographie sur l'ensemble du plateau tibétain.

Des études sismologiques ont été menées afin de résoudre le problème posé par l'anomalie topographique du plateau. En effet, la compréhension de la structure profonde de Tibet est fondamentale pour concevoir son évolution et son comportement.

IV-1.1.1. Etudes sismiques

En 1981, une campagne de sismique réflexion grand angle franco-chinoise a permis d'imager la structure du Moho sur plus de 500km. L'image finale représentée sur la figure 4.4 montre une interface croûte-manteau très perturbée (Hirn *et al.*, 1984). L'épaisseur de croûte calculée varie de **50 à 70km** avec des sauts de Moho très brutaux de 20km. Ces variations brutales ont alors été interprétées comme de chevauchements associés aux grandes sutures introduisant la croûte inférieure dans le manteau supérieur.

Cette interprétation des profils réflexion grand angle est, selon Molnar (1988), peu probable. En effet, des variations de 20km pour la profondeur du Moho devraient créer des perturbations de 150mGal pour l'anomalie de Bouguer. Or, l'étude des anomalies de Bouguer dans cette région ne permet pas de mettre en évidence des variations d'épaisseur croûte aussi importantes. De plus, il fait remarquer que les corrections apportées aux données sont basées sur des modèles de vitesses constantes. Les variations observées pourraient donc provenir de variations latérales des structures de vitesse ainsi que du manque de contrôle sur les modèles de contrastes de vitesse entre la croûte et le manteau. Ces incertitudes ne permettent pas de désapprouver le modèle de la figure 4.4, mais montrent que cette interprétation n'est pas unique.

En conclusion, il est possible de voir que la croûte sous le plateau tibétain n'est pas aussi homogène que sa topographie. Il existe une très grande variabilité latérale (vitesse et profondeur) ainsi que des interfaces à fort pendage. Ces variations pourraient être interprétées comme la manifestation de failles majeures affectant le plateau.

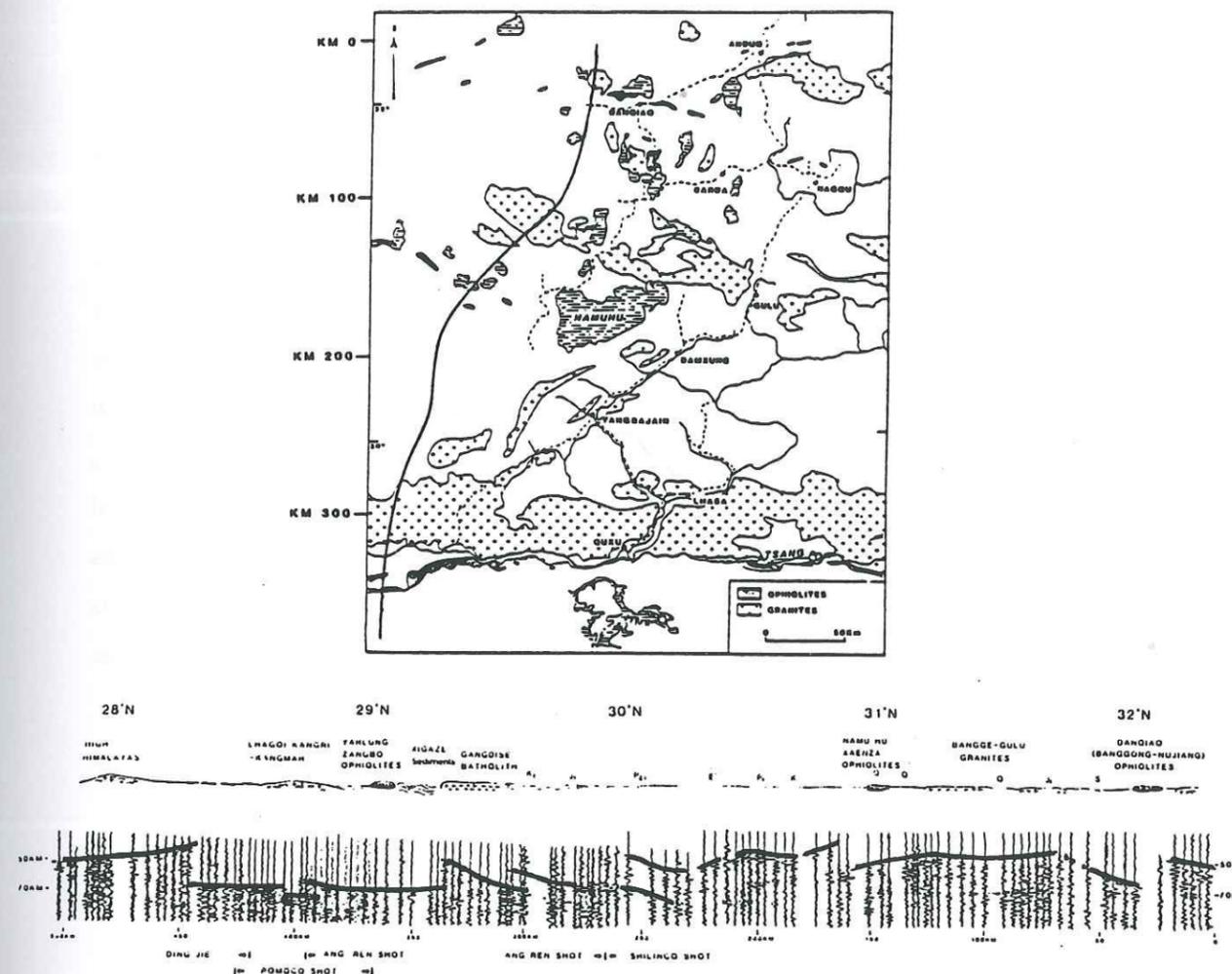


figure 4.4: Les grands profils de sismique réflexion grand angle montrent des variations importantes de la profondeur du Moho sous le Sud du plateau. Ces sauts de profondeur peuvent être interprétés comme des variations de vitesse ou des variations d'épaisseur (Hirn *et al.*, 1984).

IV-1.1.2. Ondes de volume

Ni et Barazangi (1983) ont étudié la propagation des ondes P_n , P_g et S_n sous l'Himalaya et sous le plateau tibétain. La première observation essentielle montre que la vitesse des ondes réfractées à l'interface croûte-manteau est très élevée. Les ondes P_n ont une vitesse moyenne de $8.42 \pm 0.10 \text{ km.s}^{-1}$ alors que les ondes S_n se propagent à $4.73 \pm 0.06 \text{ km.s}^{-1}$. Ces vitesses caractérisent, selon les auteurs, une structure de bouclier. La seconde observation, montre que la propagation des ondes de cisaillement dans le manteau supérieur n'est pas uniforme. En effet, Ni et Barazangi observent que sous la région du Chang Tang (figure 4.5), les ondes S_n présentent une très forte atténuation. La localisation géographique de cette région relativement atténuante est en très bonne corrélation avec le volcanisme présent dans cette région. Les datations de ces épanchements volcaniques donnent des âges miocènes ($< 20 \text{ Ma}$) à récents (Arnaud *et al.*, 1992). Ces auteurs proposent deux modèles pour cette zone volcanique. L'élévation de température dans le manteau supérieur pourrait provenir:

- Soit d'une fracturation de la croûte du Nord Tibet causée par une extension Est-Ouest des unités la composant.
- Soit d'une délamination de la lithosphère comme conséquence d'une interaction entre les asthénosphères convectives de l'Inde et du Tibet.

Le modèle global alors proposé pour la formation du Tibet est représenté sur la figure 4.5. Les vitesses caractéristiques des boucliers sous le plateau tibétain sont expliquées par un doublement de la croûte. Ce doublement crustal proviendrait d'un sous charriage de la croûte indienne sous la croûte tibétaine. Un tel modèle pose alors un second problème: qu'est devenue la lithosphère mantellique sous le Tibet?

Molnar (1988) constate qu'il n'est pas possible de conclure directement sur la structure profonde du Tibet à partir des vitesses obtenues par Ni et Barazangi. En effet, du fait de la plus grande profondeur du Moho, il est nécessaire de corriger les vitesses des ondes réfractées de la sphéricité de la Terre ainsi que de la pression et de la température engendrées par l'existence d'une croûte double. Malgré ces corrections, les vitesses restent relativement élevées avec 8.27 km.s^{-1} pour les ondes P_n et 4.68 km.s^{-1} pour les ondes S_n .

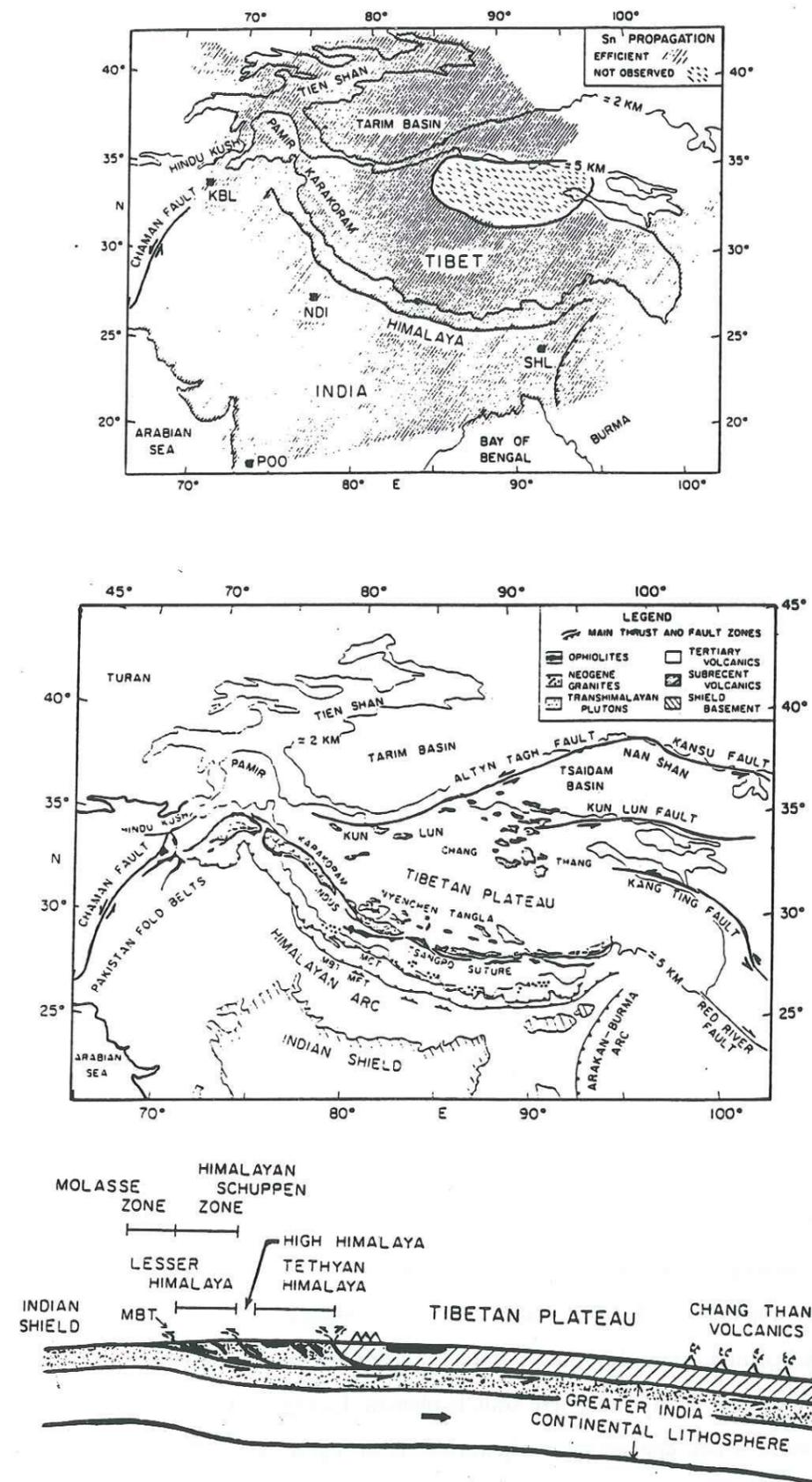


figure 4.5: L'étude de la propagation des ondes S_n a permis de mettre en évidence une forte atténuation sous la région du Chang Tang. Cette forte atténuation est corrélée avec la présence en surface d'édifices volcaniques. Le manteau sous cette région Nord du plateau est donc perturbé thermiquement. Les vitesses élevées des ondes P_n et S_n sous le reste du plateau sont très proches des vitesses des vieux boucliers. Le schéma interprétatif montre donc un sous charriage du bouclier indien sous la plaque asiatique (Ni et Barazangi, 1983).

Une étude similaire a été menée par Lyon-Caen (1986) sur les ondes S_n et SH basses fréquences. Là encore, les vitesses sont élevées mais des différences de structure entre l'Inde et le Tibet sont clairement observables (figure 4.6a). En dessous de 250km, il n'existe plus de différences observables sur les vitesses des ondes SH. Ce qui tendrait à prouver que malgré les vitesses de propagation élevées, le plateau du Tibet ne possède pas la structure d'un bouclier. La très faible épaisseur de lithosphère mantellique sous le Tibet (30 à 40km) est en accord avec les données gravimétrique qui montrent, que pour supporter la topographie, une partie de la lithosphère aurait du se détacher (Lyon-Caen et Molnar, 1983).

Toutes ces données montrent trois choses essentielles:

1. La croûte sous le Tibet est très épaisse, aux alentours de 70km.
2. La vitesse des ondes de volume est élevée, mais certaines zones (Chang-Tang) montrent une très forte atténuation des ondes S. Il existe donc des variations latérales de structure sous le plateau tibétain.
3. La lithosphère mantellique sous certaines parties du plateau tibétain n'est pas très épaisse. Une partie de celle-ci a donc disparu. Cette donnée va à l'encontre du doublement de la croûte par sous charriage de la croûte indienne.

IV-1.1.3. Données des ondes de surface

Les ondes de surface, du fait des longueurs d'ondes étudiées, permettent d'appréhender des variations de structures aux échelles crustales et lithosphériques. Brandon et Romanowicz (1986) ont étudié les vitesses de propagation de modes fondamentaux des ondes de Rayleigh pour des périodes allant de 30 à 80sec. La méthode consiste à étudier deux séismes alignés sur un grand cercle terrestre avec une station sismologique. Il est alors possible d'estimer les effets de la lithosphère et de l'asthénosphère de la région séparant les deux événements (méthode des trajets purs). Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.6b. On peut observer que comme pour les études menées avec les ondes de volume, il existe une variabilité importante de la lithosphère sous le plateau. La région de Chang Tang présente une croûte relativement peu épaisse en comparaison de la région des Kunlun. Cette variation de 15 ± 5 km du Moho s'accompagne, en profondeur, d'une variation latérale de la vitesse des ondes S dans le manteau. En dessous de 100km, le manteau semble homogène.

Bourjot (1991), en calculant une tomographie des vitesses des ondes de surface sous le Tibet, a elle aussi mis en évidence une variation latérale de vitesse et/ou de structure sous l'ensemble du plateau tibétain. Outre les bassins sédimentaires du Qaidam et du Tarim, elle observe une zone à moindre vitesse sous le Chang Tang et ce, pour une période de 38s. La coupe schématique de vitesse obtenue peut être comparée à celle de Brandon et Romanowicz (figure 4.6c). Une zone de faible vitesse ($V_s=3.10\text{km.s}^{-1}$) est ainsi mise en évidence dans la croûte mais le Moho resterait lui constant à **65km** contrairement au modèle de Brandon et Romanowicz qui montre des variations d'épaisseur de Moho. Les variations de vitesse latérales sont faibles en dessous de 50km et deviennent nulles vers 100km. Ce dernier modèle n'est pas simple à interpréter. Mais, l'homogénéisation des vitesses à 100km va à l'encontre de l'origine mantellique profonde (diapir) du volcanisme observé. L'existence de cette anomalie à proximité de la chaîne du Kunlun laisse supposer l'existence d'un lien entre la formation montagneuse et le volcanisme. Ce lien pourrait être la présence d'une subduction continentale sud sous la chaîne du Kunlun. Cette subduction aurait engendré le volcanisme Miocène et serait reliée, par un décollement crustal sous le bassin du Qaidam, à la chaîne de Qilian Shan (Tapponnier *et al.* 1990, Bourjot, 1991). La figure 4.6d montre le modèle tectonique déduit des données de la tomographie des ondes de surface. La topographie du plateau tibétain avancerait par sauts successifs. Ces sauts tectoniques relieraient différents plans de subduction par des plans de décollements intracrustaux.

Les données provenant de l'analyse des ondes de surface montrent, comme les études citées précédemment, une variation latérale de structures et de vitesses sous le Tibet. Les modèles proposés par les différents auteurs expliquent la formation de la topographie du Tibet par l'existence de subductions continentales et par la délamination de la lithosphère sous la région du Chang Tang (zone à forte atténuation).

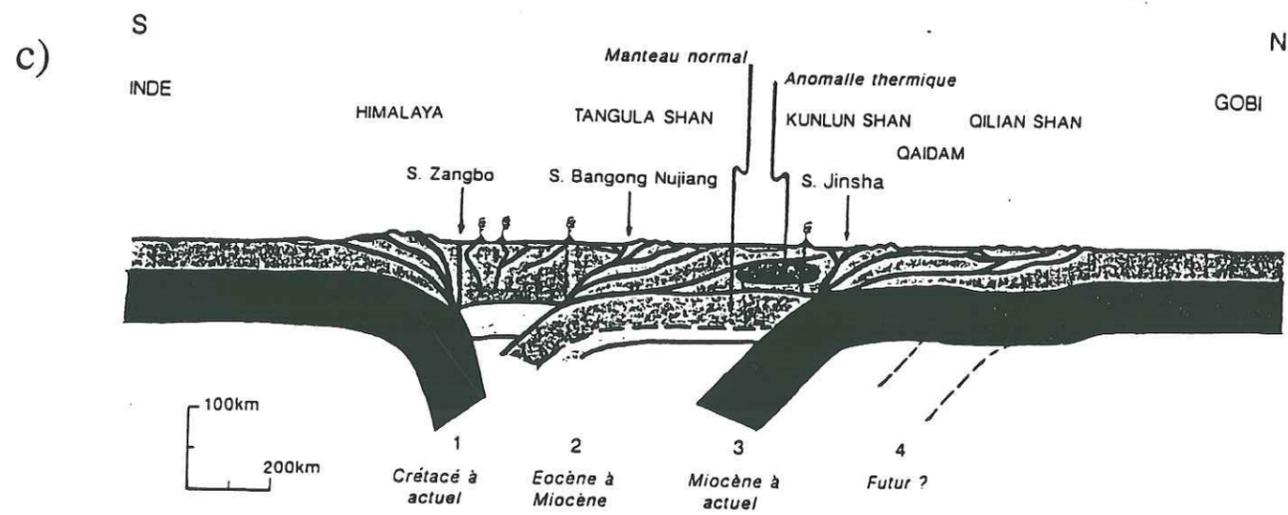
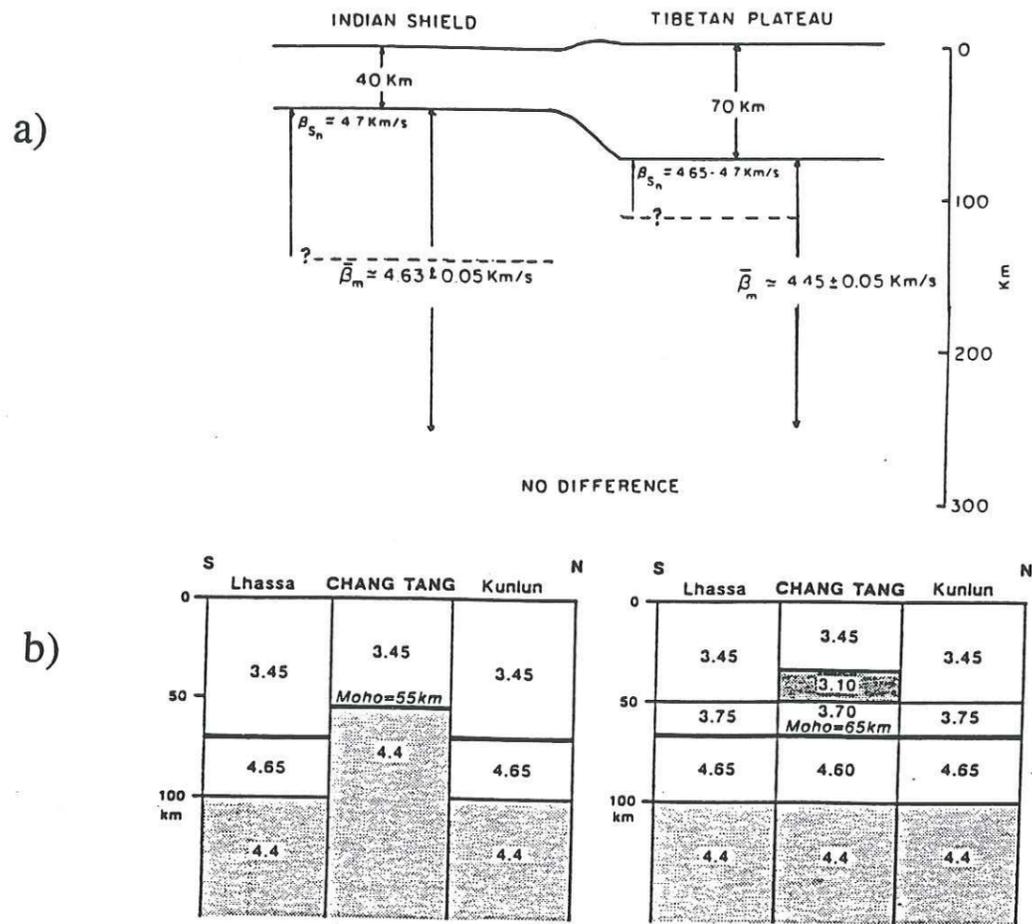


figure 4.6: (a) Les vitesses différentes dans le manteau entre le bouclier indien et le plateau tibétain montrent qu'il n'existe pas de sous-charriage de la partie indienne sous la plaque asiatique. (b) Les études à partir des ondes de volume montrent aussi des perturbations sous la région du Chang Tang. (c) Le modèle de Bourjot (1991) associe l'atténuation du Chang Tang à une subduction continentale sous la chaîne du Kunlun (Lyon-Caen, 1986; Bourjot, 1991).

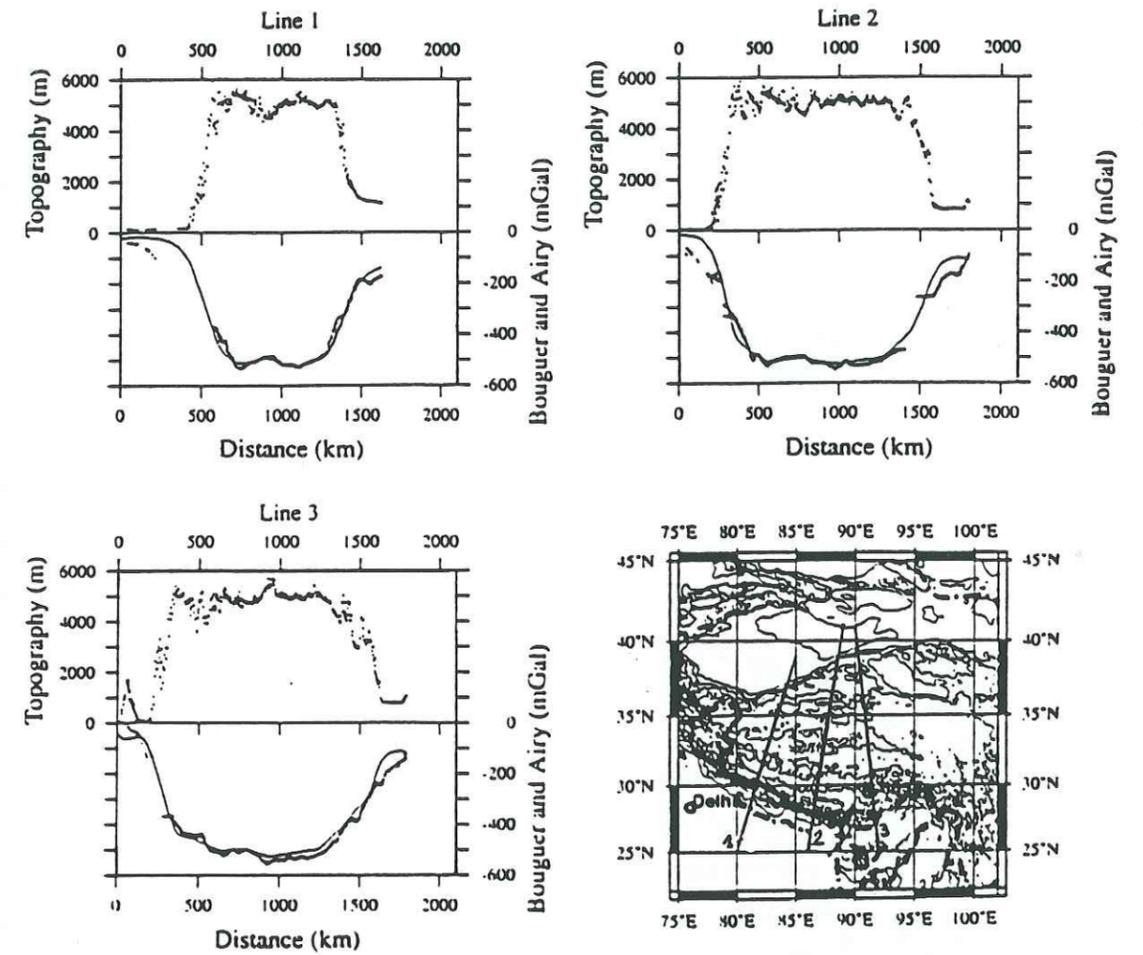


figure 4.7: L'anomalie de Bouguer mesurée (trait épais) et estimée à partir du modèle d'Airy (trait fin) montrent une très bonne cohérence. La topographie semble donc compensée en profondeur (Jin *et al.*, 1994).

IV-1.1.4. Données gravimétriques

Jin *et al.* (1994) ont étudié les variations de l'anomalie de Bouguer sur l'ensemble du plateau tibétain. La figure 4.7 montre trois profils topographiques et les anomalies de Bouguer correspondantes. Les corrections de Bouguer ont été faites en corrigeant les données gravimétriques d'une densité 'topographique' de 2.67 dans un rayon de 166.7km. Le modèle utilisé ici est un modèle d'Airy avec une épaisseur de croûte de 60km. La densité du manteau étant prise constante et égale à 3.30. L'élévation topographique ne semble donc nécessiter aucune variation de densité dans le manteau pour expliquer les anomalies de Bouguer mesurées. Les études faites par ces auteurs montrent qu'il existe plusieurs longueurs d'onde dans les profils d'anomalies de Bouguer. La longueur d'onde estimée pour le manteau supérieur serait de 500km. La rigidité du manteau qui en découle ne permettrait pas, selon les auteurs, un épaissement de la lithosphère correspondant au doublement de la croûte. Seul un modèle en subduction continentale permettrait d'absorber le raccourcissement sur l'ensemble du plateau.

IV-1.1.5. Données géologiques

• Mouvements actuels du Tibet.

A l'heure actuelle, l'extrusion latérale du plateau tibétain est une donnée particulièrement bien acceptée. Les études menées par Tapponnier et Molnar (1977) et Peltzer *et al.* (1989) ont montré que la faille de l'Altyn Tagh qui sépare le Tarim du Tibet, possède un mouvement sénestre. Le taux de déplacement dans la partie centrale de la faille représente 30mn.a^{-1} et cela depuis le début de l'holocène (les mesures étant faites à partir des décalages de morphologies glaciaires). Des mouvements décrochants similaires ont été observés par Kidd et Molnar (1988) pour la faille du Kunlun. Le déplacement moyen le long de la cette donne un taux de 13mn.a^{-1} durant tout le Quaternaire. Selon ces auteurs, les déplacements rapides vers l'Est des unités composants le Tibet (depuis l'holocène) absorberaient une très grande partie de la déformation engendrée par le poinçonnement de l'Inde dans l'Eurasie. Les modèles analogiques et numériques confirment la possibilité d'une extrusion vers l'Est du Tibet pour compenser la convergence Nord-Sud. La figure 4.8a montre l'effet d'un poinçonnement obtenu lors de modélisations analogiques de la collision continentale. Le modèle général décrit par Avouac et Tapponnier (1993) montre bien l'importance des grandes failles décrochantes dans

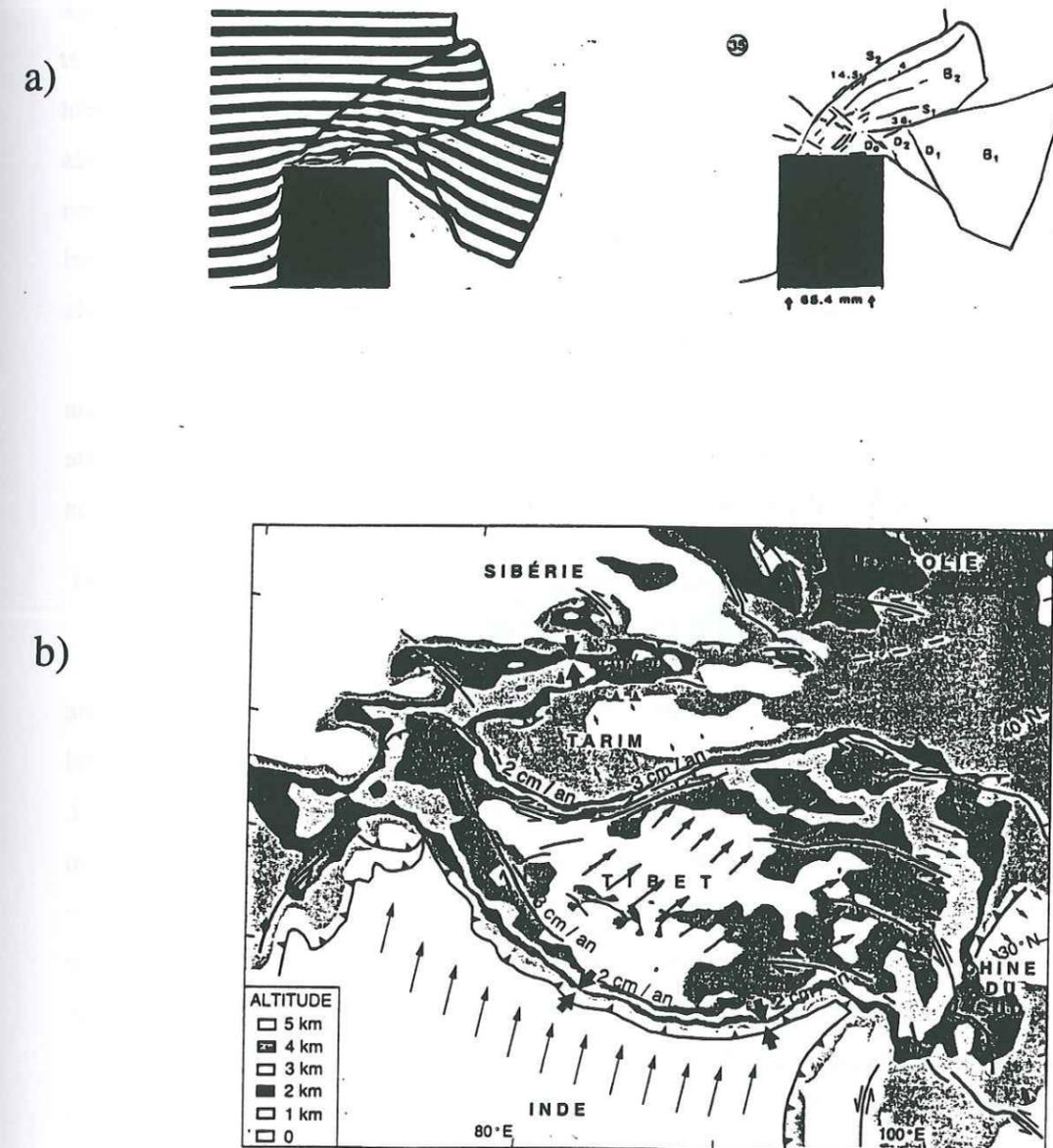


figure 4.8: Modélisation analogique et interprétation des mouvements absolus du Tibet. (a) Les modèles analogiques de poinçonnement de l'Asie par un bloc rigide (bouclier indien) montrent de très bonnes corrélations avec les observations de terrains. (b) L'extrusion vers l'Est du plateau tibétain permet d'absorber une grande partie de la convergence Nord-Sud (Peltzer et Tapponnier, 1988; Avouac et Tapponnier, 1993).

la tectonique actuelle du Tibet. La grande majorité de la convergence Inde-Tibet est absorbée par les mouvements relatifs horizontaux des quatre blocs principaux (figure 4.8b).

Outre ce mouvement d'extrusion vers l'Est du Tibet, il est possible d'observer l'existence de grabbens dans le Tibet Sud (Molnar et Tapponnier, 1978). Ces failles normales, d'âge quaternaire, correspondent à une extension Est-Ouest de la croûte tibétaine. Selon Molnar *et al.* (1993) et Coleman et Hodges (1995), cette extension serait corrélée avec un changement climatique du plateau et donc, à une élévation de **1000m à 2500m** en moins de **10Ma**. D'après les auteurs, ce phénomène très rapide ne peut s'expliquer que par l'élimination par convection asthénosphérique de la lithosphère sous le Tibet (figure 4.9a). L'apport de matériel mantellique chaud et moins dense aurait permis la formation de la topographie sur l'ensemble du plateau.

Pour Willett et Beaumont (1994), ce changement tectonique brutal pourrait provenir d'un retrait rapide d'une zone de subduction continentale sous le plateau (figure 4.9b). Cette hypothèse suppose que la subduction lithosphérique soit à vergence Sud, c'est à dire un modèle inverse à celui proposé par Mattauer (1986).

• Le volcanisme du plateau.

De nombreux édifices et épanchements volcaniques couvrent le Tibet (figure 4.5). Ils ne couvrent pas la totalité du Tibet mais essentiellement la partie Nord et Sud. Le bloc central (Qiantang jusqu'à la suture d'Ul-Jinsha) ne semble en effet pas trop affecté. Arnaud *et al.* (1992) ont analysé l'origine et l'âge de ce volcanisme. Ce magmatisme très riche en potassium a débuté entre 20 et 25Ma. Il est composé de deux pôles: une composante acide et une composante basique correspondant respectivement à une source crustale et à une source mantellique du magma. La richesse en potassium et en éléments incompatibles des magmas donne à ceux-ci une origine lithosphérique. Le modèle présenté par Arnaud *et al.* (1992) suggère que le volcanisme du Nord Tibet est pour origine une subduction lithosphérique sous la chaîne du Kunlun (figure 4.9c). Molnar *et al.* (1993), préfèrent voir dans ce volcanisme, la manifestation de la délamination de la lithosphère par des mouvements convectifs.

• Existence de sous unités lithosphériques.

Comme l'ont montré les études géophysiques, le plateau tibétain présente des variations latérales de structures. Ces variations peuvent être reliées à l'accolement de différents blocs

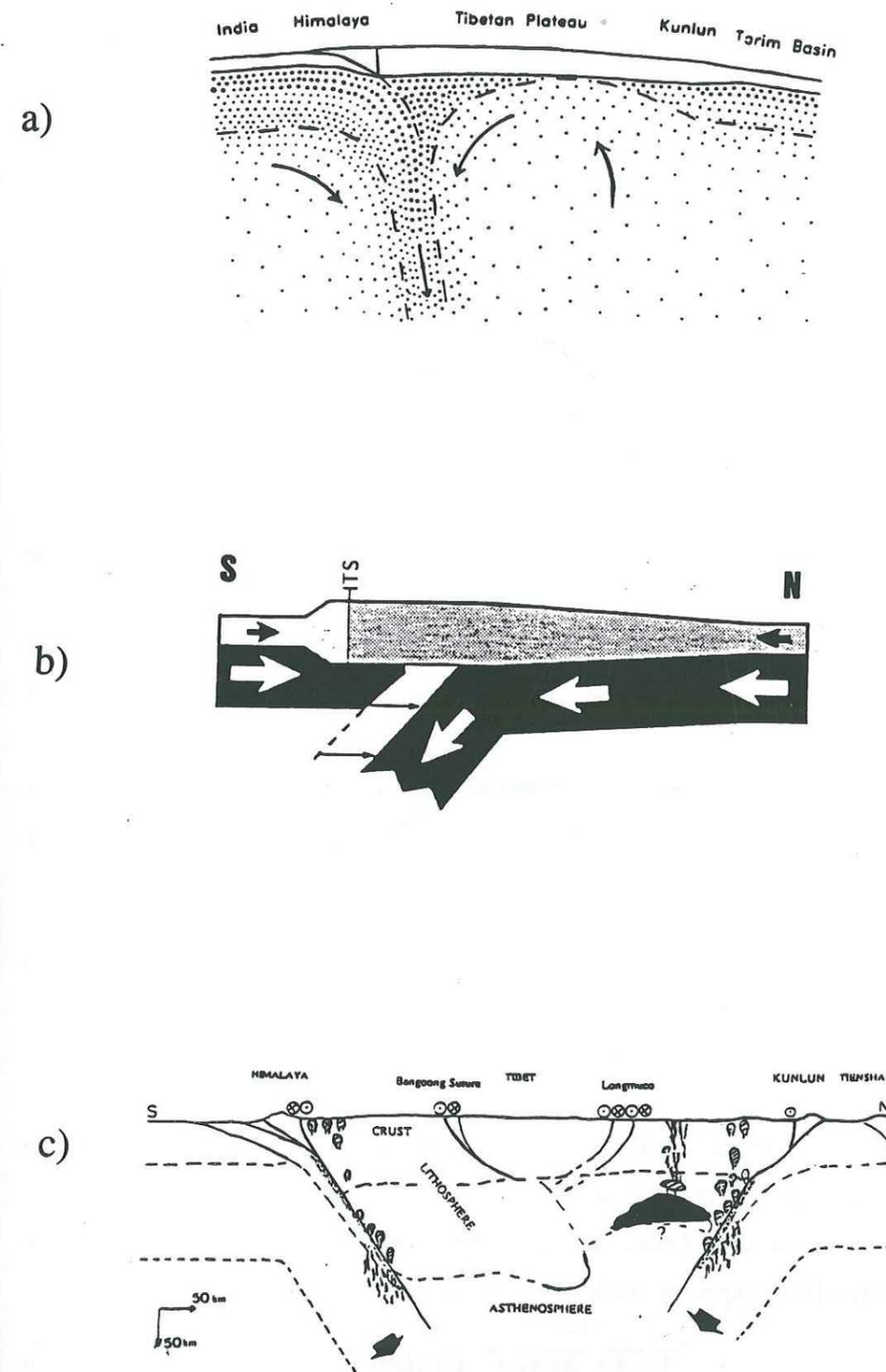


figure 4.9: Exemples d'interprétation de la tectonique du Tibet. (a) Le retour convectif associé à la subduction sous l'Himalaya permettrait la délamination du manteau et la remontée du relief (Molnar, 1988). (b) Un retrait du plan de subduction vers le Nord permettrait d'expliquer la formation du relief et la migration vers le Nord de la tectonique (Willett et Beaumont, 1994). (c) L'étude du volcanisme sur le plateau montre une origine lithosphérique pouvant être associée à une subduction sous la chaîne du Kunlun (Arnaud *et al.*, 1992).

lithosphériques durant toute la convergence entre l'Inde et le Tibet. Mattauer (1986), distingue quatre types d'unités. (1) Les vieux boucliers dont l'individualisation remonte au Protérozoïque. (2) Des unités dont la tectonique est essentiellement calédonienne et hercynienne. (3 et 4) Les unités d'âge tertiaire qui composent l'essentiel du plateau tibétain. Ces différents blocs d'âge et d'histoires différents ne réagissent pas de la même façon à la déformation. Cette diversité contraste clairement avec la topographie uniforme du plateau.

• Les bassins sédimentaires.

L'observation de la carte géologique du Tibet montre qu'il existe au Nord du plateau des bassins sédimentaires. Ces bassins d'avant chaînes sont datés essentiellement du Tertiaire. Les sédiments qui les composent vont du Paléozoïque à l'actuel. La figure 4.10 montre la localisation ainsi que des coupes de ces bassins sédimentaires. Pour la région Nord Tibet, on remarque deux grands bassins: le Qaidam et la Tarim. Un troisième, le bassin, d'Erdaogou localisé en altitude sur le plateau, se trouve en arrière de la chaîne du Kunlun. Son origine tectonique est donc différente des deux bassins précédents.

1. *Le Tarim*: Ce bassin sédimentaire, coincé entre les chaînes montagneuses du Tien Shan et du Kunlun, se trouve à une altitude moyenne de **1500m**. De par sa position, il reçoit les produits d'érosion des topographies voisines. L'épaisseur totale des sédiments représente **15km**. La sédimentation du bassin a débuté au Paléozoïque mais l'essentiel des apports (**10km**) a eu lieu au Tertiaire (Néogène). C'est à cette période que les chaînes de montagnes bordières ont débuté leur surrection.

2. *Le Qaidam*: Situé entre les chaînes du Kunlun et du Qilian Shan, le bassin du Qaidam reçoit, comme le Tarim, les produits d'érosion des topographies voisines. Son altitude moyenne est de **3000m** et sa profondeur est estimée entre **8 et 10km**. L'essentiel de la sédimentation est composé d'apports du Tertiaire Supérieur et du Quaternaire. Ce bloc, dont le socle est d'âge précambrien à paléozoïque, a subi une subsidence engendrée par la compression Nord-Sud. Cette subsidence tectonique a été comblée entre le Néogène et le Quaternaire par **6000 à 8000m** de sédiments. Ce taux de sédimentation moyen laisse supposer que le bassin sera entièrement comblé dans **3 à 4Ma**.

3. *Le Bassin d'Erdaogou*: Il s'agit d'un bassin sédimentaire situé à une altitude très élevée de **4800m**. Il est limité au Nord par la Suture de UI-Jinsha (UJS) datée du Trias supérieur (Wu *et al.*, 1993). Le bassin est essentiellement

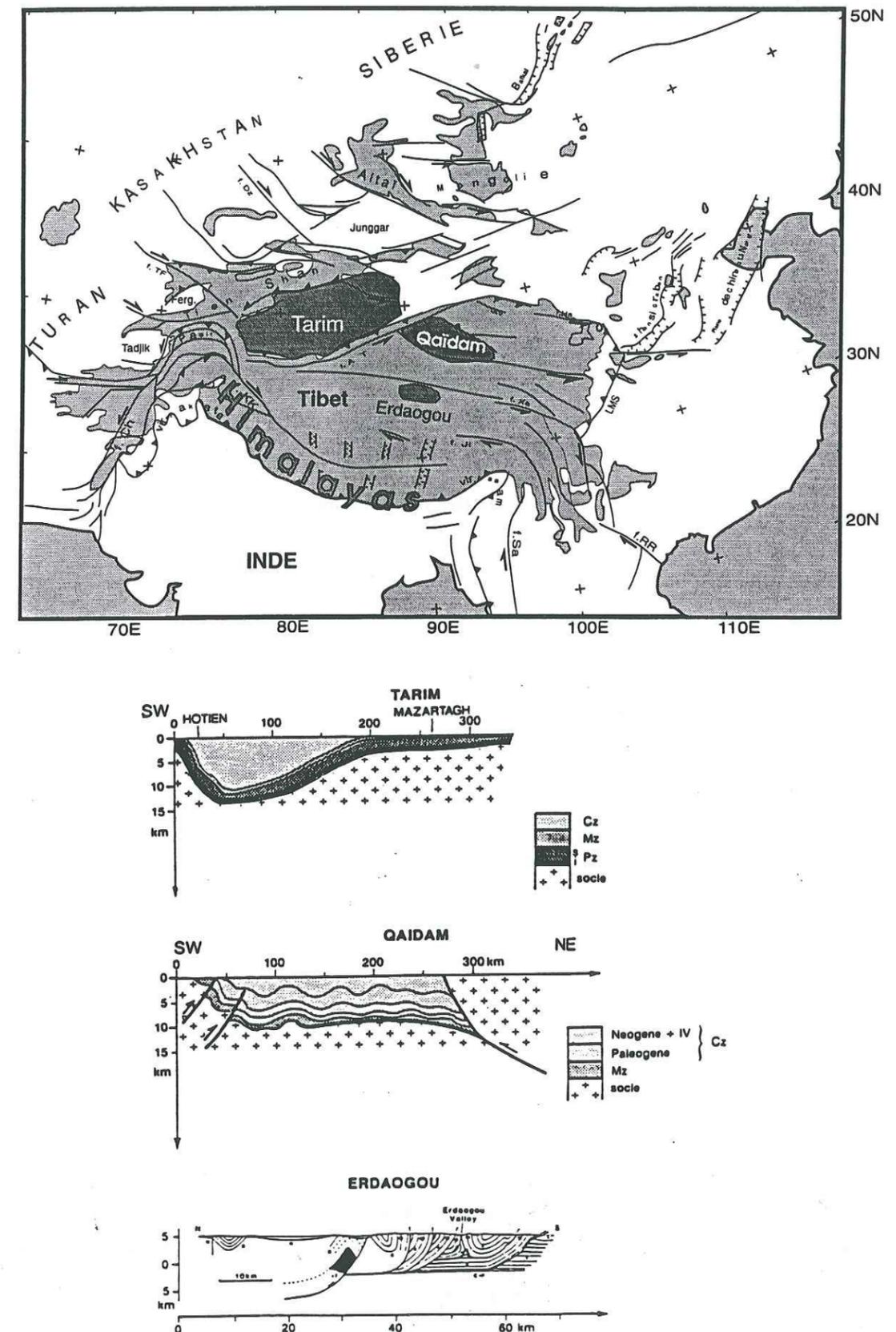


figure 4.10: Les bassins sédimentaires actuelles du Tibet. Le bassin du Qaidam et d'Erdaogou sont le siège d'une tectonique active. Le taux de remplissage du Tarim, du Qaidam et d'Erdaogou sont très importants depuis la fin du Tertiaire à l'actuel.

composé de sédiments détritiques (grès rouges) datés du Paléogène sur une épaisseur totale de 7km (Bourjot, 1991). Tous ces sédiments tertiaires reposent en discordance sur des séries permo-triasiques déformées par la collision entre les blocs de Qiantang et de Bayan Har. Le remplissage tertiaire a donc dû compenser une subsidence du bloc de Qiantang ou d'une variation topographique inégale entre les blocs composant le Nord du plateau tibétain.

Toutes ces informations géophysiques et géologiques ont permis de contraindre différents modèles de formation du plateau tibétain suite à la collision Inde-Asie. C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

IV-1.2. Modèles tectoniques du Tibet

Comme nous avons pu l'entrevoir dans le paragraphe précédent, les données concernant le Tibet ne permettent pas d'établir un modèle global de formation du plateau. Cette diversité d'interprétations tectoniques est corrélée avec le fait que, malgré une topographie stable ($5000 \pm 1000\text{m}$), le plateau tibétain n'est pas uniforme. En effet, si l'on prend l'exemple du volcanisme, on peut s'apercevoir (figure 4.5) que celui-ci n'est pas réparti de façon uniforme sous tout le plateau. A cela, s'ajoute le fait que le plateau s'est formé, avant la collision Inde-Eurasie, de l'accolement d'unités lithosphériques d'âge et d'histoire différents. Ces unités ne peuvent réagir de la même façon à la déformation (Mattauer, 1991).

IV-1.2.1. Modèle d'épaississement homogène

La première hypothèse de formation est basée sur l'idée d'un épaississement homogène du plateau tibétain suite à la collision (Dewey *et al.*, 1988). Dans un premier temps, la croûte s'épaissit par chevauchement. Le raccourcissement est alors absorbé par étirement vertical de la croûte et de la lithosphère mantellique. Puis, du fait de la résistance des unités tectoniques situées au Nord du Tibet (Tarim), le Tibet a commencé son extrusion vers l'Est le long de grands décrochements. La troisième phase de la convergence décrite par ces auteurs correspond à une propagation vers le Nord de la compression (chaînes du Qilian Shan et du Tien Shan). La figure 4.11a résume les différentes étapes décrites par Dewey *et al.* (1988).

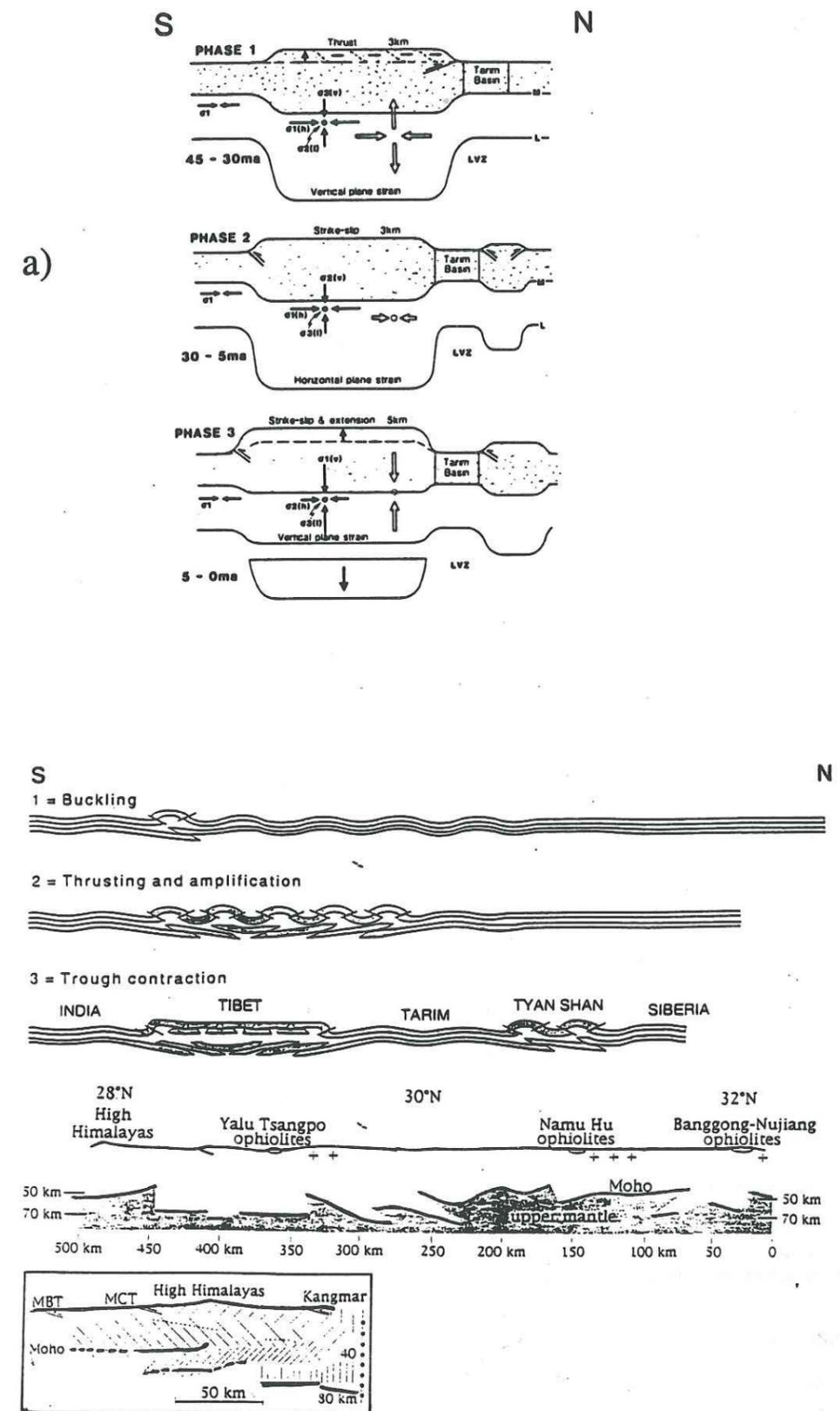


figure 4.11: (a) Le modèle d'épaississement homogène de l'Asie implique une extension verticale de l'ensemble de la lithosphère en réponse à la contrainte Nord-Sud. La bassin du Tarim joue le rôle d'un bloc rigide transmettant intégralement les contraintes horizontales qui lui sont appliquées (Dewey *et al.*, 1988). (b) Modèle de flambage et de charriages multiples des interfaces fragiles dans la croûte et dans le manteau. Les modèles analogiques montrent, comme le profil de Hirn *et al.* (1984) des variations de Moho importantes (Burg *et al.*, 1994).

Cette hypothèse de description du Tibet semble très peu probable au regard des données géologiques et géophysiques décrites précédemment. En effet, l'homogénéité de la lithosphère n'est pas en accord avec les données d'ondes de surface et de sismique réfraction (Brandon et Romanowicz, 1986; Hirn *et al.*, 1984). Le modèle proposé par Hirn *et al.* pourrait expliquer le raccourcissement de la croûte tibétaine par la mise en place de chevauchements à l'échelle crustale qui décaleraient le Moho. Mais il se pose alors le problème de la déformation de la lithosphère. Jin *et al.* (1988), en étudiant les longueurs d'ondes de déformation de la lithosphère mantellique, ont montré que cette dernière était trop rigide pour se déformer de façon homogène. Seule l'existence d'au moins une subduction intracontinentale permettrait d'accommoder dans le manteau supérieur un taux de raccourcissement équivalent à celui de la croûte.

Les modèles analogiques de raccourcissement décrits par Burg *et al.* (1994) montrent qu'il est possible d'obtenir, un épaississement de croûte de 60km à partir d'un raccourcissement de 50%. Une interprétation des modèles est présentée figure 4.11b. L'amplification du flambage de la lithosphère crée des structures cassantes dans la croûte et le manteau supérieur avec des 'longueurs d'ondes' caractéristiques différentes. La localisation de la déformation cassante après le flambage pourrait être expliquée par la présence des anciennes sutures d'âge Paléozoïque et Mésozoïque. La topographie particulièrement plane du Tibet peut alors s'expliquer par la présence de structures à double charriage dans la croûte supérieure ('pop-up'). Les sauts de Moho, dont la longueur d'onde est de 100 ± 20 km, semblent cohérents avec l'interprétation de Hirn *et al.* (1984). La figure 4.11b montre l'interprétation du profil sismique grand angle obtenu par Hirn *et al.* (1984). Les sauts de Moho ne peuvent être expliqués que par l'existence d'une lithosphère mantellique rigide et froide (Burg *et al.*, 1994). Cette observation est en accord avec les vitesses élevées des ondes réfractées au Moho (exception faite de la région du Chang Tang).

Les modèles analogiques précédents montrent une possibilité de déformation pour une croûte asiatique homogène avant la collision. Or, cette hypothèse n'est a priori pas vérifiée. En contrepartie, ils montrent que ce modèle de déformation lithosphérique peut rendre compte de la déformation de certaines sous unités composant le plateau tibétain.

IV-1.2.2. Modèle d'injection crustale

Cette interprétation de la formation du Tibet repose sur le comportement mécanique de la croûte inférieure. Le modèle d'injection crustale suppose que la croûte inférieure asiatique se comporte de façon très ductile contrairement à la croûte indienne qui pourrait être assimilée à un piston (Zhao et Morgan, 1985; Zhao et Morgan, 1987). Le rôle de piston de la plaque indienne est ici assez différent de celui utilisé pour les modélisations analogiques (Tapponnier *et al.*, 1986). En effet, pour le modèle d'injection crustale, la croûte indienne fait office de vérin hydraulique poussant la croûte inférieure indienne qui se comporte alors comme un fluide (figure 4.12a). L'élévation topographique est, dans ce cas, homogène sur tout le Tibet et la déformation dans la croûte supérieure asiatique pratiquement inexistante. L'idée nouvelle est de considérer la croûte asiatique comme un système ouvert qui assimile la croûte indienne durant la convergence Nord-Sud. De ce fait, selon les auteurs, l'altitude actuelle du plateau ne serait pas une anomalie mais représenterait simplement une progression logique. Seule l'extrusion vers l'Est de l'ensemble du Tibet pourrait atténuer cette progression logique de la topographie, ce qui expliquerait que l'augmentation de la topographie n'ait été que 1km depuis le Miocène (20Ma).

Ce modèle ne donne qu'une vision mécanique sur la formation du plateau et ne semble pas tenir compte des variations latérales initiales et actuelles. Un tel modèle de formation devrait engendrer un Moho 'horizontal' et une croûte inférieure homogène sous l'ensemble du Tibet. Ces deux phénomènes sont incompatibles avec les observations faites sur les profils de sismique grand angle (Hirn *et al.*, 1984).

IV-1.2.3. Modèles de sous charriage

L'idée d'un sous charriage de la croûte indienne fut introduite en 1924 par le géologue Argand. Reprise par Ni et Barazangi (1982), elle suppose la superposition à plat de la croûte indienne associée à son manteau lithosphérique sous la croûte asiatique (figure 4.12b). L'empilement des deux croûtes permet alors d'expliquer la profondeur du Moho observée sous le plateau tibétain ainsi que les vitesses relativement élevées des ondes S_n et P_n . Beghoul *et al.* (1993) proposent que ce sous charriage ne se fasse que sous les 2/3 Sud du plateau (figure 4.12c) et combine ce modèle avec une délamination thermique du manteau

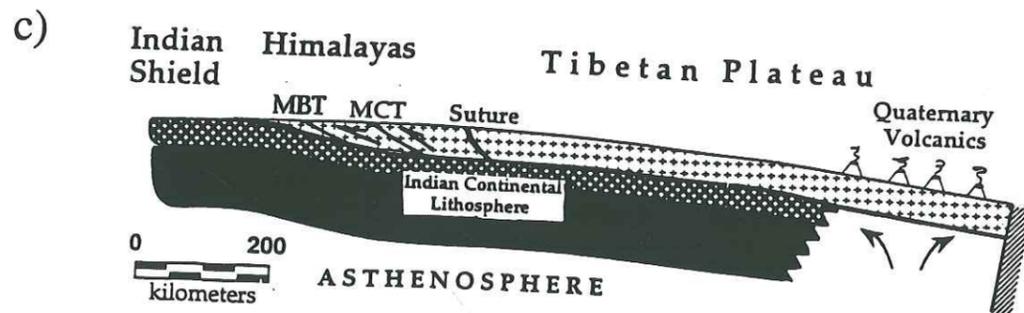
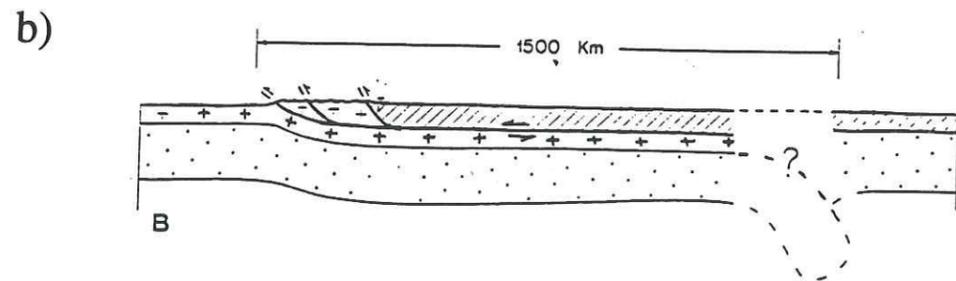
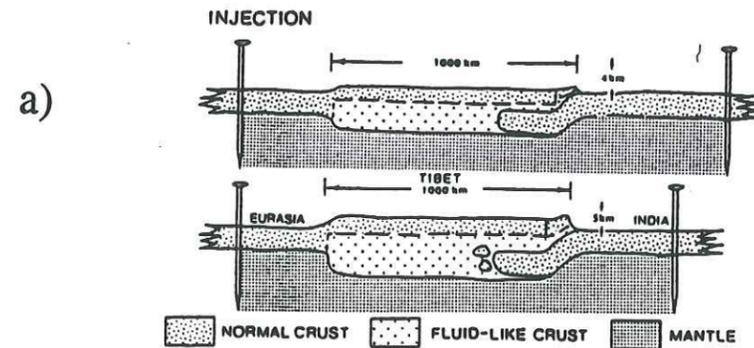


figure 4.12: (a) Le modèle de pompe hydraulique présenté par Zhao et Morgan (1985, 1987). La croûte indienne est intégrée au fur et à mesure de son avancée. (b-c) Modèle de sous-charriage à l'échelle du plateau. Celui-ci n'intègre pas la lithosphère asiatique et son comportement. L'avancée de l'ensemble de la lithosphère crée au front de la plaque une perturbation à l'origine du volcanisme (Ni et Barazangi, 1983; Beghoul *et al.*, 1993).

lithosphérique de la partie nord du plateau. Ce dernier modèle permet d'intégrer l'atténuation des ondes S_n sous la région du Chang Tang.

Cette modélisation tectonique suppose un découplage mécanique entre la croûte et le manteau supérieur sur plus de 1000km. Or, ce découplage sous tout le plateau doit se faire de façon homogène sous une croûte asiatique hétérogène au moment de la collision (Mattauer, 1986). A cela s'ajoute le problème de la lithosphère tibétaine. En effet, la coupe de la figure 4.12b montre clairement qu'il n'est pas possible de représenter ce modèle sans faire intervenir la lithosphère tibétaine et sa 'disparition'.

Ce modèle tectonique du Tibet ne semble donc pas vraiment réaliste car il ne permet pas d'expliquer les observations géologiques et géophysiques (volcanisme, extrusion latérale). L'étude de la structure profonde du plateau à partir des ondes SH faite par Lyon-Caen (1986) a montré qu'en dessous de 250km, le manteau ne présentait aucune variation latérale de vitesse. Ceci tend à démontrer que la lithosphère indienne (à structure de bouclier) n'a pas été sous-charriée sous l'ensemble du plateau tibétain. Mattauer (1990) précise, pour justifier de la non validité du modèle, que la déformation du plateau reste peu importante depuis le sud du bloc de Lhasa jusqu'au bassin d'Erdaogou (proche de la suture d'Ul-Jinsha). Ceci montre que la déformation n'a pas été homogène sur l'ensemble du plateau.

IV-1.2.4. Subduction(s) et extrusion

Le problème essentiel, comme nous venons de la voir, concerne le comportement de la lithosphère durant la collision. Chatelain *et al.* (1980) et Roecker (1982), après une étude de la sismicité profonde dans l'Hindu-Kush et le Pamir, ont montré qu'il existait dans cette région, une subduction continentale impliquant la croûte et la lithosphère. Reprenant les conclusions de l'étude précédente, Mattauer (1985) propose un modèle de subduction de la lithosphère continentale (figure 4.13a). L'idée de base est la suivante: "En l'absence d'anomalies thermiques, le manteau continental est d'autant plus froid, plus épais, et donc plus lourd qu'il est plus vieux; ainsi, dans les zones de convergence, la vieille lithosphère des vieux boucliers a tendance à s'enfoncer sous les lithosphères plus jeunes..." (Mattauer, 1986). La lithosphère indienne étant la plus vieille, la vergence de la subduction continentale sous l'Himalaya sera dirigée vers le Nord. Ce modèle fut confirmé par l'étude de la sismicité sous l'Himalaya de la figure 4.13b (Jiwen *et al.*, 1987). Les données semblent donc contredire l'étude faite par

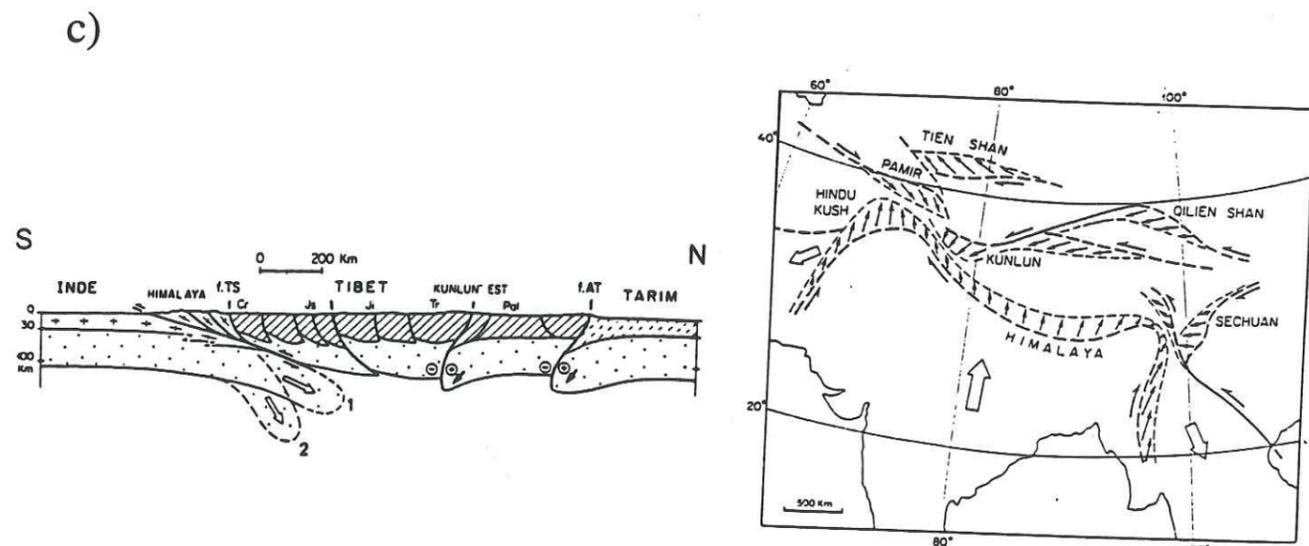
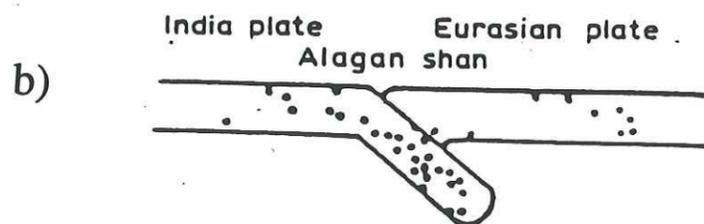
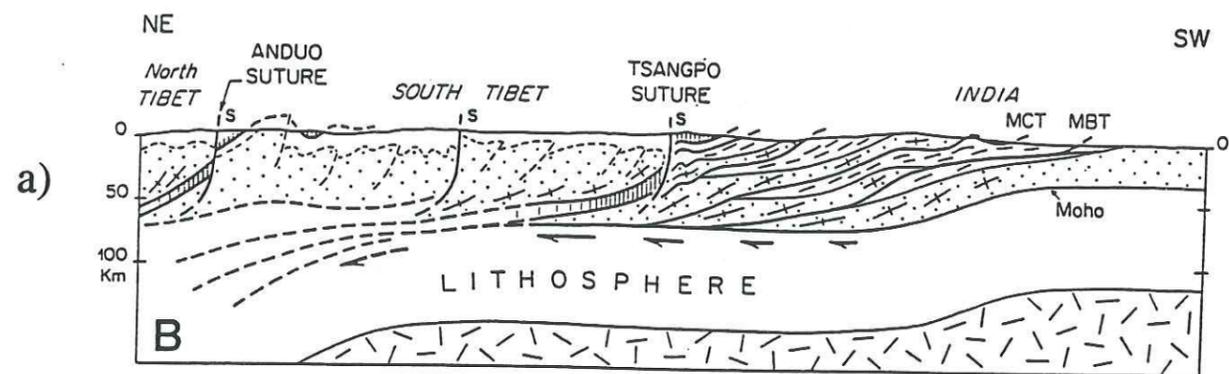


figure 4.13: (a) La subduction décrite par Mattauer (1986) ne se fait pas directement sous l'Himalaya mais plus au Nord sous la suture de Anduo. (b) L'étude de la sismicité permet de mettre en évidence des plans de subduction lithosphériques. (c) Le modèle final présenté par Mattauer (1986) présente une subduction majeure au Sud accompagnée de multiples chevauchements à l'échelle lithosphérique dans le Nord du plateau. Le mouvement des blocs est à la fois compressif et décrochant. Ces deux types de déformations se relaient dans l'espace et dans le temps.

Willet et Beaumont (1994) qui, pour expliquer l'élévation topographique du plateau, suppose la subduction de la lithosphère tibétaine sous l'Inde (figure 4.9b).

Mais une seule subduction ne permet pas d'expliquer l'élévation topographique de la totalité du plateau. Mattauer (1986) propose donc d'étendre son modèle de subduction continentale à l'ensemble du plateau tibétain (figure 4.13c). Les subductions mises en jeu sous le Tibet sont de moindre importance vis à vis de la subduction himalayenne mais permettent tout de même d'expliquer l'épaississement crustal. Dans cette géométrie, les grands décrochements décrits par Tapponnier et Molnar (1977) prennent toute leur importance. En effet, les subductions continentales, contrairement aux subductions océaniques, ne peuvent fonctionner de façon continue car une énergie de plus en plus grande est nécessaire au cours du temps pour agrandir le prisme continental. De ce fait, certaines limites de plaques ayant d'abord joué en subduction, se trouvent ensuite transformées en zones de décrochement (l'inverse est aussi valable). Le problème qui se pose alors est de connaître le rapport entre les décrochements et l'épaississement dans l'absorption de la convergence Inde-Asie.

La modélisation proposée par Avouac et Tapponnier (1993), basée sur les études analogiques de Peltzer et Tapponnier (1988), montrent l'importance de l'extrusion latérale dans l'étude de la déformation de l'Asie (figure 4.8b). La modélisation numérique démontre que 50% de la convergence peut être expliquée par l'extrusion vers l'Est du Tibet. Cette modélisation est donc en parfait accord avec la proposition de Mattauer.

L'étude du volcanisme faite par Arnaud *et al.* (1992) démontre l'existence d'une zone de subduction entre l'Inde et l'Asie; elle permet d'expliquer la présence de magmatisme tertiaire et quaternaire dans le Sud du plateau tibétain. Le volcanisme au Nord du plateau peut être justifié par l'existence d'une subduction à vergence Sud sous la chaîne du Kunlun. La région du Kunlun peut alors être assimilée à un prisme d'accrétion à l'échelle crustale. La formation de la chaîne du Qilian Shan serait reliée à la tectonique Sud du Kunlun par de grands décollements crustaux plats sous le bassin sédimentaire du Qaidam (Bourjot, 1991; Tapponnier *et al.*, 1990).

Les modèles à subductions multiples semblent donc être à l'heure actuelle, les modèles tectoniquement les mieux définis. Ils permettent d'intégrer une grande majorité des observations géologiques et géophysiques.

Pour expliquer le volcanisme et l'atténuation des ondes S_n de la région de Chang Tang, certains auteurs ont imaginé d'autres phénomènes mantelliques autres que l'existence d'une subduction continentale sous la chaîne du Kunlun.

IV-1.2.5. Perturbations mantelliques

Les perturbations peuvent être de deux types différents: un détachement de la lithosphère mantellique sous le Nord du plateau ou la remontée d'un panache thermique. Ces deux phénomènes, pouvant être intégrés aux différents modèles tectoniques précédents, permettent d'expliquer l'absence de lithosphère observée dans le Nord Tibet par Brandon et Romanowicz (1986).

- *Panache mantellique*: Le panache mantellique a été introduit pour expliquer la topographie et l'atténuation des ondes S_n sous le Nord-Est du plateau tibétain. En effet, la mise en place de la topographie (5000m) du Tibet est très récente. D'après Molnar *et al.* (1993), le Tibet aurait subi une remontée rapide de son relief il y a environ 10 à 8Ma. Cette remontée récente est associée avec une tectonique extensive (présence de grabbens). Comment relier ce phénomène avec la collision plus vieille de 40Ma?

Pour expliquer cela, Mattauer (1990) propose l'existence d'un panache mantellique. Son origine serait liée aux perturbations mécaniques et thermiques dans l'asthénosphère. En effet, le Tibet subit une extrusion latérale vers l'Est tout en étant le lieu d'une subduction océanique puis continentale. La présence d'une instabilité thermique sous le plateau ne semble donc être qu'une conséquence logique de la situation particulière du Tibet. Les mécanismes engendrés par cette mise en place du panache thermique auraient donc permis la formation de la topographie actuelle sans faire intervenir directement la tectonique de collision Inde-Asie. La figure 4.14a présente l'intégration de la remontée asthénosphérique dans le modèle à subductions multiples (Mattauer, 1990).

Cette hypothèse a été confirmée par Zhao et Xie (1993) qui, à partir de l'étude de la propagation de 353 trajets d'ondes P_n , ont montré la possibilité de l'existence d'une remontée mantellique sous le Tibet Nord accompagnée de descentes de matériaux relativement plus froids autour du panache.

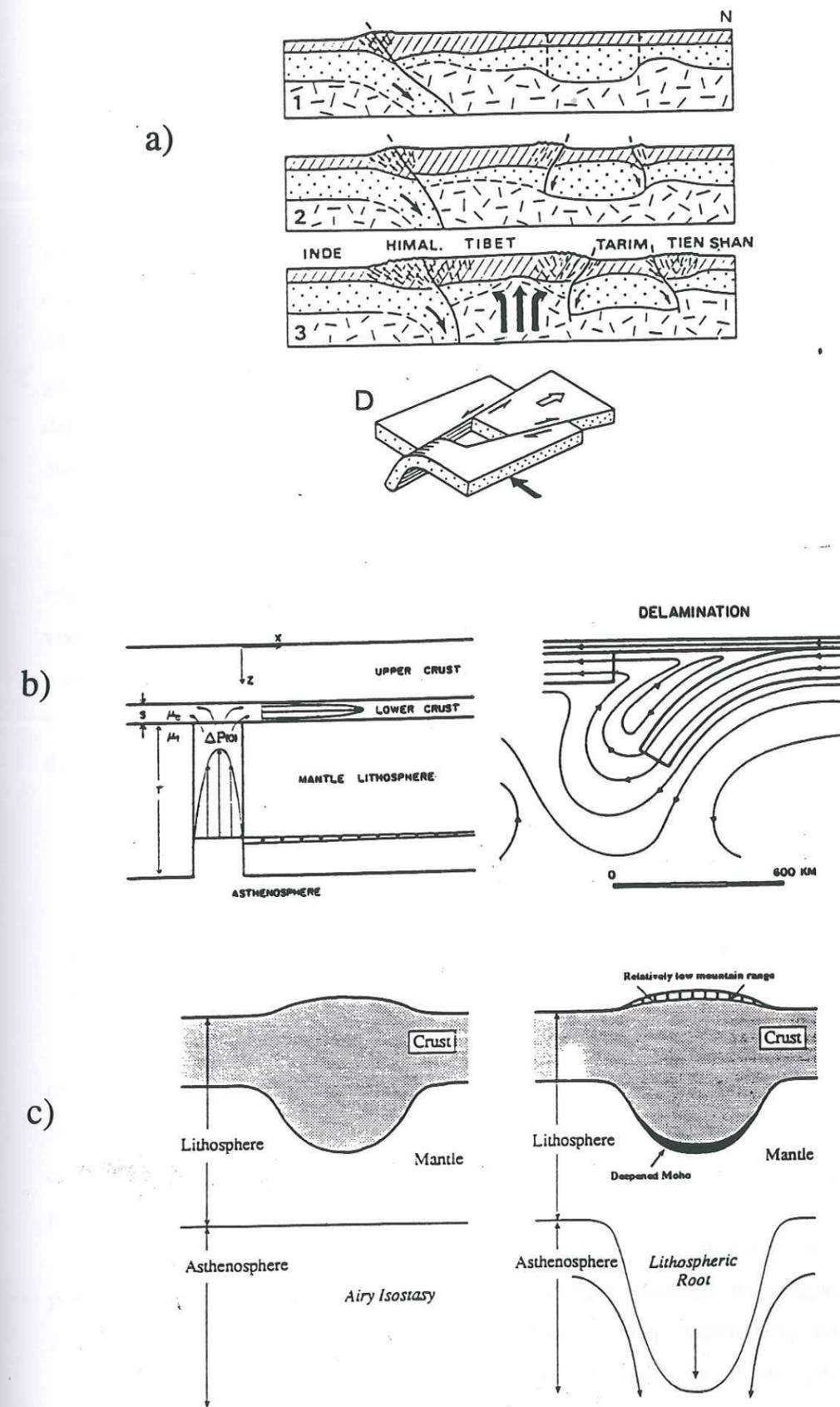


figure 4.14: Instabilité dans le manteau. (a) Mattauer (1990) intègre dans son modèle une remontée thermique associée à la subduction et à l'extrusion vers l'Est. (b) Bird (1979) propose que la lithosphère soit en équilibre instable du fait de sa densité. La moindre remontée asthénosphérique peut entraîner son enfoncement dans le manteau. (c) Molnar (1993) présente un modèle où une racine lithosphérique importante associée à la topographie du manteau est déstabilisée par la présence de convection dans le manteau inférieur.

- *Détachement lithosphérique*: Qualifié de scénario catastrophe par Mattauer (1990), ce modèle fut proposé par Bird (1979) et adapté à la tectonique du Tibet par Dewey *et al.* (1988). Les figures 4.b-c montrent le mécanisme de délamination de la lithosphère de Bird et celui de l'enfoncement de racines mantelliques proposé par Molnar *et al.* (1993). Dans des conditions tectoniques stables, la lithosphère, malgré une masse volumique plus élevée que celle l'asthénosphère ($+0.1\text{g.cm}^{-3}$), serait maintenue en état métastable de part son lien avec la croûte et son comportement mécanique (plus grande rigidité). Cette stabilité n'est pas pérenne et peut être perturbée par des remontées convectives d'asthénosphère dans le cas décrit par Bird ou par la création d'une racine lithosphérique sous une topographie. Le remplacement de la lithosphère par de l'asthénosphère moins dense serait donc à l'origine du rebond topographique et de la tectonique en failles normales observée depuis la fin du Tertiaire jusqu'au Quaternaire.

Dans le premier modèle, la délamination s'initie d'un côté de la lithosphère et se propage entre la croûte et le manteau, ce qui donne une remontée topographique étalée dans le temps. Dans le second cas, le plateau remonte de façon homogène et isochrone. Malgré tout, ces deux modèles tectoniques ajoutent, comme pour le diapir asthénosphérique, des contraintes très différentes des forces horizontales engendrées par la tectonique des plaques.

IV-1.2.6. Equilibre entre croûte et manteau

Tous les modèles tectoniques que nous venons de présenter, intègrent l'extrusion latérale ainsi que les déformations crustales et lithosphériques. Le rapport entre les deux types d'accommodation de déformation de la partie Asie n'est pas simple à appréhender car, ces deux phénomènes doivent absorber l'ensemble, ou du moins une très grande partie, du poinçonnement de l'Inde.

L'étude de la conservation de la matière crustale faite par Le Pichon (1992), montre qu'il existe un déficit de masse entre l'Est et l'Ouest du plateau. L'excès de masse crustale de l'Est ne compensant pas le déficit de la partie Ouest, Le Pichon propose que la partie inférieure de la croûte soit intégrée au manteau supérieur. Selon cet auteur, une croûte inférieure initialement basique (gabbroïque) peut atteindre, par éclogitisation, une densité de 3.6 (Le Pichon, Cours Collège de France, 1994). L'extrusion et l'éclogitisation explique entre un tiers et la moitié du raccourcissement depuis 45Ma. En contrepartie, pour expliquer une épaisseur moyenne de 70km de croûte, il est nécessaire que la croûte ne s'éclogitise pas. Pour cela, sa composition chimique initiale doit être suffisamment acide, ce qui entraînerait sa

granulitisation. Cette évolution métamorphique est donc très importante pour expliquer l'évolution de la croûte et de sa topographie sur l'ensemble du plateau.

Comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, de nombreux modèles tectoniques ont été proposés pour essayer d'expliquer la formation et l'évolution actuelle du couple Himalaya-Tibet. De par son étendue géographique et sa topographie, il est très difficile de proposer un modèle unique pouvant intégrer l'ensemble des contraintes géologiques et géophysiques. De plus, le plateau du Tibet ne s'est pas formé en une seule étape. Il semble que différents phénomènes tectoniques se soient succédés depuis la collision Inde-Asie il y a 50Ma. Les derniers modèles exposés font intervenir de ce fait trois paramètres différents: subduction intracontinentale, extrusion latérale et diapir mantellique ou délamination.

Tous ces modèles peuvent donc être contraints et améliorés par l'étude de données régionales permettant d'obtenir des informations sur la profondeur du Moho et sur les lois de vitesse dans la croûte et le manteau. Je vais donc présenter les différents résultats obtenus à partir de l'étude des séismes locaux et téléseismiques auxquels s'ajoute la tomographie de la vitesse des ondes P (Wittlinger *et al.*, 1995). Ces résultats seront ensuite confrontés aux différents modèles tectoniques.

IV-2. Résultats et interprétations du profil Lithoscope

Le profil Lithoscope du Tibet en 1993, fut installé au Nord du plateau Tibet dans la région du Kunlun (Figure 4.15b). Situé sur le grand axe routier Golmud-Lhassa, ce profil est perpendiculaire aux grandes structures tectoniques. Le passage entre le bassin sédimentaire endoreïque du Qaidam et la chaîne du Kunlun présente un dénivelé topographique très important de 2000m (figure 4.15a).

Les études présentées ici porteront sur la perturbation de la propagation des ondes P_n à l'échelle régionale, de l'anisotropie des ondes S et P, ainsi que des fonctions de transfert et de l'atténuation des ondes P. Pour compléter l'interprétation, j'ai choisi de joindre aux données

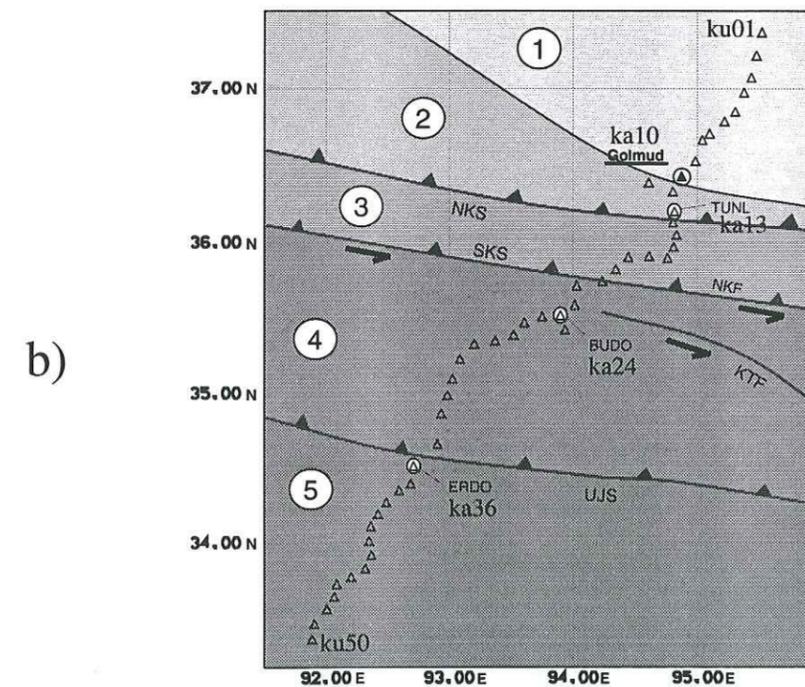
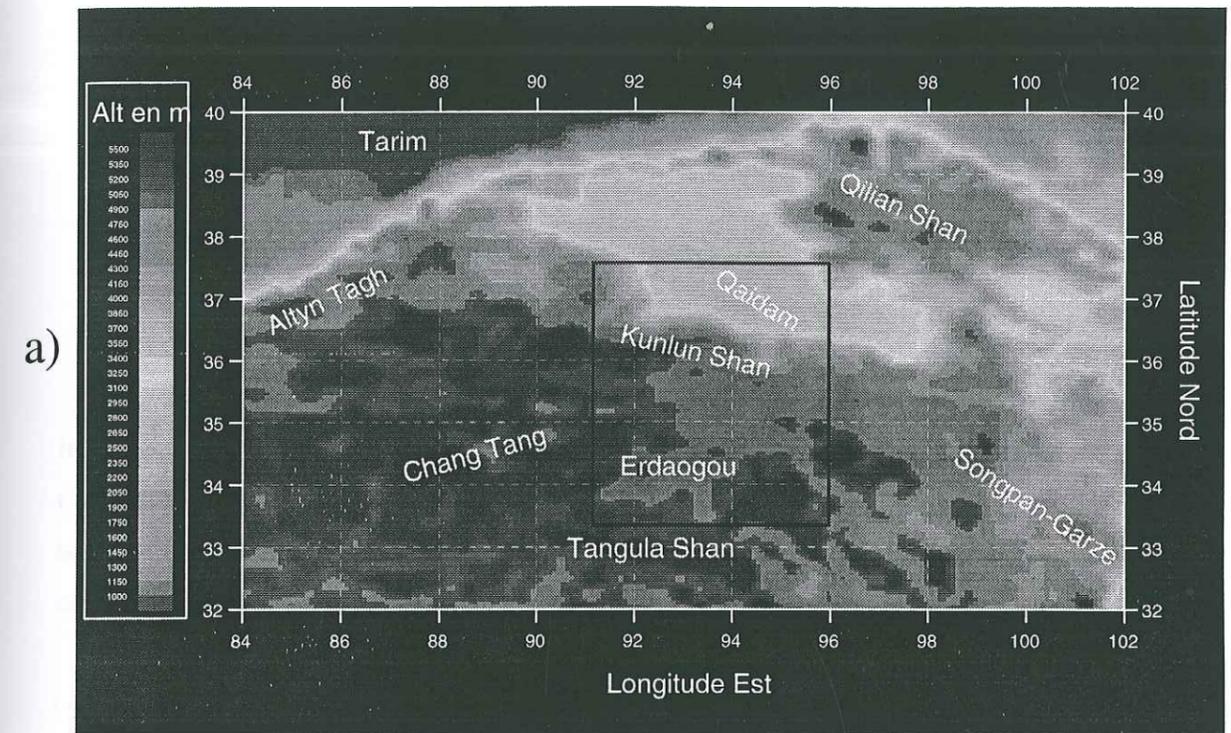


figure 4.15: (a) La topographie du plateau présente au Nord, tout au long de la chaîne du Kunlun, des variations topographiques importantes. Le rectangle noir montre la région étudiée par le profil Lithoscope. (b) La région présente une division en blocs. (1) Le bassin du Qaidam (2) le bloc Nord du Kunlun (3) le bloc Sud Kunlun (4) le bloc du Bayan Har (5) Le bloc du Qiantang. Les sutures d'âge secondaires importantes sont: la suture Nord Kunlun (NKS), la suture Sud Kunlun (SKS) et la suture d'UJ Jinsha (UJS). Les décrochements senestres de la faille du Kunlun et de la faille du Kang Tang se confondent à l'Ouest avec la suture Sud Kunlun (Transect Yadong-Golmud).

l'inversion de la vitesse des ondes P obtenue par Masson (Masson, 1995; Witlinger *et al.*, 1995).

IV-2.1. Localisation du profil

IV-2.1.1. Présentation géologique

Le Nord du plateau du Tibet, dans la région du Kunlun, présente un dénivelé très important. Cette rupture dans la topographie contraste avec la constance de l'altimétrie sur l'ensemble du plateau. Cette rupture entre la chaîne du Kunlun et le bassin du Qaidam est soulignée par la présence de la faille décrochante du Kunlun et d'un ensemble de sutures d'âge carbonifère à triasique. Nous avons dans l'ordre du Nord au Sud:

- La suture Nord du Kunlun: Il s'agit d'une suture tardi-carbonifère (~255Ma) entre les blocs du Kunlun Nord et du Kunlun Sud. Le long de notre profil, le bloc Sud Kunlun sera compris entre les stations **ku12** à **ku22**. C'est à ce niveau que la topographie commence à monter (1820m en 95km).

- La suture Sud du Kunlun: Cette suture s'est formée au Trias moyen (~235Ma) par une subduction à vergence Nord (référence au Nord actuel) sous le bloc Sud du Kunlun. Dès le passage sur le bloc Bayan Har, l'altitude ne varie plus et reste en moyenne à 4500±100m. La suture triasique est en partie confondue avec le décrochement de la faille du Kunlun (North Kunlun Fault) sur lequel vient se greffer le décrochement du Kang-Ting.

- La suture Ul-Jinsha: La suture de Jinsha correspond à la prolongation Ouest de la suture du Litang associée à la chaîne du Songpan-Garze (Mattauer *et al.*, 1992). Selon Wu *et al.* (1993), elle serait datée du Trias supérieur (~200Ma) et témoignerait d'une subduction vers le Nord (Nord actuel). Cette tectonique aurait permis la juxtaposition des blocs du Bayan Har et du Qiantang.

Le Nord du plateau du Tibet, de par sa tectonique Mésozoïque, présentait une structure crustale très inhomogène au moment de la collision Inde-Asie il y a environ 50Ma. Outre ces variations à l'échelle crustale, la lithosphère devait être aussi perturbée par les mouvements thermiques créés par les subductions successives. Actuellement, la tectonique en décrochement emprunte ces grands accidents d'âge principalement triasique. Ceci tend à

prouver que les sutures séparant les blocs sont des zones de faiblesse tectonique d'échelle crustale.

IV-2.1.2. Sismicité et tectonique

La figure 4.16a, montre la sismicité de la région du Kunlun pour la période 1980-1990. La sismicité se concentre essentiellement dans la partie Sud, dans la région d'Erdaogou. Cette activité en décrochement montre que la suture d'Ul-Jinsha ainsi que les failles associées font partie des grands décrochements permettant l'extrusion vers l'Est du plateau. Par contre, très peu de séismes peuvent être associés à la faille du Kunlun (tout du moins dans cette région).

Les mécanismes associés à ces décrochements montrent un jeu sénestre. Kidd et Molnar (1988) estiment, par l'étude des décalages des moraines glacières, que le jeu décrochant de la faille du Kunlun est de 13mn.a^{-1} depuis au minimum 1.5 à 3Ma. Cette tectonique décrochante associée à la compression Nord-Sud générale doit donc être à l'origine des principales déformations actuelles de cette région du Tibet.

IV-2.2. Présentation et interprétation des données sismologiques

La première partie de notre étude portera sur la détermination de l'épaisseur crustale sous l'ensemble du profil. Cette détermination des variations de profondeur du Moho est très importante car elle permettra de comprendre les mécanismes de la compensation isostatique à l'origine de la topographie. A cette étude, nous ajouterons une estimation de la variation du facteur de qualité des ondes P.

IV-2.2.1. Sismicité régionale et propagation des ondes Pn

Le tableau 4.17 et la figure 4.16b montrent les séismes régionaux enregistrés et localisés durant les cinq mois d'expérience. 43 événements ont été localisés à l'aide du programme Hypo71.

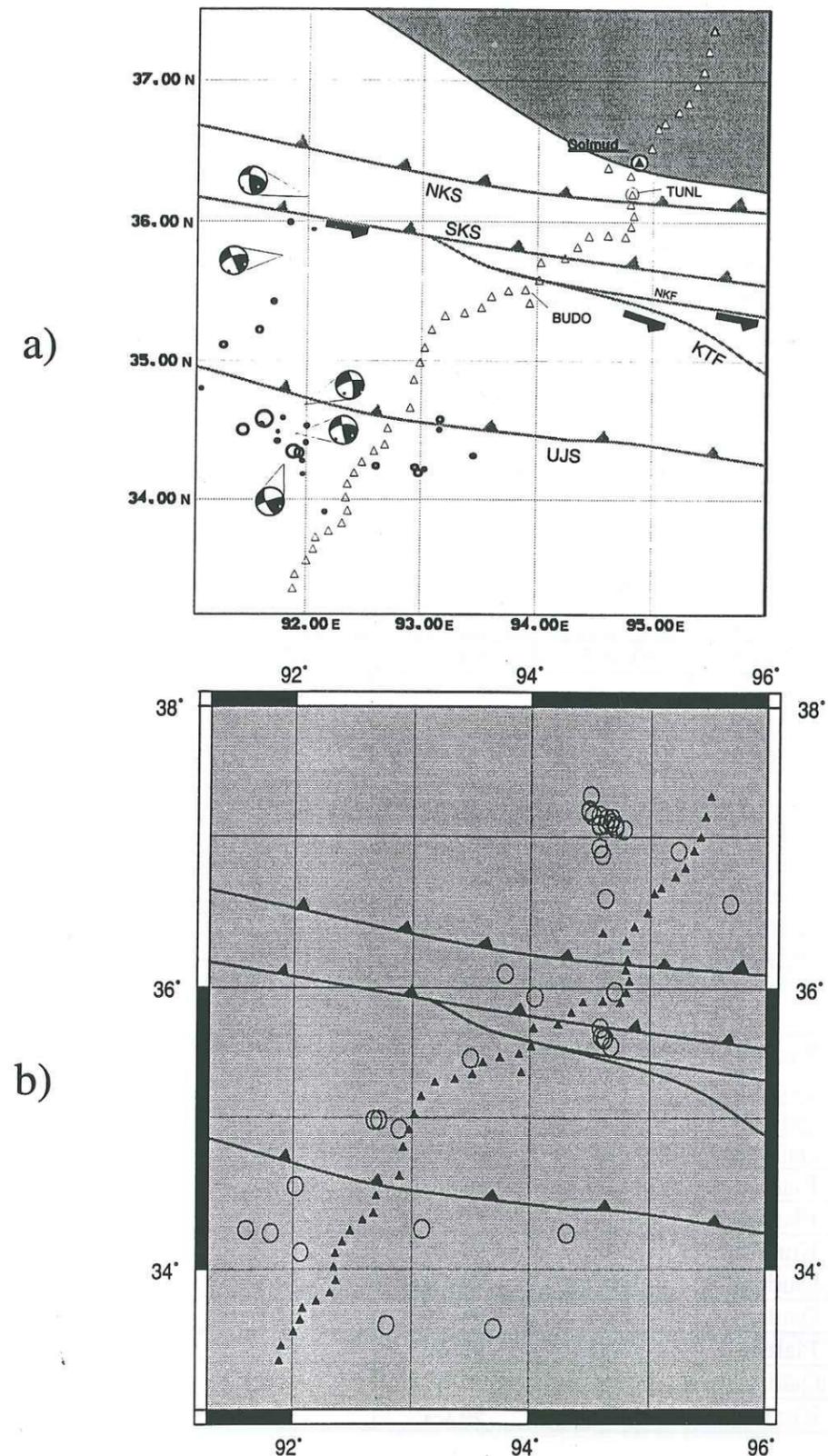


figure 4.16: (a) La sismicité associée au décrochement n'est pas très importante compte tenu du déplacement de 13mn.a^{-1} estimé. Les mouvements sont essentiellement décrochants. La suture d'Ul-Jinsha ainsi que le bassin d'Erdaogou semblent présenter une sismicité plus importante (données USGS 1980-1990). (b) Les événements enregistrés par les stations du réseau Lithoscope montrent une grande concentration dans le bassin du Qaidam. Quatre séismes semblent être associés à la faille du Kunlun.

Date	Localisation	Lat (°N)	Long(°E)	Profondeur	Nbre Stations	RMS
06/21 14h40	Kunlun	35.50	93.50	30	6	0.75
06/25 04h59	Plateau	32.80	93.55	0	6	0.59
06/26 21h47	Plateau	32.80	95.50	20	7	0.98
07/07 11h58	Qaidam	36.71±0.07	97.16±0.05	4±2	14/22	0.4/0.5
07/07 16h19	Kunlun	35.65±0.01	94.63±0.04	21	6/7	0.32/0.33
07/13 05h59	Kunlun	36.10±0.02	93.79±0.04	30±4	9/12	0.31/0.33
07/22 13h02	Plateau	34.26±0.1	94.31±0.1	17±8	8/13	0.48/0.46
07/27 22h23	Plateau	34.12	92.06	20	10	0.33
08/01 19h34	Plateau	35.06±0.02	92.69±0.04	25/5	22/18	0.45/0.34
08/03 04h05	Plateau	34.29	93.10	0	5	0.62
08/06 19h30	Kunlun	35.64	94.62	20	8	0.372
08/08 16h46	Plateau	34.26±0.04	91.81±0.1	2±2	7/5	0.16/0.1
08/17 04h42	Qaidam	36.38±0.1	96.18±0.15	10/0	9/9	0.58/0.6
08/18 18h28	Plateau	33.60	92.80	7	6	0.36
08/21 16h42	Qaidam	36.98±0.03	95.25±0.01	4.5±1	9/10	0.25/0.2
08/21 19h09	Kunlun	35.98	94.71	18	8	0.46
08/30 18h51	Plateau	35.06	92.73	10	7	0.2
09/02 03h30	Kunlun	35.72	94.59	20	7	0.35
09/02 06h05	Plateau	34.28	91.60	15	9	0.33
09/04 20h22	Qaidam	37.17	94.58	17	49	0.80
09/04 20h32	Qaidam	37.16	94.58	20	6	0.275
09/04 20h34	Qaidam	37.23±0.01	94.58±0.02	30±5	9	0.43
09/04 20h36	Qaidam	37.00±0.02	94.58±0.03	20	12/11	0.3/0.25
09/04 20h46	Qaidam	37.27	94.49	3	14	0.45
09/04 20h57	Qaidam	36.95	94.60	25	7	0.23
09/04 21h47	Qaidam	37.13±0.02	94.78±0.03	25/15	7/7	1.12/0.9
09/04 22h07	Qaidam	37.23	94.52	13	22	0.54
09/05 00h36	Qaidam	36.64	94.63	30	8	0.08
09/05 03h50	Qaidam	37.21±0.08	94.68±0.1	51/20	10/7	0.76/0.71
09/05 22h40	Qaidam	37.17	94.63	16	47	0.80
09/06 23h48	Qaidam	37.21±0.1	94.64±0.1	0/2	12/17	0.41/0.56
09/08 15h59	Kunlun	35.59	94.68	0	6	0.31
09/13 09h29	Qaidam	37.16	94.71	30	9	0.21
09/13 14h01	Qaidam	37.18	94.67	30	7	0.13
09/14 05h12	Qaidam	37.26±0.04	94.49±0.1	15/25	13/17	0.56/0.65
09/15 11h45	Plateau	35.00	92.90	25	6	0.1
09/24 00h42	Plateau	34.59	92.02	20	6	0.42
09/28 19h49	Kunlun	35.66	94.60	20	6	0.15
09/29 04h20	Qaidam	37.37	94.50	6	21	0.8
09/29 04h35	Qaidam	37.14	94.71	1	13	0.47
10/05 21h48	Plateau	33.58	93.70	6	7	0.36
10/12 17h49	Qaidam	36.60	95.69	30	7	0.22
10/16 22h55	Kunlun	35.94	94.04	27	8	0.33

tableau 4.17: Localisation des événements. Les localisations ont été effectuées à l'IPG Strasbourg et à Grenoble. Le premier chiffre donne la localisation de Strasbourg et le '±X' donne la variation avec la localisation que j'ai effectuée. La colonne RMS, résidu moyen par station, donne une estimation de la qualité de la localisation. Les lignes en gris donnent les localisation du catalogue PDE pour les événements les plus importants.

1. Crise sismique de Qaidam (4 et 5 septembre 1993)

La sismicité générale de la région du Kunlun enregistrée pendant quatre mois n'est pas très importante pour une région traversée par le décrochement de la faille du Kunlun. L'activité sismique ne se concentre pas, comme nous l'avons déjà vu grâce à la sismicité historique, le long des failles majeures. Quatre événements peuvent être attribués à la faille du Kunlun et trois proviennent de la suture de Ul-Jinsha (figure 4.16b). La grande majorité des séismes a été localisée dans les bassins sédimentaires d'Erdaogou et du Qaidam dont l'activité essentielle se résume à une crise de sismicité de trois jours (tableau 4.17). Du fait de la disposition géographique du réseau, aucun mécanisme au foyer n'a donc pu être estimé.

Historiquement, le bassin sédimentaire du Qaidam est le lieu d'une sismicité compressive (Molnar et Lyon-Caen, 1989). L'activité sismique y est très importante. Les magnitudes (Mb) données par le catalogue PDE sont de 5.0 pour le 09/04 20h22, de 4.9 pour le 09/04 22h07 et de 5.0 pour le 09/05 22h40. La localisation des hypocentres donne des profondeurs de foyers entre 13km et 25km. L'activité se localise donc dans la croûte, en dessous du bassin sédimentaire. Cette observation est en accord avec le modèle de grands décollements plats sous le bassin décrit par Bourjot (1991, figure 4.6c).

2. Modèle de vitesse et structures locales

L'étude de la sismicité à partir du réseau Lithoscope n'a pas permis de localiser avec une grande précision les foyers des événements. En effet, la route le long de laquelle nous avons installé les stations étant très rectiligne, l'ouverture du réseau n'a pas été suffisante pour contraindre suffisamment les localisations en profondeur.

Le modèle initial de vitesse utilisé pour minimiser les temps de trajet fut le suivant:

- 0-25km: $V_p=5.5\text{km.s}^{-1}$
- 25-50km: $V_p=6.5\text{km.s}^{-1}$
- $z>50\text{km}$: $V_p=8.0\text{km.s}^{-1}$

Le profil de vitesse utilisé est un profil moyen car le programme Hypo71 inverse les résidus pour des modèles en couches planes. La profondeur du Moho a été déterminée par l'observation des ondes PmP. La figure 4.19a montre quelques enregistrements d'ondes PmP. La précision sur la profondeur du réflecteur (ici le Moho) dépend de la localisation du foyer. Seuls les séismes contraints en profondeur ont donc été utilisés. La profondeur estimée pour la

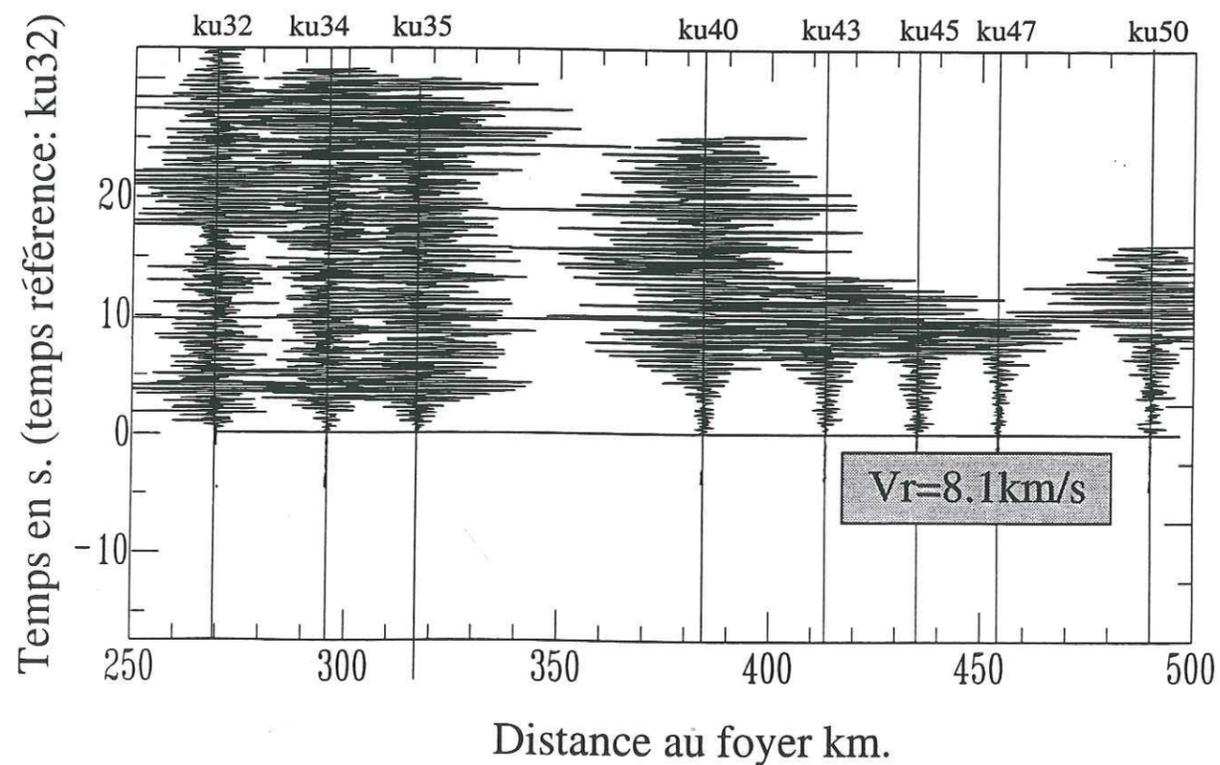
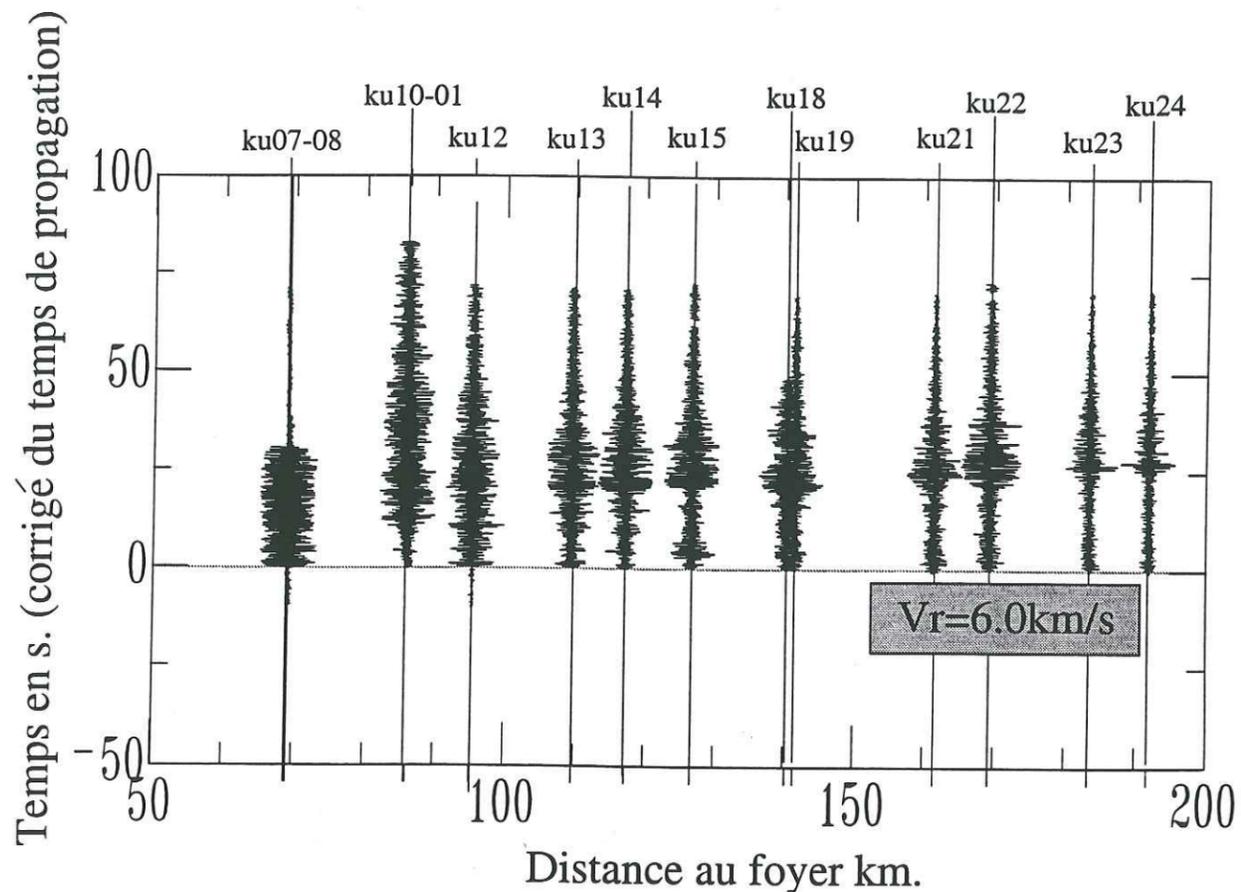


figure 4.18: Exemple d'hodochrones obtenues pour le séisme du 09/04 20h22. Il est enregistré par l'ensemble du réseau et permet d'estimer la vitesse des ondes P_g à 6.0 km.s^{-1} et à 8.1 km.s^{-1} pour les ondes P_n .

partie Nord du profil (ku01-ku25) est de $55 \pm 5 \text{ km}$. Pour la partie Sud (ku30-ku50), peu de phases PmP ont été observées. De plus, les stations situées au Sud ont enregistré beaucoup moins d'événements que les stations du Nord. De ce fait, les localisations ont été moins précises et ne permettent pas de contraindre la profondeur des séismes.

Les vitesses utilisées proviennent des vitesses réduites estimées sur les hodochrones des événements. La figure 4.18 montre les corrections de vitesses réduites pour les ondes P_g et P_n . Cette vitesse est de 6.0 km.s^{-1} en moyenne pour les ondes P_g pour l'ensemble des événements. La vitesse des ondes P_n est estimée à 8.0 km.s^{-1} . De légères différences entre le plateau et le bassin du Qaidam pour les vitesses des ondes P_n ainsi que pour la profondeur du Moho sont apparues lors des essais de localisation et de correction de vitesses réduites. Elle serait de $8.0-8.1 \text{ km.s}^{-1}$ sous le plateau et de 7.8 km.s^{-1} sous le bassin du Qaidam.

L'observation des arrivées des ondes P_n pour des séismes venant du Nord et du Sud du profil, montre qu'il existe, pour les stations situées sur la suture de Ul-Jinsha, une anomalie de propagation créant une rupture de 2sec sur l'hodochrone des premières arrivées. L'interprétation de ce saut dans les arrivées des ondes réfractées n'est, a priori, pas évidente car la brutalité de la rupture en temps (2sec sur 1 à 2 stations, soit environ 30km), implique des variations brutales au niveau du Moho. La figure 4.19b montre les variations dans les temps d'arrivée pour un événement de la région du Xizang. Ces variations peuvent être engendrées par un saut brutal du Moho sous la suture d'Ul-Jinsha. La modélisation d'une 'marche' (figure 4.20) montre que même une variation de 20km d'épaisseur de croûte ne parvient pas à expliquer la différence de 2sec observée. Aux variations de structure doit donc correspondre une variation de vitesse des ondes P dans le manteau et/ou dans la croûte. L'hodochrone de la figure 4.19b montre qu'il n'existe pas ou très peu de variation de vitesse des ondes P_n de part et d'autre du saut de Moho. La vitesse des ondes P dans la croûte doit donc être plus importante au Nord de la suture Ul-Jinsha. Une variation de 4% de la vitesse des ondes P ($6.5 \rightarrow 6.76 \text{ km.s}^{-1}$) permettrait de compenser les 0.5sec manquant au modèle décrivant une variation de Moho de 20km. Cette modélisation par diffraction fait intervenir de ondes réfractées au Moho. Dans ce cas de figure, l'effet de la marche en surface n'est visible qu'avec un décalage de 60km par rapport au saut en profondeur. Si l'on fait intervenir des ondes se propageant dans le manteau supérieur (figure 4.20b), le décalage en surface diminue du fait de l'angle d'incidence plus faible. Mais cette modélisation ne montre pas une rupture brutale dans les arrivées comme le modèle en diffraction.

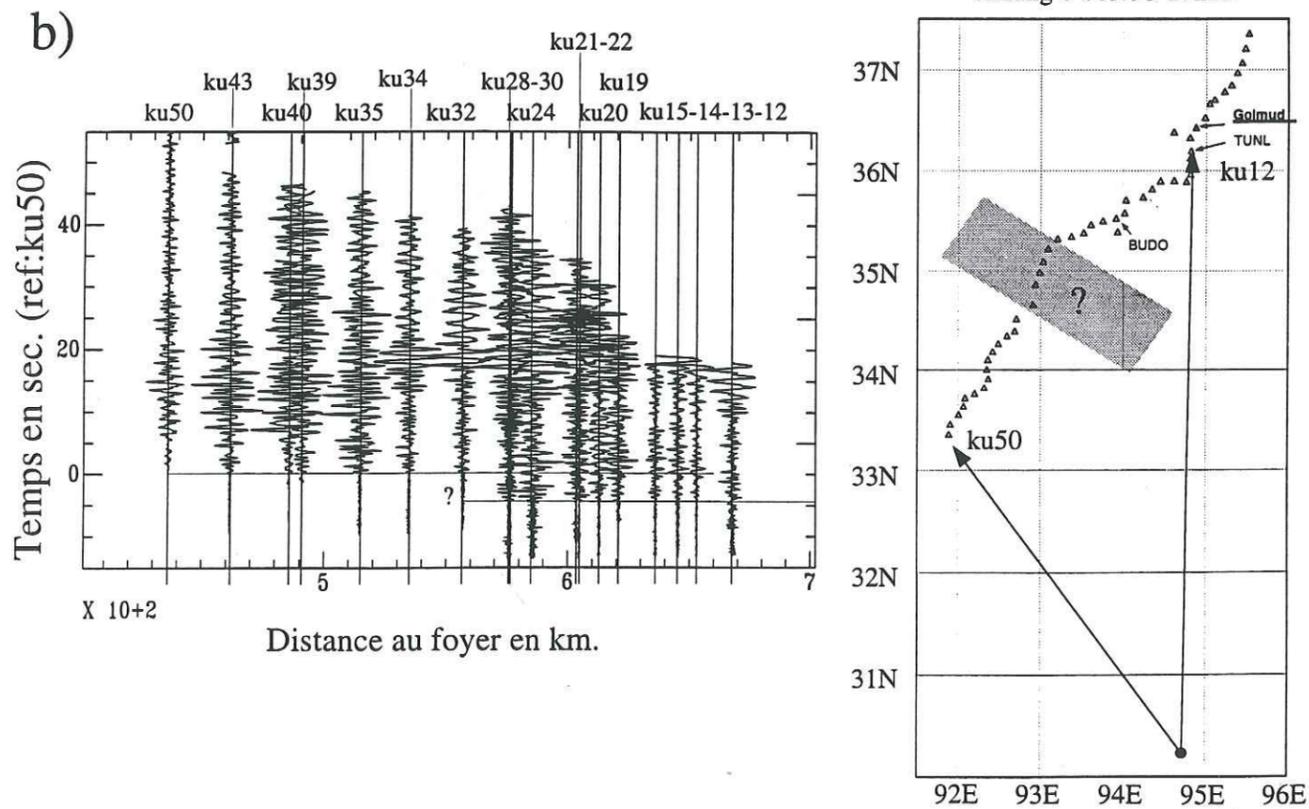
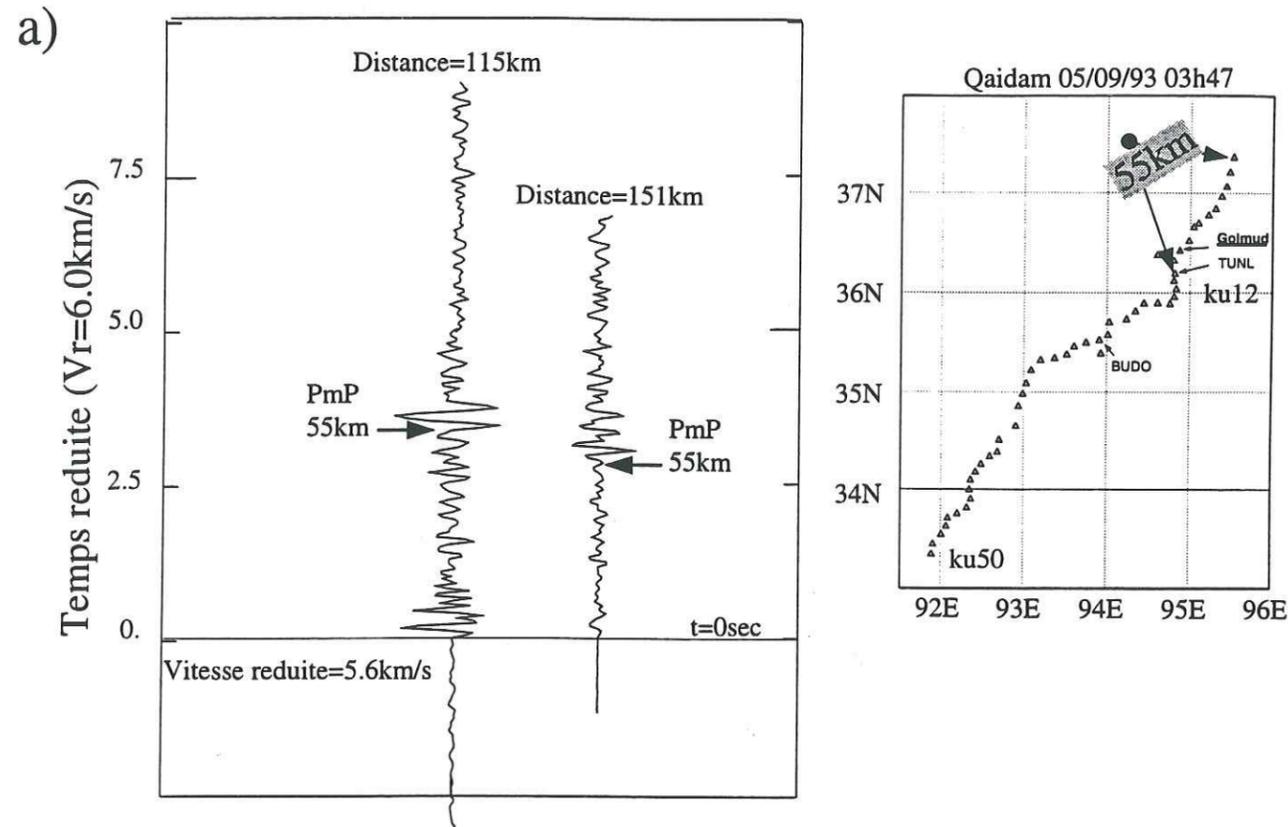


figure 4.19: (a) Phases PmP obtenues pour un séisme du Qaidam (profondeur 20km). La profondeur du Moho est alors estimée à 55±5km. (b) Décalage dans les arrivées des ondes P_n observé pour un séisme du Xizang. Le saut est estimé à 2.5sec et correspond à la zone mise en gris.

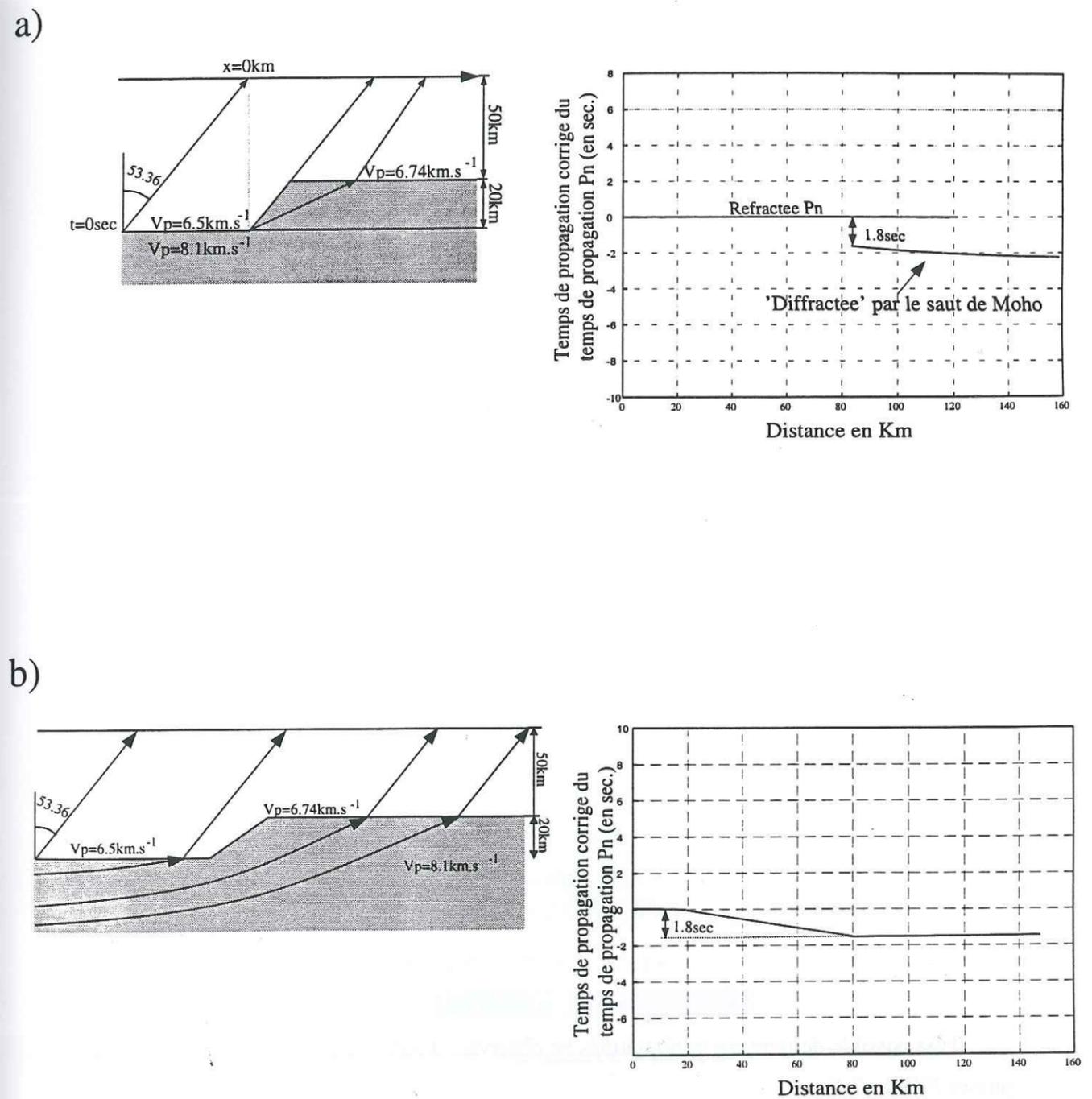


figure 4.20: Modélisation du saut de 2sec observé dans les arrivées des ondes P_n pour un séisme venant du Sud. (a) Modélisation par diffraction du front d'onde à la base de la marche. Le saut dans les arrivées est brutal comme sur l'hodochrone observée. (b) Modélisation utilisant des ondes se propageant sous le Moho. Le saut dans les arrivées n'est alors pas aussi net. Dans les deux cas, il existe un décalage entre la marche en profondeur et les effets observés en surface. Les 20km de décalage ne permettent pas d'expliquer les 2sec observées. Le saut de Moho doit être associé à une variation importante des propriétés physiques.

Le modèle obtenu au partir des séismes locaux et régionaux est représenté figure 4.21b. Il implique des variations importantes de structures et de vitesses à l'intérieur même du plateau (100km). Les implications tectoniques qui en découlent sont très importantes et seront discutées lors de l'interprétation. Nous verrons dans les paragraphes suivants que ces anomalies de propagation ont été aussi observées par des méthodes très différentes.

IV-2.2.2. Ondes de volume: propagation le long du profil

Durant les quatre mois d'enregistrement, 120 télé-séismes ont été enregistrés par le réseau. Ces enregistrements ont permis d'obtenir une tomographie en vitesse des ondes P (figure 4.21c; Wittlinger *et al.*, 1995). Celle-ci montre, comme pour la propagation des ondes Pn, des variations très nettes du vitesse et/ou de structure. L'impression générale de l'inversion est que la croûte (0-70km de profondeur) semble divisée en blocs le long du profil. De la station ku01 et ku13, un bloc crustal lent et relativement épais correspondant au bassin du Qaidam. Il est bordé au Sud par la suture Nord du Kunlun. Il y a ensuite un bloc rapide et mince allant de la station ku13 à ku34. La partie Nord de ce bloc (ku13-ku22) se caractérise par une vitesse des ondes P particulièrement élevée. De la station ku34 à ku50, la vitesse chute fortement et l'épaisseur de la croûte augmente. Toutes ces divisions observées sur le profil tomographique correspondent en surface aux divisions en 'terrane' faites par Wu *et al.* (1991):

- ku01-ku13: Qaidam + Bloc Nord du Kunlun
→ *Suture Nord Kunlun*
- ku13-ku22: Bloc Sud de Kunlun
→ *Suture Sud Kunlun-Décrochement du Kunlun*
- ku22-ku34: Bloc Bayan Har
→ *Suture Ul-Jinsha (rupture de propagation des P_n)*
- ku34-ku50: Bloc Qiantang

Il est possible de faire ces constatations en observant directement les profils d'arrivée des phases PKP et ScS.

1. Profil en PKP

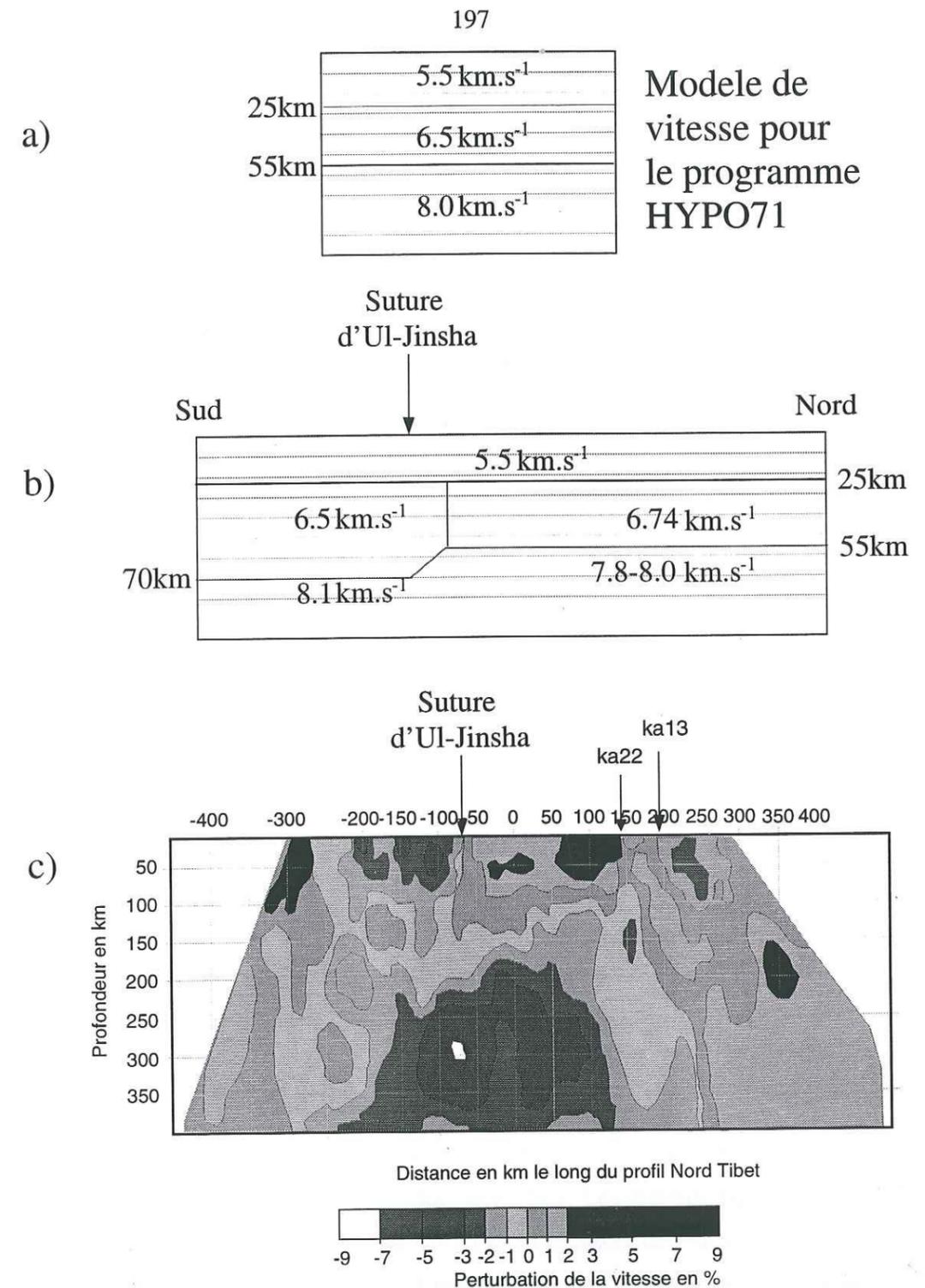


figure 4.21: Modeles des vitesses obtenus apres observation de la propagation des ondes de volumes (a) Modele utilise pour la localisation des evenements locaux. (b) Modele estime apres observation des variations dans les arrivées des ondes Pn. (c) Tomographie des vitesses des ondes P d'apres Masson (1995).

Les ondes PKP présentent l'avantage d'avoir un angle d'incidence très proche de zéro sous l'ensemble du profil. Pour observer les résidus, j'ai corrigé, à partir des tables de temps de propagation (Kennett et Engdahl, 1991) le temps d'arrivée à chaque station du temps de trajet de chaque phase PKP ainsi que de l'altitude. Ces phases étant émergentes, il a été difficile d'obtenir un profil présentant de bonnes corrélations de forme sur l'ensemble du profil. Le séisme du Mexique (11/09/93 19h29) présenté figure 4.22 montre les variations dans les temps de propagation. Les temps d'arrivée intègrent toutes les variations de vitesse le long du rai et ne peuvent pas, a priori, fournir directement une image du Moho. En fixant une profondeur de Moho à 50km sous la station ku17, on observe que le profil obtenu est bien corrélé avec le modèle obtenu par l'étude de la propagation des ondes P_n (les vitesses provenant du modèle de la figure 4.21).

Le saut de Moho situé sous la station ku34, correspond à l'anomalie de propagation des ondes réfractées P_n . Les rais étant ici subverticaux, il n'existe pas de décalage entre la structure en profondeur et les effets observés en surface. Le décalage observé avec les réfractées (anomalie sous ku32-ku30, soit 40km de ku34) pour le séisme à azimuth Sud est donc cohérent avec une structure située à 70km sous la surface.

Les variations de vitesses obtenues par la tomographie entre ku13 et ku34 sont aussi observables sur le profil. Le changement de vitesse ou d'épaisseur de croûte situé à l'aplomb de la station ku22 est aussi observé sur les arrivées des ondes PKP.

Le profil PKP confirme donc les observations précédentes: il existe des variations latérales de structures et de vitesse sous le Nord du plateau et sous la chaîne du Kunlun. Ces variations sont ici imagées de façon très claire. L'image tomographique nous montre que ces divisions latérales sont en fait des frontières verticales se prolongeant jusqu'à la base de la croûte et dans le manteau.

2. *Résidus relatifs P-ScS*

Le séisme du Japon du 11 octobre 1993 ($M_b=6.5$, Distance=4220km, Azimut=80°) permet de mesurer clairement l'arrivée des ondes ScS. Les résidus $T_{ScS}-T_P$ ont été mesurés puis corrigés des résidus théoriques estimés à l'aide des tables de propagation. La figure 4.23b montre la courbe des résidus obtenus. Une partie rapide (résidus négatifs) existe entre les stations ka13 et ka25. Cette région, avec 2sec d'avance, contraste avec la partie Sud du profil (ka25-ka38). Les variations de vitesses de phases des ondes P sont donc corrélées avec des anomalies de propagation des ondes S.

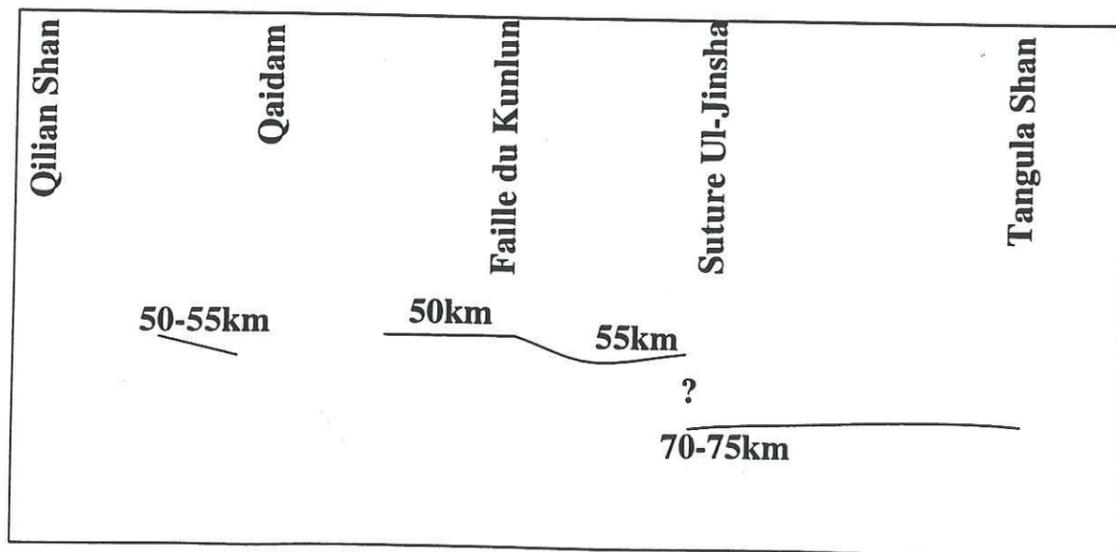
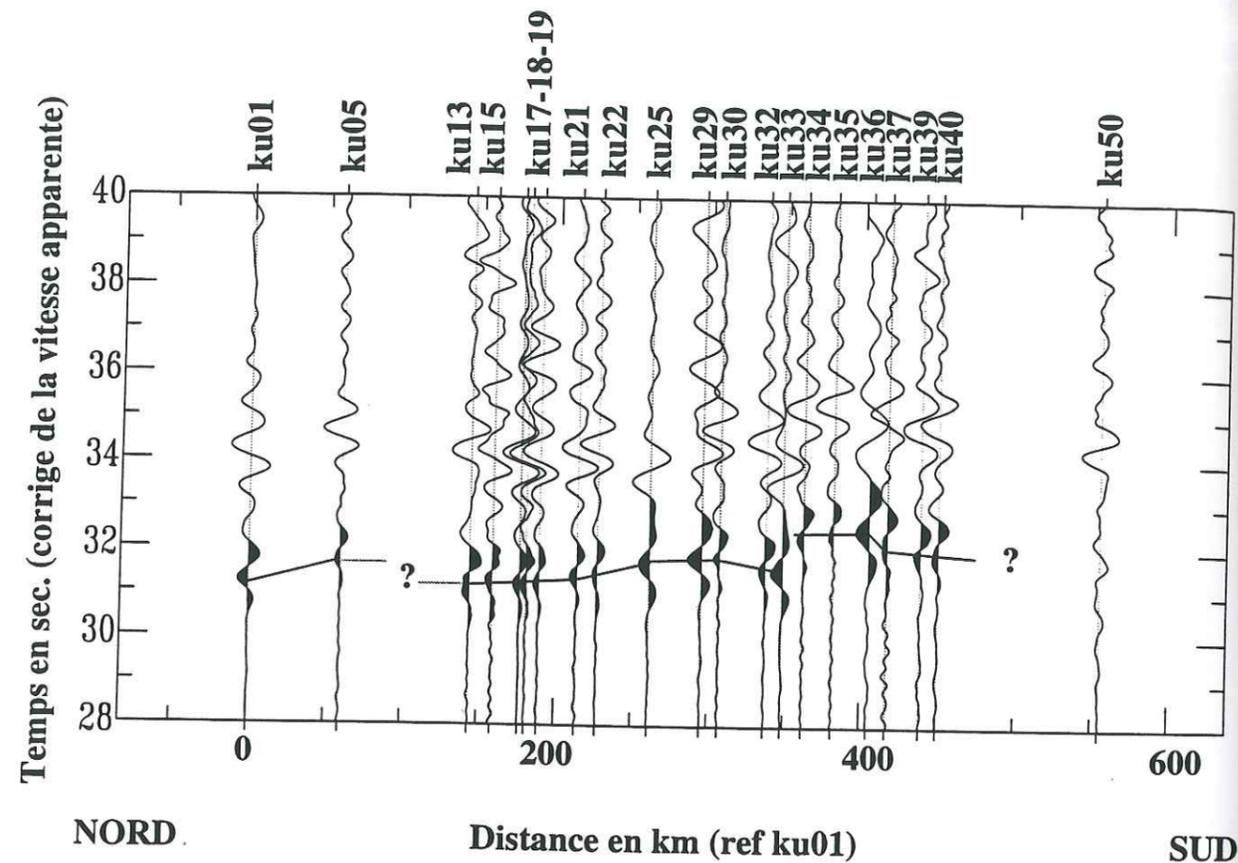


figure 4.22: Le profil des arrivées des ondes PKP montre des variations importantes cohérentes avec les observations faites avec les ondes Pn. Le saut de Moho sous la suture d'Ul-Jinsha est confirmé. De légères variations de ± 5 km sont aussi observées au Nord du profil.

Les ondes S, comme les ondes P, montrent que la vitesse des ondes de volume n'est pas homogène sous l'ensemble du plateau tibétain. Les variations observées sont très importantes et suggèrent, outre des effets de structures, des variations latérales des propriétés physiques et donc, chimiques.

IV-2.2.3. Facteur de qualité des ondes P

Nous avons vu dans le chapitre précédent, qu'il a été possible, à l'aide des rapports spectraux glissants, d'estimer le facteur de qualité relatif le long du profil. Le facteur de qualité caractérise la facilité mécanique qu'ont les milieux à propager de façon adiabatique les vibrations sismiques.

Les mesures ont été effectuées sur l'ensemble des séismes enregistrés par le réseau. Le tableau 4.23a donne le nombre d'enregistrements ayant permis l'estimation de l'atténuation relative ainsi que les δt^* mesurés par rapport à la station ku01. Le profil de la figure 4.23b représentent ces données projetées sur un ligne joignant ku01-ku50. On observe une différence de comportement mécanique entre l'ensemble ku10-ku20 (Bloc Sud du Kunlun) et l'ensemble ku20-ku31 (Bloc Bayan Har). Pour obtenir une ordre d'idée des variations de l'atténuation entre les deux blocs, il est possible de fixer la moyenne ($\delta t^* = 0$ sec) à $Q=250$ sur 150km d'épaisseur (lithosphère moyenne). Dans ce cas, la facteur de qualité moyen est estimé à $Q=150$ dans bloc Sud Kunlun et à $Q=450$ dans le bloc Bayan Har.

La méthode d'estimation de Q par moyenne sur l'ensemble des événements ne permet pas le localisation en profondeur des zones atténuantes (croûte ou manteau). La zone à forte atténuation correspond à la partie du Chang Tang décrite par Ni et Barazangi (1983) comme une région à forte atténuation pour la propagation des ondes S_n . Brandon et Romanowicz (1986) et Bourjot (1991) ont aussi observé une anomalie de vitesse des ondes de Rayleigh sous cette région. L'étude faite ici sur le facteur de qualité confirme donc l'idée d'une lithosphère fortement perturbée sous le bloc du Bayan Har.

La comparaison entre résidus des ondes ScS et atténuation des ondes P montre qu'il existe une bonne corrélation entre la vitesse des ondes S et l'atténuation. L'idée d'une perturbation thermique de la lithosphère de cette région du plateau (Ni et Barazangi, 1983) semble donc cohérente avec l'existence d'édifices volcaniques à l'Ouest du Bayan Har. Le

a)

Rapport	dt*	nb	Rapport	dt*	nb	Rapport	dt*	nb
ku01/ku02	-0.45±.1	15	ku06/ku09	+0.05±.1	12	ku14/ku15	-0.20±.15	27
ku01/ku04	-0.15±.1	20	ku09/ku12	-0.15±.1	21	ku15/ku16	-0.10±.1	31
ku02/ku05	+0.25±.15	15	ku12/ku13	+0.15±.1	32	ku16/ku17	+0.15±.1	22
ku05/ku06	0.00±.1	17	ku13/ku14	0.00±.1	25	ku17/ku18	-0.10±.1	25
ku17/ku21	+0.15±.1	13	ku18/ku24	+0.30±.1	17	ku21/ku32	+0.10±.1	16
ku32/ku34	-0.15±.1	19	ku12/ku32	+0.20±.1	10	ku09/ku24	0.00±.1	6

b)

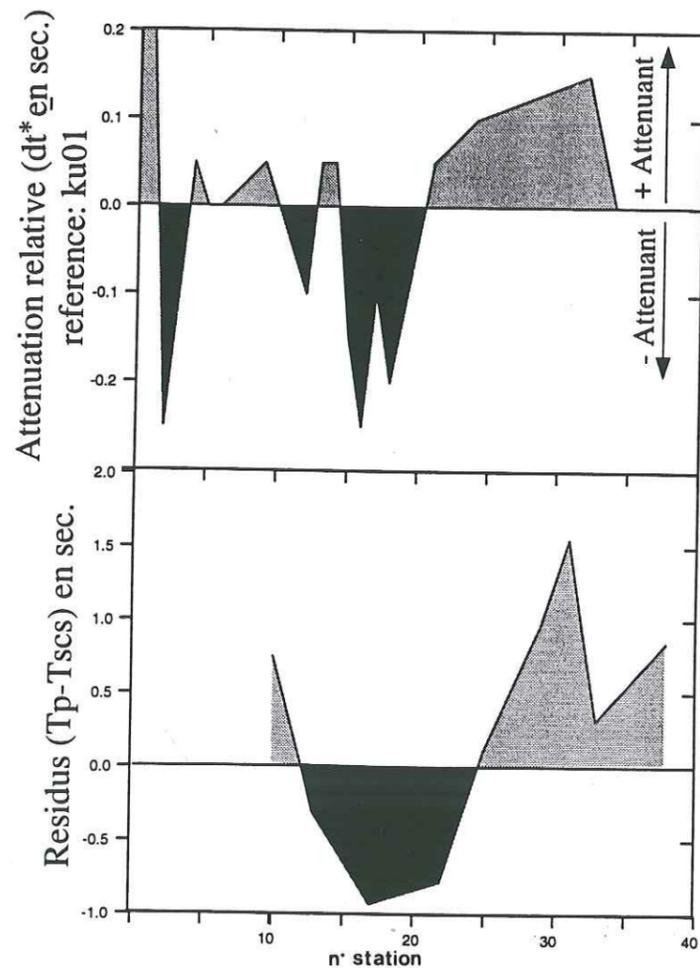


figure 4.23: Atténuation relative. (a) Résultats obtenus par la méthode des rapports spectraux glissants le long du profil. L'erreur estimée est importante mais les recoupements de mesures montrent une bonne cohérence (plus ou moins atténuant). (b) La partie Sud du profil (stations 22 à 36) montre une bonne corrélation entre l'atténuation et les résidus des ondes ScS. Ces effets corrélés peuvent être associés au plume mantellique observé sur le profil tomographique.

profil tomographique montre qu'il existe dans le manteau inférieur, un panache (faible vitesse des ondes P) situé entre 200 et 350km de profondeur sous la région du Bayan Har. L'existence de ce diapir conforte donc l'hypothèse d'une perturbation thermique dans le manteau.

IV-2.2.4. Ondes converties et variations crustales

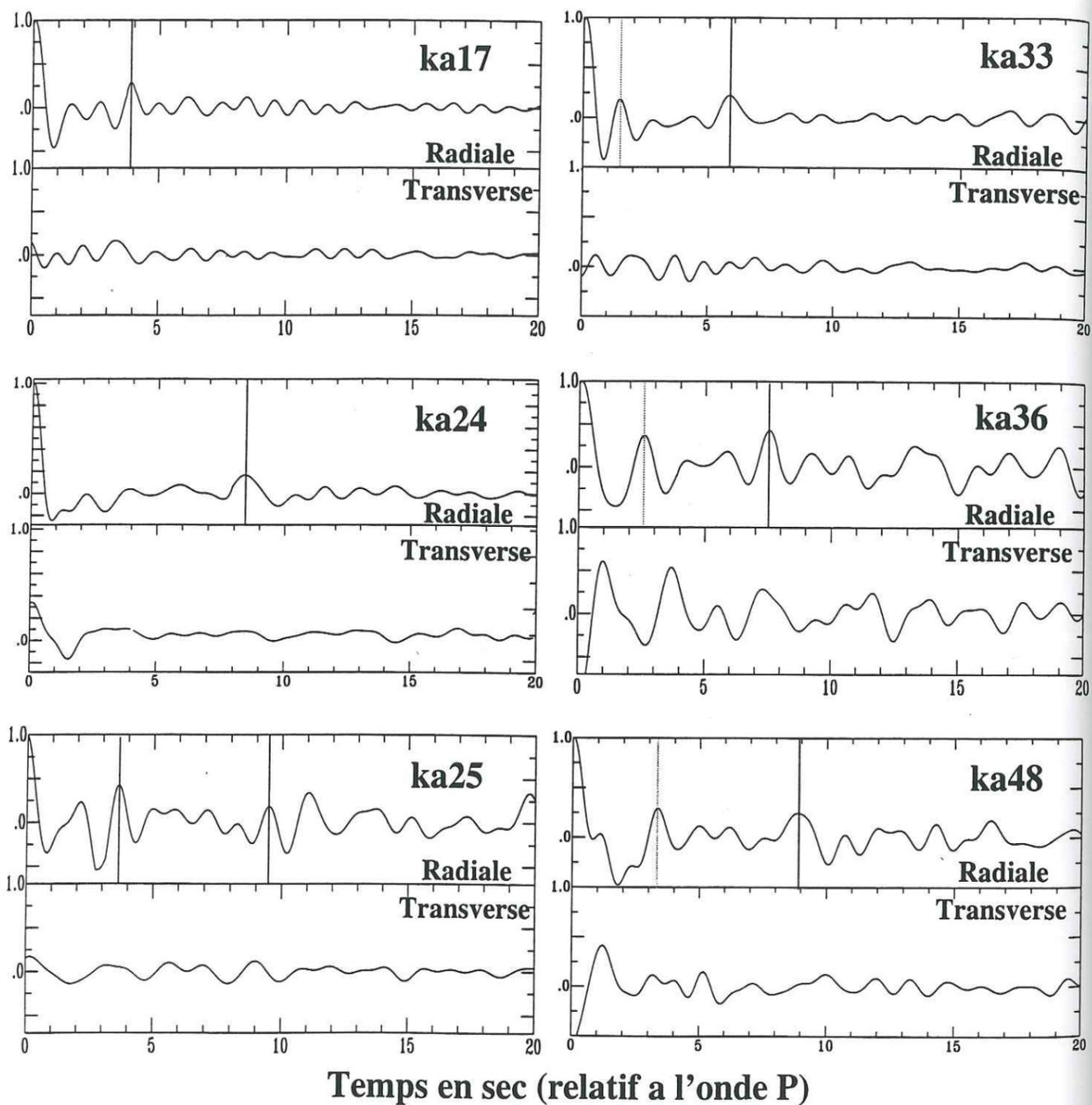
A partir de la méthode de calcul développée dans le Chapitre 1 (déconvolution et sommation), il a été possible d'observer et de mesurer les ondes converties Psv. Pour pouvoir obtenir une cartographie continue du Moho le long du profil, j'ai ajouté aux données provenant de la déconvolution, les résultats obtenus par Herquel *et al.* (1995).

Le tableau et la figure 4.24 montrent le nombre d'événements et les sommations obtenues à chaque station. Les valeurs des temps de propagation relative entre l'onde P et l'onde converties sont cohérentes avec les mesures de Herquel *et al.* provenant de l'observation de la multiplication des composantes SV et SH. La carte du Moho est représentée figure 4.25b. Il est possible de remarquer, comme sur les autres profils, des variations importantes des épaisseurs de croûte. Deux sauts de Moho sont observables:

1. Sous la suture de Ul-Jinsha: le saut observé est moins brutal que celui obtenu par les résidus des ondes PKP. Une transition existe entre la station ka33 et ka27. Le saut mesuré (en intégrant les vitesses du modèle 4.21) est de 20km entre le bloc Bayan Har et la région du Qaidam.

2. Sous la suture Nord du Kunlun: l'onde Psv montre une variation importante entre les stations ka11 et ka15. La transition entre les deux n'est pas évidente car la fonction de transfert de la station ka13 montre deux pics assez larges: un pic correspondant à une interface à 60km et un second identifié à 80km. Le premier pic, qui est aussi le plus petit, semble donc le plus compatible avec les mesures des stations adjacentes. Le saut de Moho est donc de 10km sur une distance horizontale de 15km.

Outre ces variations dans les pics correspondants aux ondes converties, il est possible d'observer des pics 'secondaires' donnant des profondeurs d'interfaces intracrustales ou mantelliques. Entre les stations ka36 et ka48, on observe systématiquement une phase suivant l'arrivée de la P et qui ne s'élimine pas lors de la sommation. Cette phase donne une interface à



ka11: 15traces	ka13: 25traces	ka15: 49traces	ka17: 31traces	
ka24: 25traces	ka25: 32traces	ka33: 27traces	ka36: 09traces	ka48: 15traces

figure 4.24: Fonctions de transfert obtenue. Sauf pour la station ka36, les parties transverses sont négligeables vis à vis des parties radiales. Le tableau donne les nombres de fonctions de transferts sommées par stations.

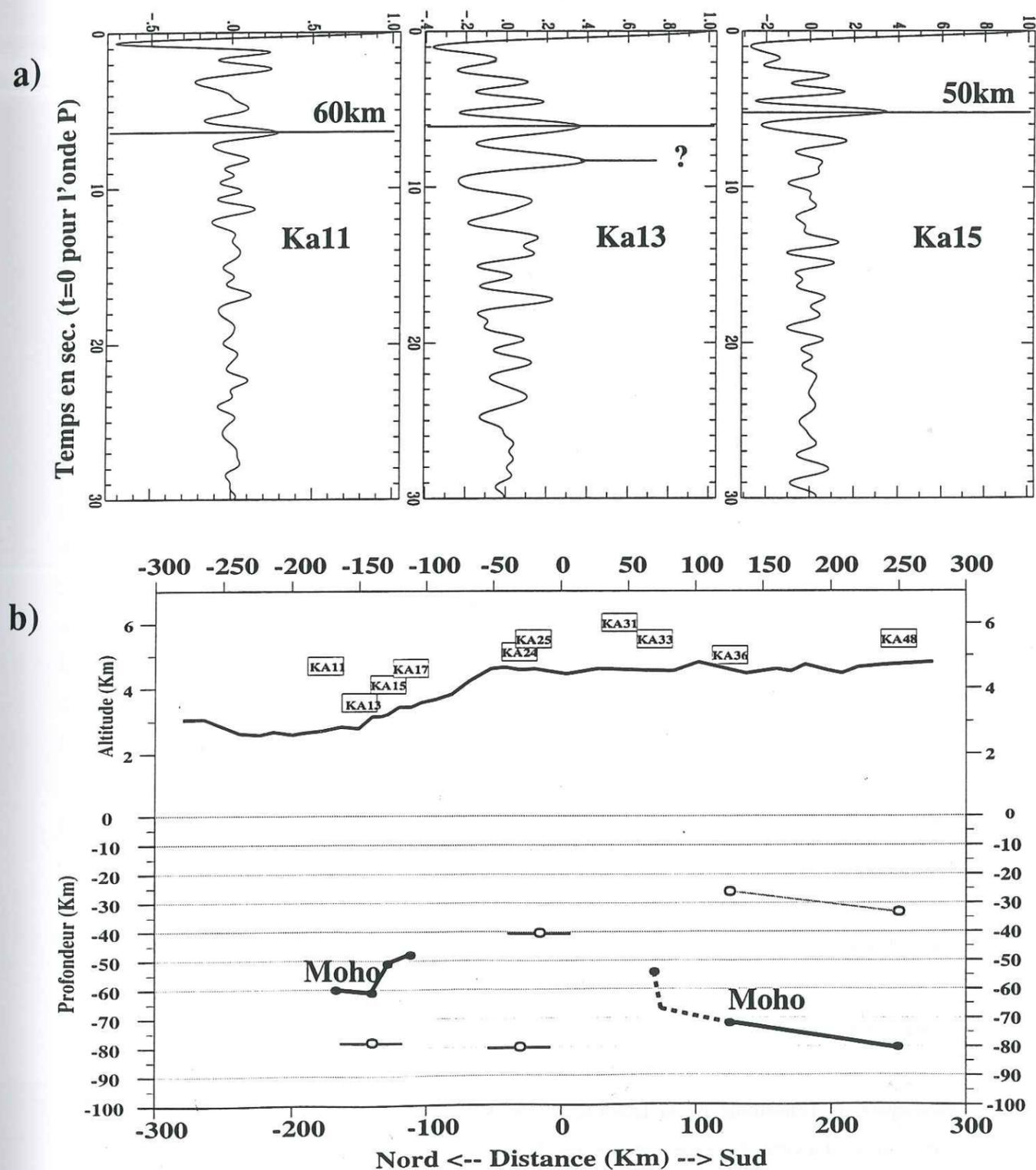


figure 4.25: (a) Les trois fonctions de transfert montrent les variations observées entre la station ka11 et la station ka15. Les pics le plus importants des stations ka11 et ka15 ont été pointés comme provenant des ondes converties au Moho. La station ka13 présente deux pics importants. Pour respecter les deux autres pointés, le premier est pris comme provenant du Moho et le second d'une interface plus profonde. (a) Profil des interfaces pointées. Le pointé du Moho de la station ka36 provient de Herquel *et al.* (1995).

30±5km pouvant provenir d'un changement de comportement mécanique marqué entre la croûte supérieure et la croûte inférieure. Cette interface intracrustale sera d'une grande importance pour discuter des problèmes de topographie. Une autre phase, provenant du manteau est aussi observée aux stations ka13 et ka24. L'interface se situe alors à 80km sous la surface et ne correspond à aucune interface identifiée par des changements de vitesse importants en tomographie.

L'observation des phases converties a donc permis de mettre en évidence une variation supplémentaire du Moho sous la suture du Nord Kunlun, ainsi que des interfaces secondaires dans la croûte et le manteau. La carte du Moho obtenue est cohérente avec les profils précédemment acquis par d'autres méthodes. L'avantage de l'utilisation des ondes converties provient du fait que les mesures de temps relatifs ne dépendent que du trajet dans la croûte et n'intègrent pas les variations rencontrées le long du rai.

IV-2.3. Interprétation des mesures

Toutes les mesures convergent vers une idée unique: la croûte sous le Nord du plateau tibétain n'est pas homogène. Les variations latérales concernent aussi bien la vitesse des ondes de volume, le facteur de qualité des ondes P que la profondeur du Moho. Cette image d'une croûte extrêmement variable ressemble aux observations de Hirn *et al.* (1984) montrant des juxtapositions de croûtes d'épaisseurs différentes. Le fait le plus remarquable est que le saut de Moho de 20km sous la suture de Ul-Jinsha ne s'accompagne d'aucune variation topographique (ku38→4534m ; ku24→4569m).

Pour maintenir une topographie de 4500m d'un bloc lithosphérique à l'autre en faisant varier l'épaisseur de la croûte de 20km, nécessite:

- soit une dynamique d'ensemble compensant les contraintes engendrées.
- soit une variation latérale des propriétés physiques et chimiques de l'ensemble de la lithosphère (densité, vitesse, composition) provenant de la collision de blocs d'histoire géologique très différente.

L'observation des résultats serait plutôt favorable au second modèle car les variations des vitesses et des structures sont suffisamment proches de la verticalité pour voir, comme sur l'image de l'inversion tomographie, une juxtaposition de blocs lithosphériques différents.

IV-2.3.1. Topographie et croûte inférieure

Le fait que la topographie sur l'ensemble du Tibet ne dépasse pas 5000±500m nécessite l'existence d'un niveau de compensation crustal. Il serait en effet peu probable qu'un ou des phénomène(s) tectonique puissent maintenir la topographie de façon aussi homogène. Du fait des épaisseurs anormales, il existe en base de croûte un niveau à comportement très ductile dû au réchauffement global de la croûte suite à l'épaississement (radioactivité naturelle). Le sommet de cette couche ductile pourrait correspondre à l'interface à 30±5km observée sous les stations ka48 et ka31. De ce fait, toute topographie serait compensée rapidement par des fluages en base de croûte. Ce comportement ductile de la croûte inférieure expliquerait qu'actuellement, le plateau tibétain soit soumis à un régime extensif Est-Ouest (la convergence se faisant vers le Nord). On retrouve ici, sous une autre forme et à une autre échelle, l'idée de l'injection crustale.

L'existence d'une ductilité en base de croûte est aussi démontrée par l'observation d'une anisotropie crustale importante (Herquel *et al.*, 1995; Annexe 2). Le délai mesuré est plus important sous la croûte épaisse (ku34-ku50) que sous le reste du profil, ce qui est compatible avec le fait que plus le Moho est profond, plus la couche ductile (croûte inférieure) est épaisse. Les directions d'anisotropie obtenues correspondent aux directions du champ de vitesse d'Avouac et Tapponnier (1993), ce qui montre l'importance des déformations crustales dans l'extrusion Est-Ouest.

Outre cette compensation intracrustale, l'érosion et la sédimentation représentent des paramètres importants pour l'étude de la topographie. Ils permettent de compenser les différences topographiques. Les bassins sédimentaires du Qaidam et de Erdaogou, avec des taux de remplissage élevés, montrent le rôle essentiel de ces deux processus dans l'équilibre isostatique et topographique.

IV-2.3.2. Le saut de Moho de Ul-Jinsha

Le plateau tibétain n'est pas la première région où l'on observe des variations latérales de propriétés dans la croûte. Les études sismiques menées sur le bouclier suédois (profil SVEKA) ont permis de mettre en évidence des blocs crustaux de vitesses très différentes (Luosto *et al.*, 1984). La partie centrale de ce profil donne une épaisseur crustale de 60km alors qu'au Nord-Est de la ligne sismique, l'épaisseur de la croûte est estimée à 45km. Ces variations d'épaisseur dans le craton Baltique ne s'accompagnent en surface d'aucune variation topographique. Il faut donc invoquer des changements de chimie de la croûte et du manteau pour compenser ces variations. En effet, si l'on place deux croûtes stables bord à bord en fixant les paramètres suivants: leur altitude est identique, l'une fait 50km d'épaisseur et l'autre 70km, leur densité globale étant fixée à 2.9, il faut donc invoquer des variations de densité dans le manteau pour compenser les variations crustales. En fixant le niveau de compensation à 250km (Lyon-Caen, 1986) et en prenant 3.3 comme densité 'normale' pour le manteau, il faut une densité de 3.34-3.35 dans la lithosphère mantellique sous la croûte épaisse. Cette densité plus élevée s'interprète facilement par le fait que la racine crustale observée ne compense aucune topographie (figure 4.26).

En prenant ces deux blocs comme référence, il est alors possible d'imaginer l'évolution des ces deux lithosphères mises bord à bord, chacune ayant ses densités et ses épaisseurs propres. La figure 4.26 montre une évolution de l'équilibre statique après modification de la densité dans le manteau (3.3→3.15) ayant pour origine, une remontée diapirique (Mattauer, 1990; Molnar *et al.*, 1993). On voit qu'il est possible de maintenir une topographie de 4500m sans épaissir de façon importante la croûte. Les variations de densité dans la lithosphère permettent donc de maintenir des topographies avec des sauts de Moho de 20km.

Cette modélisation ne fait intervenir que des équilibres statiques. Les forces engendrées par les remontées du panache ou par la compression Nord-Sud ne sont pas incluses. Le modèle permet de comprendre les variations observées sur nos données. Il se résume de la façon suivante:

- La topographie uniforme provient d'une compensation intracrustale.
- Les inégalités de Moho peuvent être compensées par des variations de densité dans la lithosphère.
- L'élévation du plateau serait donc liée à la dynamique globale du système.

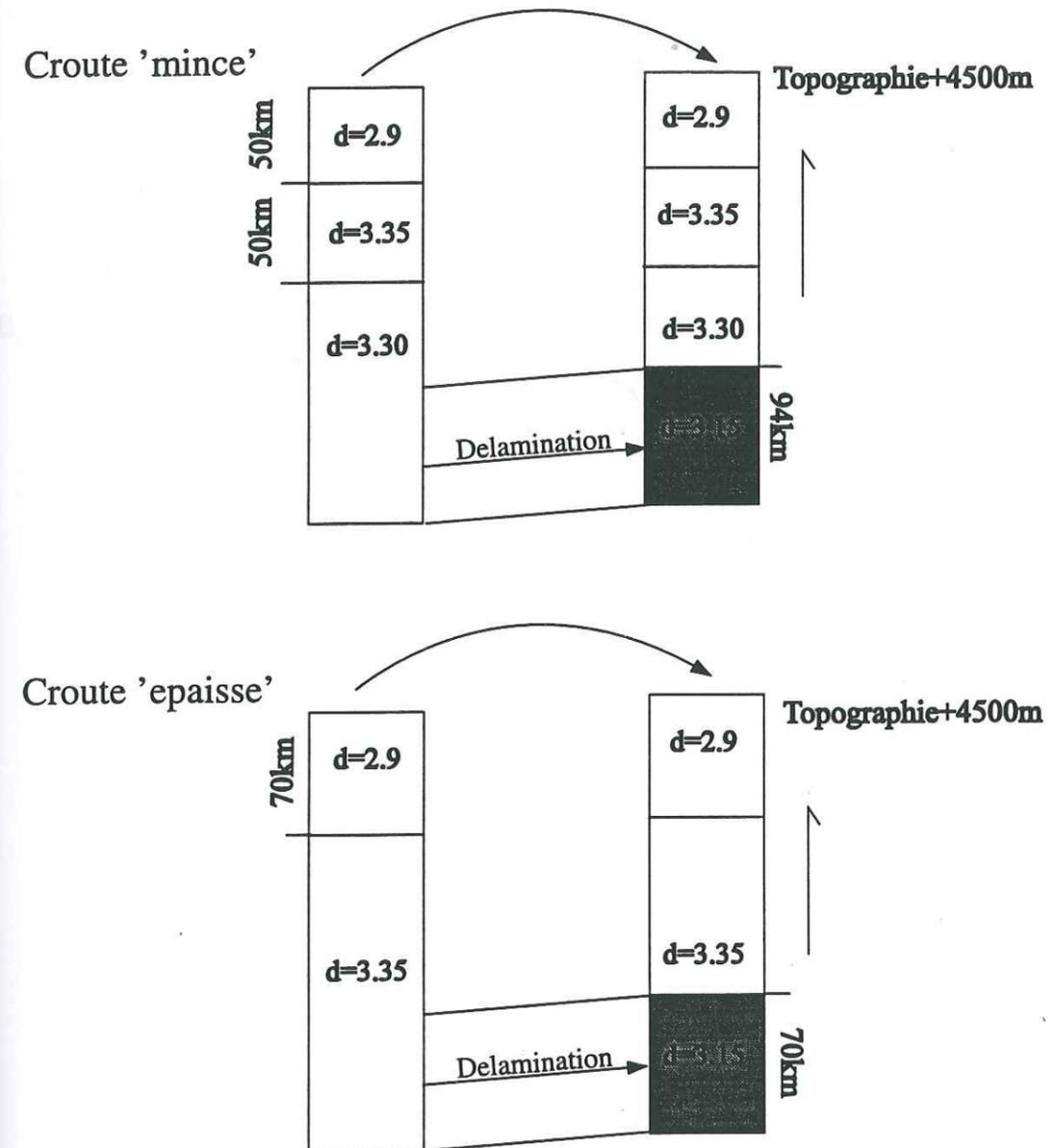


figure 4.26: L'équilibre isostatique entre une croûte épaisse (70km) et mince (50km) nécessite des variations de densité dans le manteau pour obtenir une topographie équivalente. La délamination d'une partie du manteau permet d'élever la topographie de l'ensemble sans épaissir la croûte. L'équilibre n'est pas atteint après la délamination.

IV-2.3.3. Anisotropie et variation du manteau

Le fait que le manteau soit différent sous chaque bloc est aussi confirmé par l'étude de l'anisotropie des ondes S (McNamarra *et al.*, 1994; Guilbert *et al.*, 1995). Dans les deux études, le passage de la faille du Kunlun dans le sens Sud-Nord s'accompagne d'une diminution du délai entre phase rapide et phase lente. Ce passage brutal et les délais supérieurs à 1.5sec montrent que la faille du Kunlun possède un enracinement mantellique important. Le fait que les valeurs des délais soient plus importantes sous le panache observé sur le profil tomographique implique que le réchauffement de l'asthénosphère et de la lithosphère a permis une déformation mantellique plus importante sous le bloc du Bayan Har. Ce réchauffement permet d'interpréter les axes rapides comme les directions des mouvements absolus des blocs impliquant des épaisseurs de manteau très importantes. La limite inférieure rigide permettant le cisaillement de l'ensemble du manteau peut être fixée à 400km ce qui correspond au saut de rigidité de la transition de structures cristallographiques olivine-spinelle (Kennett *et al.*, 1994; Lavé *et al.*, 1995). Les directions d'axes rapides parallèles à la faille du Kunlun (figure 4.27a) montrent l'importance de l'extrusion latérale dans la déformation mantellique.

L'interprétation directe des axes rapides des ondes S sous les blocs non perturbés thermiquement du Nord du profil est plus discutable. En effet, l'anisotropie 'gelée' dans la lithosphère perturbe nos mesures basées sur un modèle monocouche (chapitre 2). Cette anisotropie lithosphérique peut être très importante comme le montre les mesures que nous avons effectuées sur le bouclier canadien (Sénéchal *et al.*, 1995). Le passage de la direction des axes rapides mesurés aux directions des mouvements et de fluages ne peut donc se faire directement car, du fait de sa rigidité plus élevée, la lithosphère se déforme de façon moins importante que l'asthénosphère.

Les écarts entre l'anisotropie crustale et l'anisotropie mantellique au Sud du profil montrent qu'il existe un découplage tectonique entre la croûte et le manteau (figure 4.27a-b). Les mouvements profonds ne sont donc pas directement corrélés avec les mouvements en surface. De plus, les mesures de délais sur les ondes converties ne montrent pas de variations importantes de part et d'autre de la faille du Kunlun contrairement aux mesures téléseismiques (SKS, S). On peut donc invoquer le fait que la croûte au Sud de la faille du Kunlun ne soit pas encore perturbée thermiquement par le panache mantellique, ce qui est confirmé par une vitesse des ondes P élevée et par l'absence de volcanisme dans le bloc du Bayan Har.

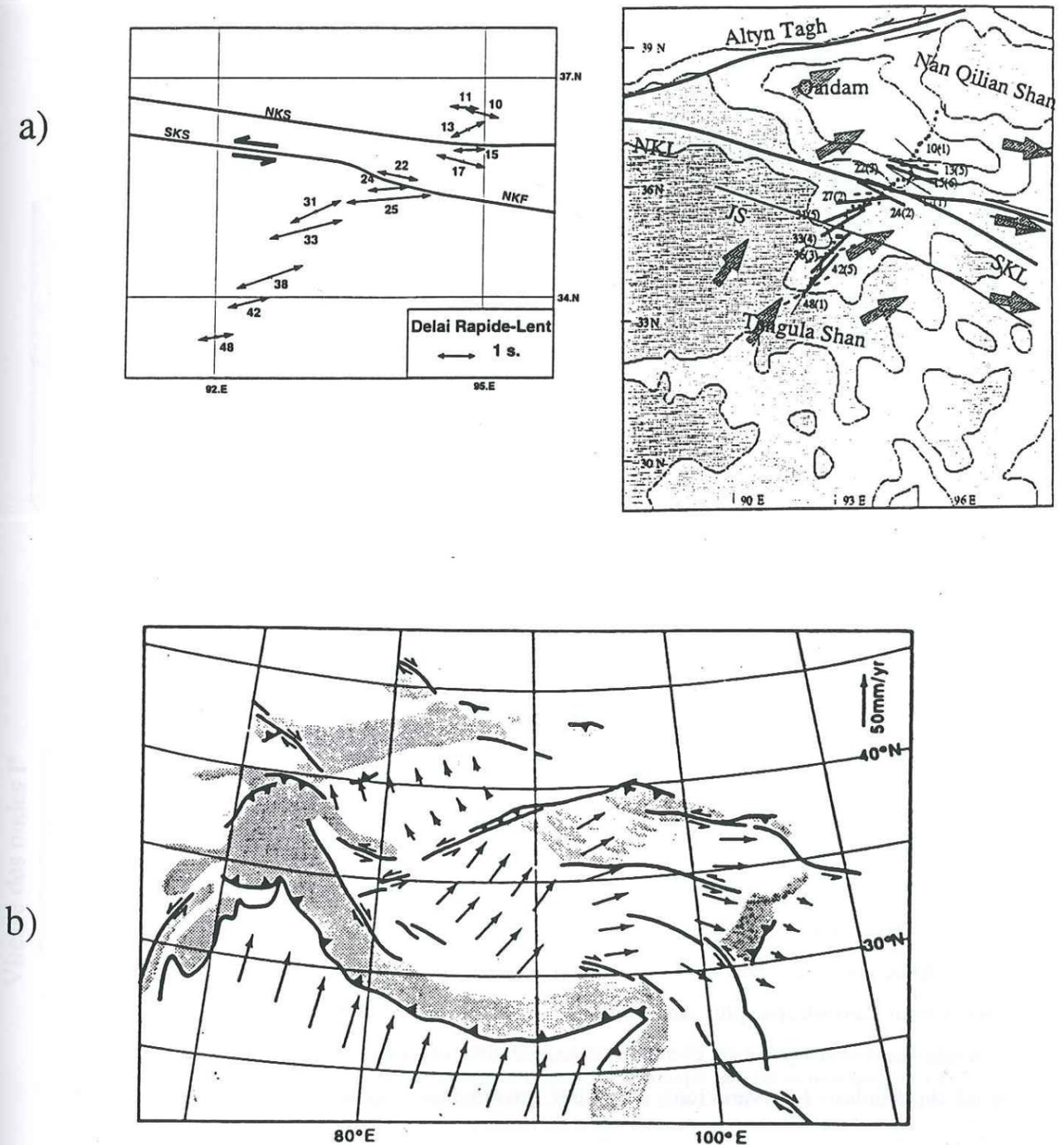


figure 4.27: Profil des axes rapides des ondes S obtenues (a) par les ondes S téléseismiques (b) ondes Psv converties au Moho. (c) Estimation des mouvements absolus des plaques obtenue par Avouac et Tapponnier (1993).

Cette absence de perturbation thermique montre deux choses importantes:

- Soit le panache est relativement jeune (Molnar et al., 1993)
- Soit les mouvements horizontaux des blocs sont trop rapides pour permettre au diapir de modifier les propriétés de la croûte.

L'idée d'un écran thermique créé par la subduction lithosphérique continentale sous la chaîne du Kunlun n'est pas compatible avec les observations de l'anisotropie mantellique et crustale (les axes rapides crustaux et mantellique sont subparallèles près de la faille). La subduction sous le Kunlun (Bourjot, 1991) a donc une ampleur décakilométrique et non hectokilométrique. La déformation essentielle de cette région Est du Kunlun est donc l'extrusion latérale contrairement à la partie Ouest où la subduction est plus importante du fait du changement d'orientation de la chaîne (Mattauer, 1986; figure 4.13).

IV-3. Modèle tectonique envisagé

Pour le modèle envisagé ici, les subductions multiples ne seraient que des chevauchements de blocs lithosphériques en réponses aux contraintes Nord-Sud. La question principale était de connaître l'ampleur de la subduction sous la chaîne du Kunlun. Au vu des résultats sur l'anisotropie et de l'inversion tomographique, cette subduction, au niveau du bassin du Qaidam, serait de faible amplitude. Le profil tectonique obtenu est présenté figure 4.28. Seule la lithosphère sous le bloc Nord du Kunlun semble difficile à contraindre. En effet, les résultats sur l'anisotropie des ondes P (Guilbert *et al.*, 1995) montrent une divergence dans les directions de subduction. La tomographie montre un plongement important d'une zone rapide vers le Nord sous la station ka13. Ce pendage remarquable expliquerait l'anisotropie plus importante au Nord du bloc Sud Kunlun. Cette orientation à pendage Nord correspond au(x) plan(s) de subduction lié(s) à la suture entre les blocs Sud et Nord du Kunlun. Les variations observées proviendraient donc d'un plan de subduction fossile.

Le diapir mantellique et l'extrusion latérale vers l'Est ont une grande importance dans la compréhension de la tectonique régionale. Les mécanismes au foyer montrent que les décrochements dominant (du moins sismiquement) la tectonique actuelle de la partie Est de la

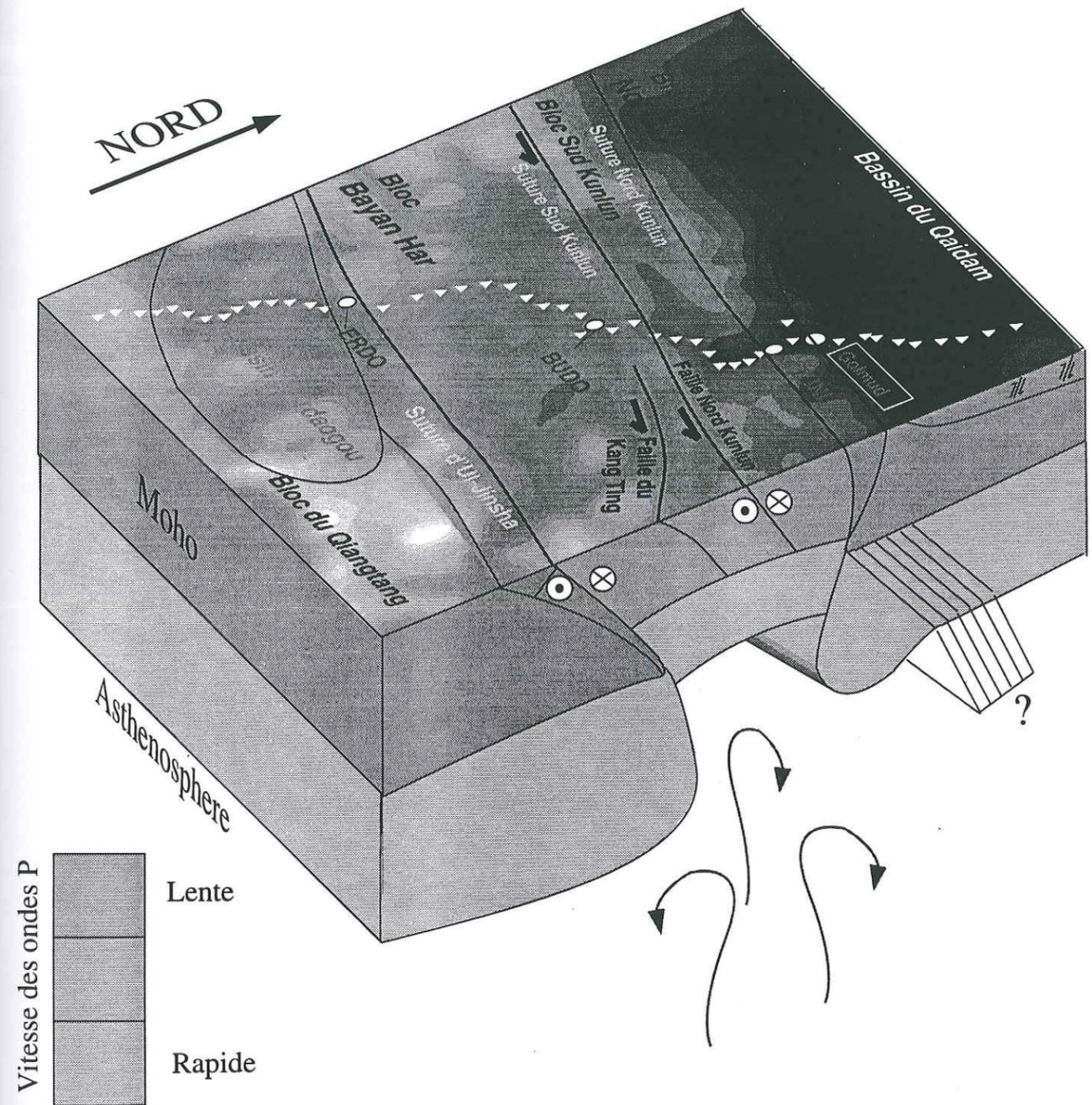


figure 4.28: Modèle tectonique de la région Est de la chaîne du Kunlun. Les 'subductions' continentales sont de très faible amplitude et ne sont donc pas à l'origine du panache thermique observé en tomographie. La partie Sud est extrudée vers l'Est. Les pointillés sous le bloc Nord du Kunlun montrent les restes d'une subduction d'âge triasique permettant d'expliquer les variations azimutales des ondes P (Guilbert *et al.*, 1995)

chaîne du Kunlun. L'importance de ce déplacement latéral de bloc lithosphérique s'observe par la corrélation entre l'orientation des axes rapides des ondes S et le décrochement du Kunlun. Ces mouvements bord à bord permettent d'expliquer les saut du Moho remarquables dans cette région.

L'existence du panache peut être rattachée à la subduction sous l'Himalaya ainsi qu'à l'extrusion vers l'Est de grands blocs lithosphériques. Ces deux phénomènes ont en effet perturbé le manteau sous le plateau tibétain depuis environ 45Ma. L'existence d'épanchements volcaniques quaternaires et de zones atténuantes dans le manteau démontre que l'importance des perturbations thermiques et tectoniques dans le manteau lithosphérique et asthénosphérique sous le plateau. Son implication tectonique n'est pas négligeable et permet d'expliquer en partie l'altitude moyenne de 5000m atteinte par le plateau.

IV-4. Conclusions

L'étude précédente montre un point essentiel dans la compréhension du comportement de la lithosphère. En effet, toutes les données mesurées (ondes converties, facteur de qualité, anisotropie) ainsi que la tomographie des ondes P permettent de mettre en évidence des variations latérales de vitesse et de structures dans la croûte et dans le manteau lithosphérique. Ces observations impliquent trois faits très importants:

1. Le manteau et la croûte présentent chacun des variations importantes des propriétés mécaniques et surtout chimiques.

2. Il ne semble donc pas exister de phénomènes de rééquilibrages entre les différents blocs lithosphériques. L'image actuelle observée sur les données montre que les mouvements verticaux et horizontaux sont beaucoup plus rapides que les phénomènes de rééquilibrages isostatiques et chimiques.

3. Comment expliquer que des régions lithosphériques aussi différentes, en mouvement sur un manteau asthénosphérique aussi variable que celui du Nord Tibet (voir image tomographique), peuvent conserver une topographie aussi homogène? Les effets tampons du couple érosion-sédimentation ainsi que le comportement ductile de la croûte inférieure doivent être à l'origine d'une partie de la compensation topographique.

L'étude de la relation de Birch, liant linéairement la vitesse et la densité, pose ici un problème supplémentaire. Le passage entre le bloc épais du Qiantang (au Sud) et le bloc plus mince de 20km du Bayan Har (centre du profil) s'accompagne d'une augmentation importante de la vitesse.

D'après la loi de Birch, le bloc Sud possède une densité moindre que le bloc Nord, ce qui implique, du fait de la topographie plane et du saut de Moho, un manteau lithosphérique plus dense sous le bloc Sud.

Or, la tomographie des ondes P montre une vitesse plus faible dans la lithosphère du bloc du Qiantang, soit l'inverse de ce qui est prévu par la loi de Birch. Ce manque de corrélation entre vitesse et densité rejoint les observations faites par Poupinet et deVoogd (1981) sur les conditions d'équilibre isostatique des boucliers. La lithosphère continentale présente donc des variations importantes d'un point de vue sismique et chimique. Le fait de trouver bord à bord, dans le Nord du plateau tibétain, des lithosphères très différentes, implique donc que les rééquilibrages isostatiques et chimiques soient plus lents que les mouvements relatifs verticaux et horizontaux.

Chapitre 5

Atténuation sous le Massif Central et modélisation thermique

Chapitre 5

Atténuation sous le Massif Central et modélisation thermique

Le Massif Central fait partie de la grande chaîne Varisque que a affectée une très grande partie de l'Europe durant le Paléozoïque. Cette chaîne de montagne dont le Massif Central occupait la zone interne a donc été érodée et remaniée par la tectonique alpine. L'érosion et le rééquilibrage isostatique ont permis d'amener en surface les roches qui se trouvaient au coeur même de l'édifice orogénique. Cette particularité fait du Massif Central un terrain d'étude privilégié pour comprendre la formation et l'évolution des chaînes de montagnes actuelles.

Suite à la fermeture de la Thétys Ligure et à la collision entre l'Europe et le continent africain, le Massif Central fut le siège d'un volcanisme intense dont les derniers événements sont datés à 4000 ans B.P. ('Before Present') ainsi que d'une extension à l'origine du fossé de la Limagne. L'origine et l'organisation en profondeur du volcanisme ne sont pas très bien contraints. Le réseau Franco-Allemand installé durant sur six mois (du 10/09/91 au 04/09/92) avait pour objectif d'étudier l'extension en profondeur du volcanisme et du fossé de la Limagne.

Le Massif Central est une lieu privilégié pour l'étude des variations de forme des premières arrivées des ondes P suite à l'atténuation. La question principale était de définir la forme géométrique de la perturbation thermique qui affecte le Massif Central. La perturbation est-elle générale sous l'ensemble du massif ou affecte-t-elle ponctuellement le manteau et la croûte sous les édifices volcaniques?

V-1. Résumé géologique du Massif Central

Le Massif Central Français possède une très longue histoire géologique faite d'une succession d'orogènes dont la plus ancienne observable, l'orogène cadomienne, remonte au

Protérozoïque supérieur, il y a environ 600Ma (Autran, 1980). Il ne s'agit pas ici de décrire l'ensemble de la géologie du Massif Central, mais simplement de présenter les grands traits tectoniques et volcaniques ayant affecté cette région.

V-1.1. Grandes lignes tectoniques du Massif Central

V-1.1.1. La chaîne Varisque

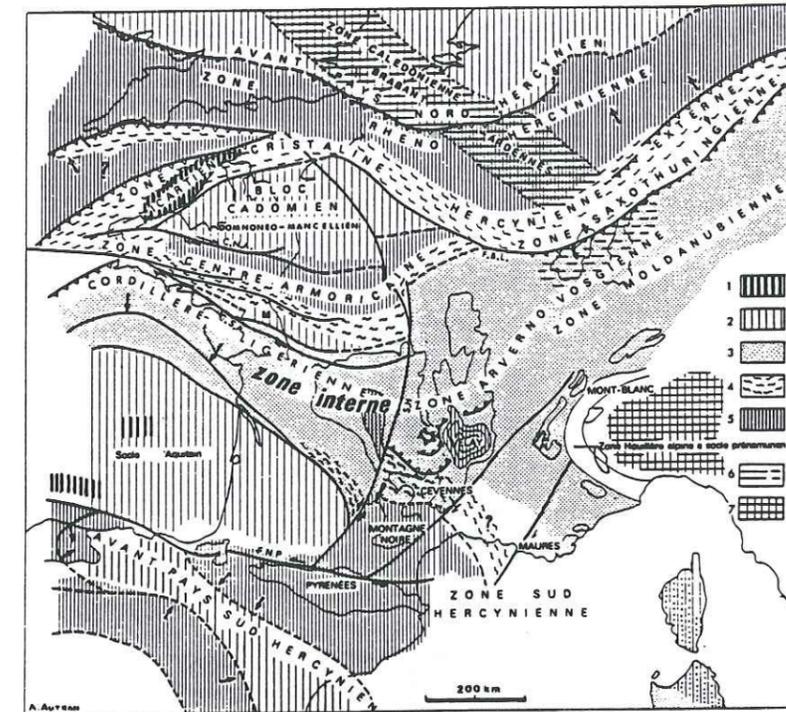
La formation de la grande chaîne varisque succède au cycle cadomien et affecte un socle particulièrement affaibli par plus de 300Ma d'histoire tectonique où alternent différentes phases de compression et de distension. La phase d'extension comprise entre les cycles cadomien et varisque fut accompagnée d'épanchements volcaniques ainsi que par la formation d'une croûte océanique.

L'orogénèse varisque s'étend de 450 à 300 Ma et possède une importante extension géographique. La carte de la figure 5.1 montre l'étendu de zones affectées par cette tectonique. En France, outre le Massif Central, les Pyrénées, le Massif Armoricain, les Vosges et les Alpes montrent des affleurements magmatiques témoignant des perturbations thermiques et tectoniques d'âge hercynien (400 à 260Ma). Le Massif Central représentait alors la partie centrale (zone interne) de la chaîne varisque ce qui a causé l'intense granitisation de cette région.

L'histoire post-collisionnelle (330 à 280Ma) témoigne d'un amincissement de la croûte (rééquilibrage gravitaire) associé à de grandes failles ductiles. Cette tectonique se caractérise par la mise en place dans le manteau lithosphérique d'une anomalie thermique à l'origine des granites et des granulites de basse pression (Joanny, 1991). A cette même époque, on note l'existence d'un volcanisme rhyolitique.

Dès la fin du Paléozoïque, le Massif Central est parcouru par de grandes fractures encore visibles aujourd'hui (figure 5.2). Les plus remarquables sont la faille d'Argentat et le Sillon Houiller. Ces failles sont parfois accompagnées de zones broyées mylonitiques pouvant atteindre 1000m d'épaisseur ce qui témoigne de l'intense activité tectonique. Le jeu décrochant sénestre du Sillon Houiller est estimé à 50km.

a)



b)

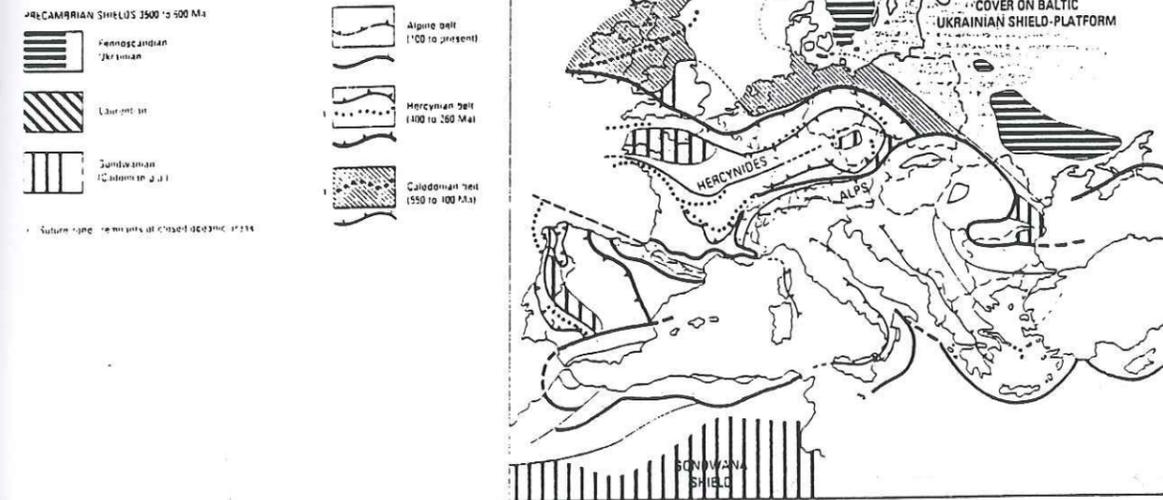
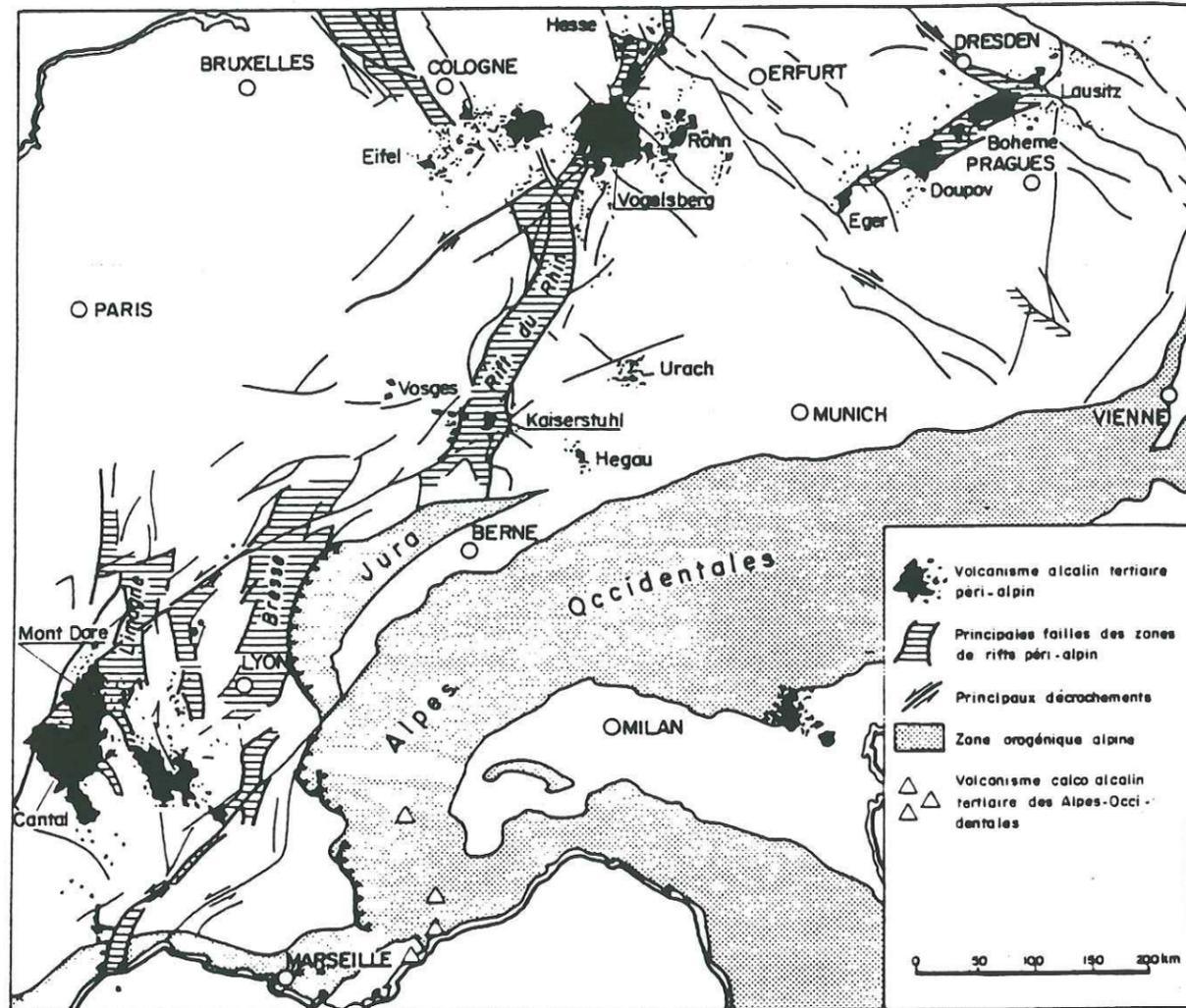


figure 5.1: (a) Les grandes structures préalpines. Les figurés 3 à 5 montrent les zones affectées par la tectonique paléozoïque. (b) La chaîne hercynienne couvre une grande partie de l'Europe (400-260Ma) (Autran, 1981-1992).

a)



b)

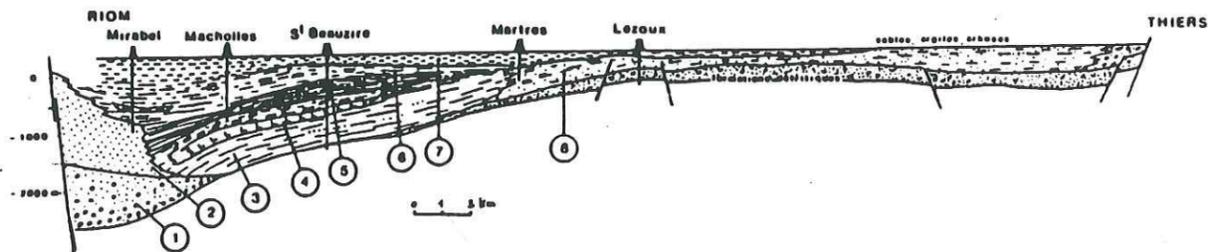


figure 5.3: (a) Le fossé de la Limagne fait partie d'un ensemble de bassins d'effondrement affectant l'ensemble de l'Europe à l'Oligocène. Leur répartition entoure la ceinture alpine. (b) Coupe du fossé de la Limagne d'après les relevés de forages.

V-1.2. Le volcanisme dans le Massif Central

Le Massif Central a connu de nombreux cycles volcaniques. Comme nous l'avons déjà vu, une perturbation thermique s'était manifestée au Viséen par un magmatisme plutonique et volcanique. Le Mésozoïque et le Cénozoïque ont été marqués par un nombre très important de phénomènes volcaniques dont certains sont remarquables de par leur étendue géographique. Le volcanisme y est essentiellement alcalin (basalte, basanite). La figure 5.2 montre la répartition du volcanisme ainsi que l'histoire chronologique des différentes manifestations majeures du volcanisme. Le paroxysme se situe entre 10 et 1Ma.

Il existe trois grands types d'édifices volcaniques:

1. Ponctuels et dispersés: il s'agit toujours de petits édifices. Le volcanisme de la Limagne en est un bon exemple.
2. Le volcanisme fissural: les édifices s'alignent le long de failles comme la chaîne de la Sioule.
3. Les volcans centraux: leur diamètre est important. Ils possèdent une caldera centrale. Les exemples les plus importants sont le Mont Dore (30km de diamètre) et le Cantal (60km).

Le volcanisme du Pliocène et du Quaternaire est très important et atteint son maximum d'extension géographique:

- Pliocène Supérieur-début Quaternaire (4 à 1Ma): Fin du volcanisme dans le Cantal et le Velay et naissance du Devès ainsi que de la chaîne de la Sioule.
- Vers entre 600000 et 400000 ans, le volcanisme du Devès et de la chaîne de la Sioule prennent fin. Le Mont-Dore cesse toute activité vers 200000 ans B.P. C'est à l'époque actuelle que commence le volcanisme de la chaîne des Puys (il y a 50000 ans). Elle atteint son activité maximale entre 12000 et 8000 ans. La dernière manifestation volcanique connue est datée de 4000 ans B.P. .

V-1.3. Données géophysiques et géochimiques

Les données géophysiques montrent qu'il existe, sous le bassin de la Limagne, une remontée mantellique (Perrier et Ruegg, 1973, Hirn *et al.*, 1976). La figure 5.4a montre les principaux résultats provenant de la sismique. On observe une remontée du Moho sous les fossés d'effondrement de la Limagne et du Rhin. Cette remontée est accompagnée, sous la Limagne et sous la partie Nord de la chaîne des Puys, d'un manteau anormal à faible vitesse (7.3km.s^{-1}). A ce manteau anormal est associé un déficit de masse qui devrait engendrer des contraintes verticales de 500 bars.

Les études faites par Coisy et Nicolas (1978) sur les enclaves de péridotites montrent que les roches les plus déformées (contraintes supérieures à 500 bars) se trouvent toujours associées à du volcanisme d'âge inférieur à 4Ma. La remontée du diapir mantellique coïnciderait donc avec le maximum de l'activité volcanique (5Ma).

En se basant sur la considération géochimique suivant laquelle l'alcalinité des magmas basiques croît avec la pression, il devient possible de déterminer et de dater la zone affectée par la remontée mantellique. Dans le bassin de la Limagne par exemple, la teneur en néphéline normative (marqueur de l'alcalinité) était de 13,3% il y a 7.5Ma et retombe à 9.2% vers 3Ma. Cette évolution est compatible avec un schéma de remontée progressive d'un diapir (Maury et Varet, 1980). En traçant les valeurs d'alcalinité selon l'âge des épanchements et selon la distance à l'axe de la remontée mantellique déterminée par Perrier et Ruegg (1973), il devient alors possible de dater l'âge de la remontée. La figure 5.4b montre les résultats obtenus:

- De 1 à 4Ma, le schéma selon lequel l'alcalinité croît avec la distance à l'axe semble respecter. Dans ce cas de figure, le Velay semble correspondre lui aussi à un pôle de remontée mantellique.

- entre 3 et 7Ma, la situation semble plus confuse mais on peut remarquer que le Velay et le Mont-Dore possède encore une faible alcalinité. Le Cantal aurait donc une influence plus profonde que le Mont-Dore. L'alcalinité du Cezalier, géographiquement très proche du Mont-Dore, montre qu'il existe un individualisation géochimique entre les deux édifices volcaniques.

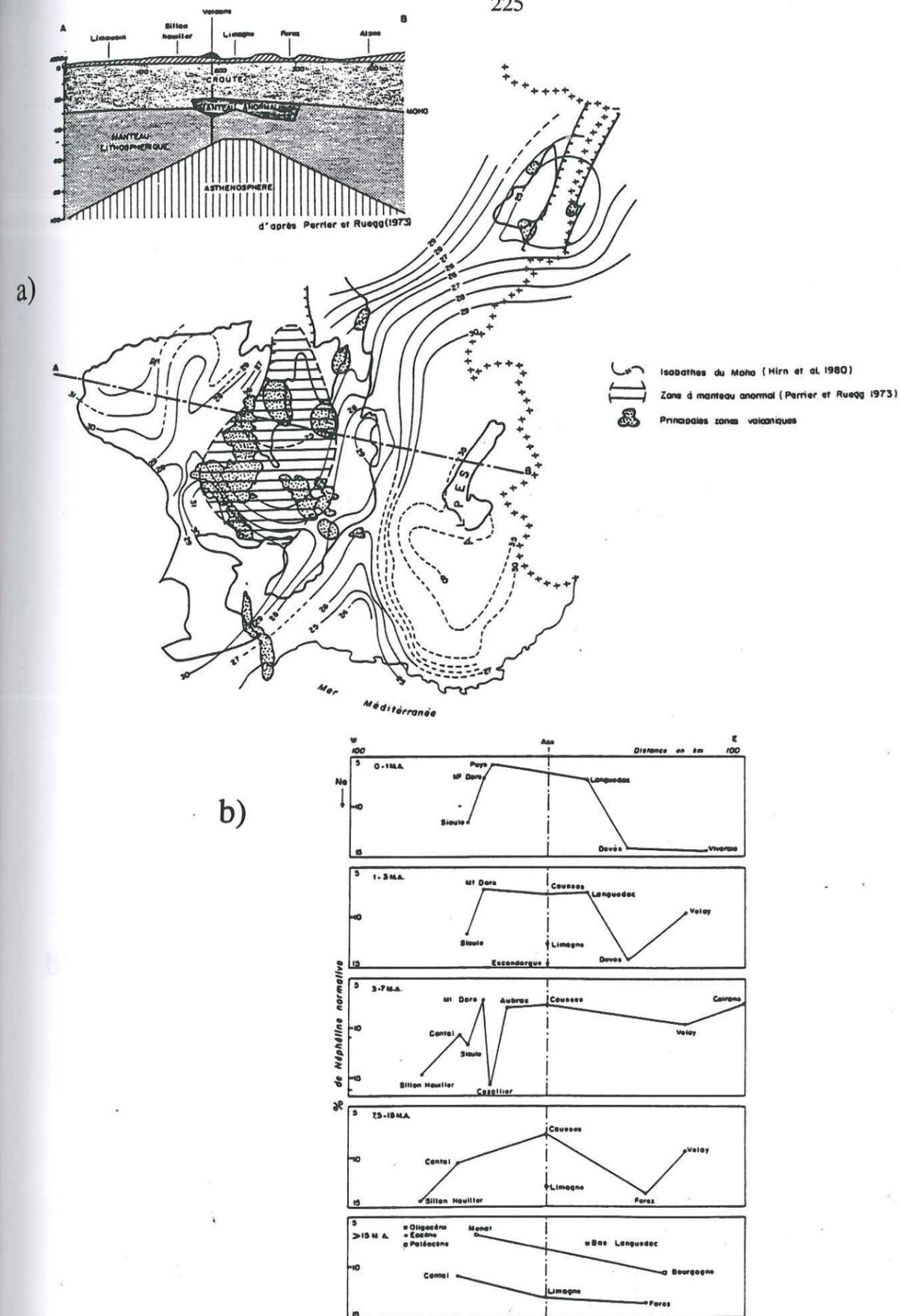


figure 5.4: (a) Représentation des données géophysiques sous le Massif Central et le fossé Rhénan. Une remontée du Moho est observée sous le fossé Rhénan et sous la Limagne. Un manteau anormal existe sous la zone affectée par le volcanisme. (b) Représentation de la valeur en néphéline normative des effusions magmatiques en fonction de la distance au manteau anormal (Perrier et Ruegg, 1973; Maury et Varet, 1980).

• De 7.5 à 15Ma, on retrouve le Velay et le Cantal faiblement alcalins comparativement au volcanisme de la Limagne.

La situation très claire entre 1 et 4Ma est cohérente avec les résultats précédents datant la remontée mantellique à 4Ma. L'axe définit ici ne semble pas être le seul point de remontée du manteau. On observe en effet la situation stable du Velay du Mont-Dore et du Cantal. L'idée d'un polydiapirisme n'est donc pas à exclure (Coisy et Nicolas, 1978;).

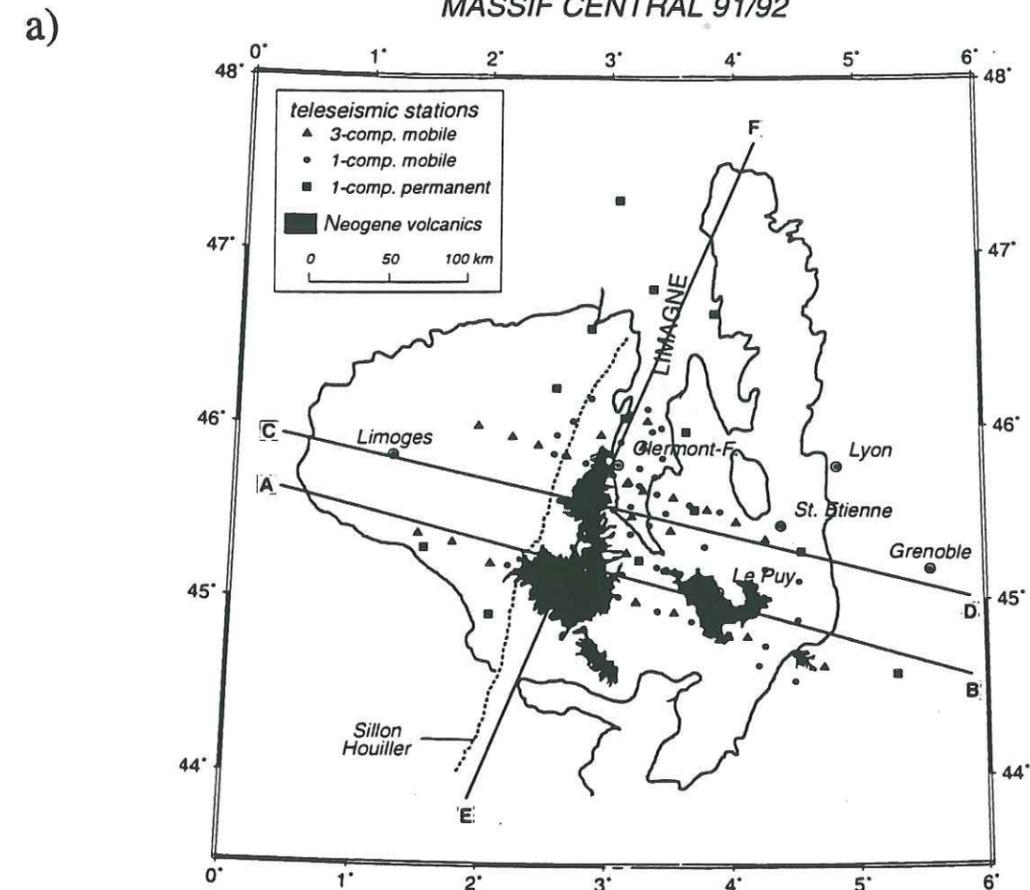
Aujourd'hui, les sources géothermales avec des températures atteignant 150°C à 1500m montrent qu'il existe encore dans la croûte et donc dans le manteau des perturbations thermiques. L'étude du facteur des ondes P téléseismiques va donc nous permettre de distinguer entre le modèle à remontée unique et un modèle incluant plusieurs remontées.

V-2. Données téléseismiques et interprétation

Le réseau installé entre 1991 et 1992 est représenté figure 5.5a. Le travail effectué sur le facteur de qualité ne prenait en compte que les données provenant des stations à une composante (de fréquence 1Hz) afin de ne pas prendre en compte la réponse instrumentale. Sur l'ensemble des enregistrements téléseismiques, seuls 8 événements ont été retenus pour leur très bon rapport signal/bruit.

V-2.1. Mesures de l'atténuation

La figure 5.6 montre l'atténuation obtenue par l'étude du temps de monté sur un ensemble de séismes d'azimut 21° dont deux événements des îles Kourilles et trois de Kamchatka et un ensemble d'azimut 270° dont un événement du Costa Rica et un séisme de Colombie. Le tableau 5.5b donne les valeurs moyennes calculées pour les stations ayant au minimum trois mesures de l'atténuation.



b)

Station	Lat. Nord	Long. Est	Q	Station	Lat. Nord	Long. Est	Q
LARD	45.38	3.18	85	LMEZ	45.76	3.25	1000
LBEM	44.65	4.57	270	LMON	45.95	2.58	1000
LBER	45.72	3.04	200	LPER	45.54	3.18	1000
LBES	45.50	3.88	150	LPET	44.54	4.49	220
LBRA	45.43	3.32	140	LPLC	44.94	3.40	330
LBUR	44.75	4.25	145	LQUA	45.66	3.24	1000
LCHA	45.18	4.24	160	LREZ	45.15	3.12	95
LCOU	45.52	3.04	165	LROM	44.88	3.67	80
LEDA	45.65	2.98	160	LROS	45.55	3.65	140
LEGO	45.84	3.01	165	LROU	45.79	2.82	340
LELO	46.16	2.86	805	LVAR	45.01	4.24	160
LESP	46.03	2.71	1000	SALB	44.65	4.57	200
LFON	45.31	3.77	465	SBRI	45.20	2.20	195
LFOU	45.82	3.43	95	SCHA	45.50	3.46	1000
LILP	45.19	3.39	420	SLAL	45.10	4.52	95

figure 5.5: (a) Localisation du réseau sismologique du Massif Central (Granet *et al.*, 1995). (b) Valeur de l'atténuation moyenne par station sur 8 événements téléseismiques.

On observe au Sud de la région étudiée deux zones atténuantes: une sous l'ensemble Cantal-Mont Dore et une à l'Ouest de l'ensemble Devès-Velay. Les valeurs de facteur de qualité donnent des variations importantes s'étalant de $Q=50$ à $Q=1000$. De tels écarts démontrent qu'il existe des zones fortement perturbées dans le manteau et dans la croûte sous cette région du Massif Central. Aucune atténuation notable ne semble affecter la croûte ou le manteau à l'aplomb de la Limagne.

Une incertitude sur la localisation en profondeur peut toutefois exister car les mesures sont reportées en surface et non le long du rai. Le fait que les valeurs du facteur de qualité soient parfois proches de 50 malgré un modèle moyennant Q sur une épaisseur de 150km montre que l'atténuation doit nécessairement se répartir le long du rai pour les zones les plus atténuantes. Combinée aux variations géographiques assez rapides du facteur de qualité, cette observation permet d'imaginer des zones atténuantes étroites et verticales (cylindres verticaux) placées sous le Cantal et sous le Devès. Si l'on associe les zones à forte atténuation avec des remontées diapiriques du manteau, la figure 5.6b donne une représentation schématique des perturbations mantelliennes sous la région.

Cette représentation concorde assez bien avec l'image tomographique obtenue par Granet *et al.* (1995; figure 5.7). L'inversion de la vitesse des ondes P montre, comme l'atténuation, deux zones à faible vitesse sous le Cantal et sous le Velay. Ces deux remontées semblent s'enraciner vers 100km de profondeur dans une zone à moindre vitesse. Cette dernière correspondrait alors au diapir principal.

V-2.2. Interprétations

Toutes les observations confirment l'existence d'un manteau anormal sous le Massif Central. Deux conduits à faible vitesse et à forte atténuation s'individualisent clairement sous les deux ensembles principaux du volcanisme. Cette image des anomalies mantelliennes rejoint les observations faites à partir des teneurs en néphéline normative qui montraient deux pôles principaux à faible pression sous le Mont Dore et sous le Velay.

Granet *et al.* (1995) interprètent les deux canaux à faible vitesse comme des intrusions de magmas mantelliennes actuellement cristallisées mais suffisamment chaudes pour être observables en tomographie. En effet, selon ces auteurs, les anomalies de Bouguer calculées d'après le modèle de vitesse ne nécessitent pas de faire intervenir de fusion partielle. Le fait

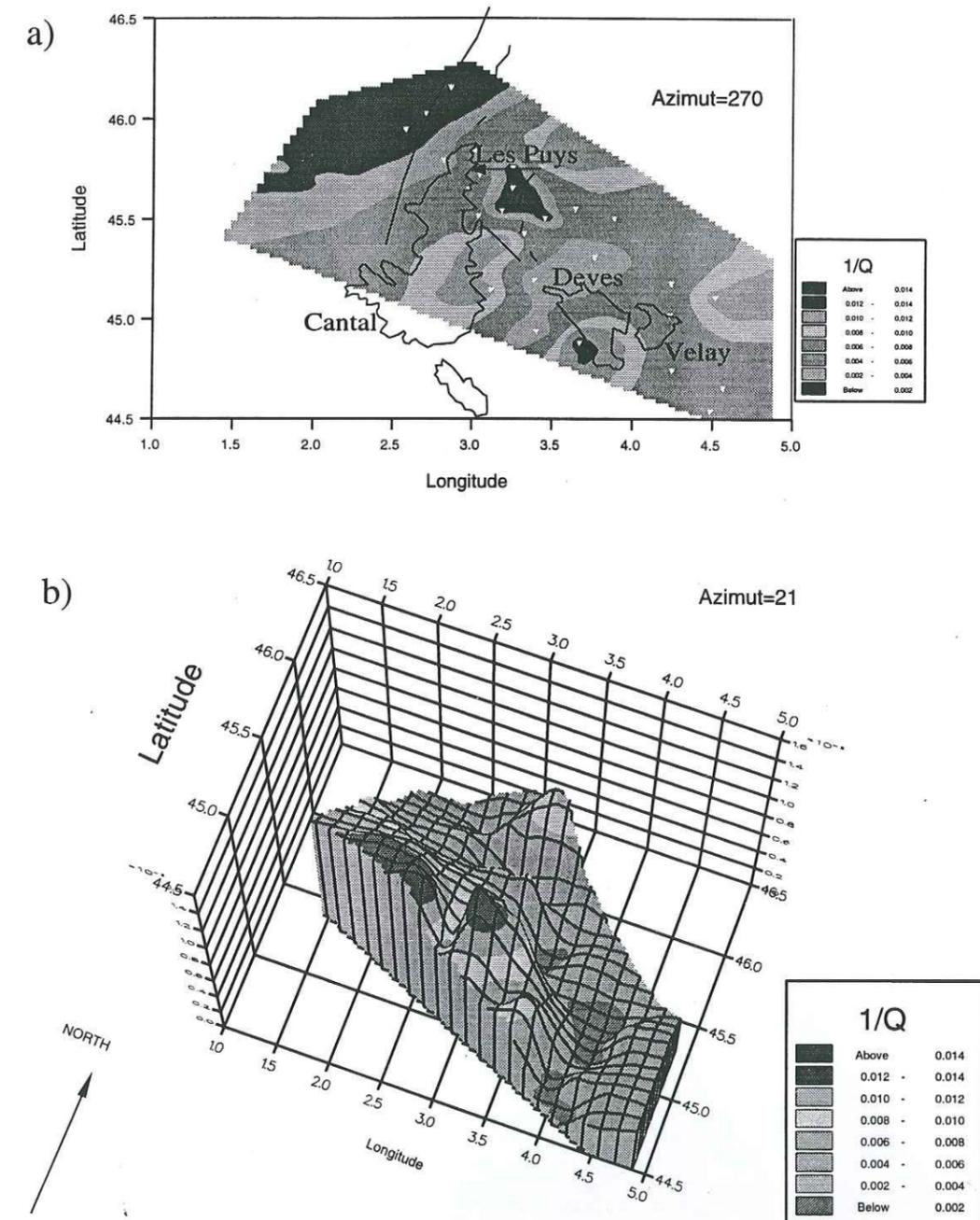


figure 5.6: Representation de l'atténuation moyenne pour des azimuts Nord Nord-Est (a) et Ouest (b). Si l'on relie atténuation et remontées mantelliennes, la figure (b) donne une représentation de la localisation des panaches mantelliennes.

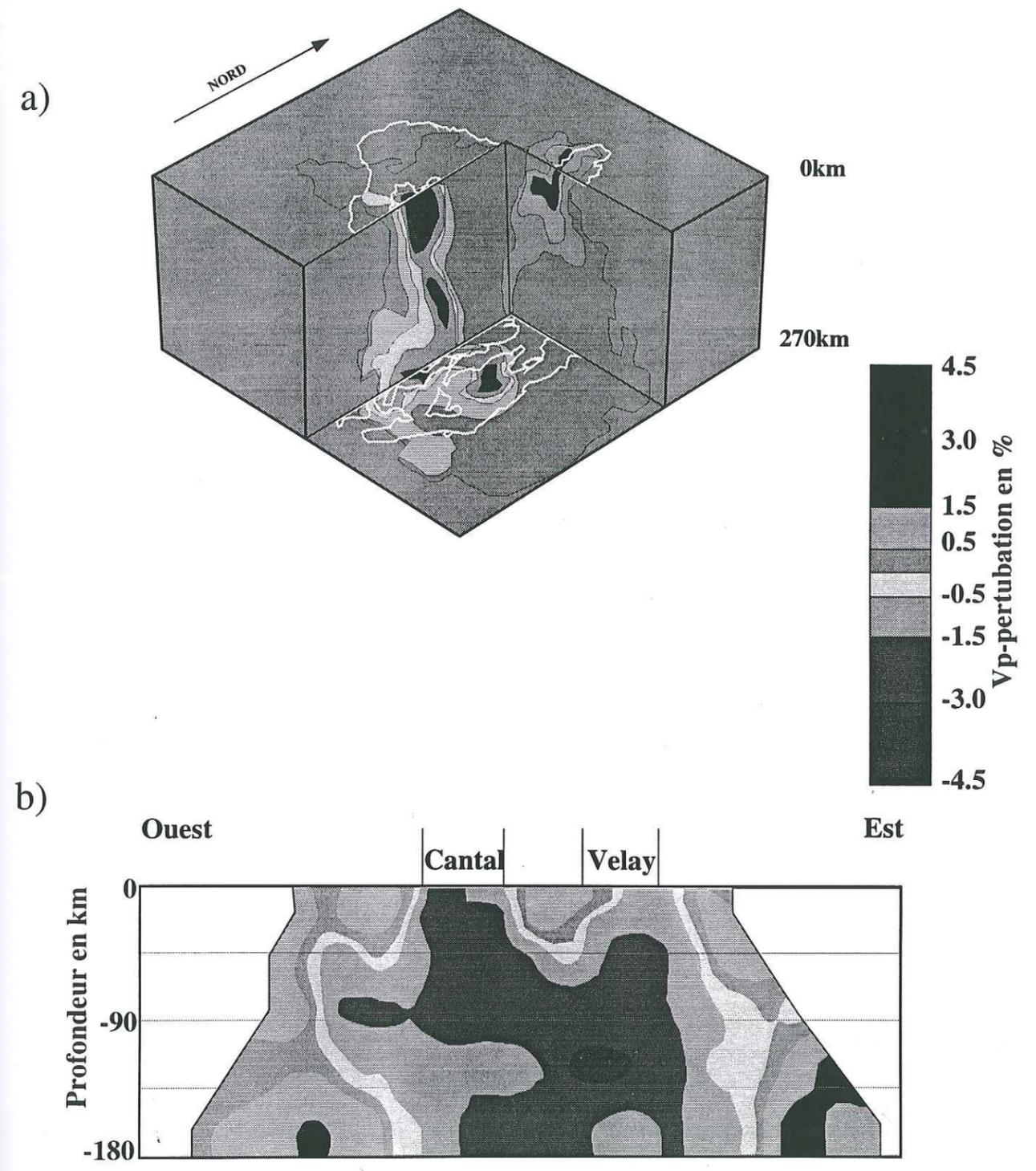


figure 5.7: La tomographie en vitesse des ondes P montre qu'il existe sous le Massif Central des traces de perturbations des proprietes mecaniques (a). Les deux perturbations caracterisent la lithosphere sous les ensembles Cantal-Mont Dore-chaine des Puys et Velay-Deves (Granet et al., 1995).

que le facteur soit très faible sur des épaisseurs aussi grande montre en contrepartie que les isothermes doivent être suffisamment proches du solidus pour affecter de façon aussi importante les ondes compressives.

Pour la croûte, l'existence couplée d'une fracturation intense et de circulations de fluides géothermaux sous les édifices volcaniques anciens peut expliquer un facteur de qualité aussi faible. Pour le manteau, seule une perturbation thermique importante (même sans atteindre la fusion partielle) permettrait de modifier de façon aussi notable les propriétés mécaniques des roches du manteau.

Des ces observations ressort une question importante: Les anomalies thermiques dans la lithosphère sont-elles encore entretenues ou s'agit-il d'un lent refroidissement de matériau initialement fondu depuis 1 à 2Ma (fin de la crise paroxysmale) ?

Pour cela, j'ai décidé, en collaboration avec Pascal Allemand, de créer un modèle de refroidissement passif dans la l'ensemble de la lithosphère.

V-2.3. Modélisation thermique

Les modélisations repose sur l'utilisation de la loi de diffusion thermique:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - K \nabla^2 T = A \quad (5.1)$$

avec $T(x,y,z,t)$ la température, t le temps, K la conductivité thermique du milieu ($\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-3}$), A la production de chaleur par unité de temps et de volume. C_p représente la chaleur spécifique par unité de volume et ρ la densité.

Le modèle initial ($t=0$) est le suivant:

→ La température de surface est de $T_s=0^\circ\text{C}$.

⇒ La croûte a un coefficient thermique $K=2.5\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-3}$ et une production de chaleur $A=1.4 \cdot 10^{-6}\text{W.m}^{-3}$

→ La température au Moho (30km) est de $T_m=800^\circ\text{C}$

⇒ Le manteau a un coefficient thermique $K=2.5W.K^{-1}.m^{-3}$ et le flux de chaleur à la base de la croûte est $q_m=40 mW.m^{-2}$

→ La croûte est en équilibre thermique pour $t < 0$

Ces valeurs donnent un flux en surface de $81.6 mW.m^{-2}$, ce qui est légèrement supérieur au flux obtenu par Daignières et Vasseur (1979) à Bournac (Haute-Loire).

A $t=0$, on met en place un cylindre thermique de 5km de diamètre et de température uniforme $T_p=1000^\circ C$ modélisant la remontée du magma (figure 5.8). La base du cylindre se situe à l'isotherme $1000^\circ C$. On laisse ensuite évoluer le système.

Le calcul numérique est effectué par la méthode des différences finies qui consiste à discrétiser le milieu dans l'espace et le temps afin de résoudre pas à pas l'équation différentielle 5.1. Le flux latéral de chaleur est supposé nul et les températures latérales sont prises égales aux températures voisines. La température basale du système est prise constante égale à $1000^\circ C$.

Les simplifications numériques permettant le calcul sont les suivantes:

1. Le modèle numérique ne tient pas compte de la chaleur latente de cristallisation. L'existence d'une cristallisation dans le conduit cylindrique devrait augmenter le temps du refroidissement global du système. Par cette approximation, le modèle sous-estime le temps de refroidissement.

2. Le calcul ne se fera que sur un modèle à 2 dimensions. Ce calcul surestime donc le modèle cylindrique initialement décrit.

La finalité de ce modèle n'est pas de modéliser fidèlement la remontée magmatique mais d'obtenir une image thermique montrant la diffusion latérale de la chaleur ainsi qu'un ordre de grandeur en temps de la diffusion dans la croûte et dans le manteau.

Les résultats, représentés sur la figure 5.8, montrent que même après 50000ans de relaxation thermique, la perturbation est encore visible. L'étroitesse du cylindre (5km) ne varie que très peu dans le temps et passe de 8km après 8000ans à 12km après 50000ans. La diffusion latérale est donc très faible. Après 1Ma, la perturbation thermique a totalement disparue. Comparée à l'histoire volcanique du Massif Central, cette durée semble faible. La

tomographie et l'atténuation ne montrent donc que les dernières perturbations thermiques ayant affectées la lithosphère du Massif Central.

V-3. Conclusion sur l'évolution du Massif Central

L'atténuation thermique ainsi que la tomographie des ondes P montrent clairement deux perturbations de propagation sous les ensembles Cantal-Mont Dore et Velay-Devès. L'atténuation mesurée montre que le manteau a été fortement perturbé thermiquement sous ces deux ensembles. Les modélisations thermiques permettent d'estimer les âges respectifs des remontées magmatiques. Sous le Velay, la tomographie montre que la perturbation maximale de la vitesse ne remonte pas dans la croûte. Cette situation est similaire à notre modélisation thermique après 200000ans. Cet âge est de l'ordre de grandeur des données géochronologiques qui datent la fin du volcanisme de cet édifice à 400000ans.

Pour l'ensemble Cantal-Mont Dore, la perturbation remonte très haut dans la lithosphère. La fin du volcanisme pour le Mont Dore est datée de 200000ans. Cet âge ne corrèle pas parfaitement avec l'image thermique qui donnerait plutôt un âge de 16000 à 8000ans. Cette perturbation serait alors associée avec le volcanisme de la chaîne de Puys. L'existence de cette perturbation thermique concorde avec l'existence de fluides géothermaux dans cette partie du Massif Central. Un modèle de refroidissement passif de la lithosphère permet donc d'expliquer les résultats de l'atténuation et de la tomographie.

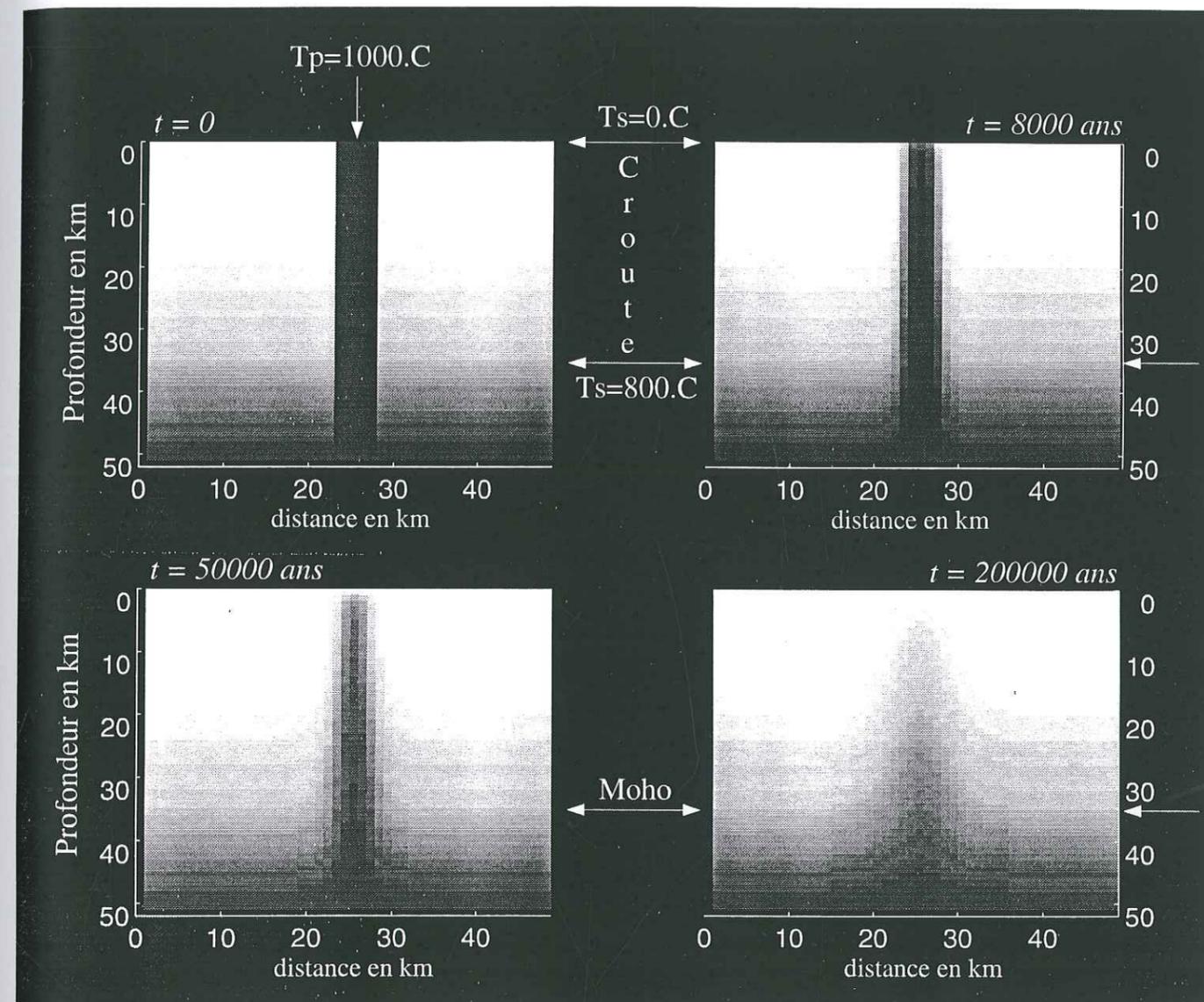


figure 5.8: Modelisation thermique de refroidissement a deux dimensions, d'un 'rectangle' a 1000C place dans une lithosphere initialement stable. Pour $t > 500.000$ ans (non represente), la perturbation thermique n'est pratiquement plus visible. La faible diffusion laterale est coherente avec les images de l'attenuation et de la tomographie.

Conclusions Générales

Conclusions

1. Chaîne de programme Lithoscope

Pour faciliter l'étude des phases secondaires des enregistrements télésismiques, deux programmes ont été mis au point:

1. Un programme de pointé de phases sur les sismogrammes (figure C.1). Le programme enregistre les phases pointées dans un fichier contenant: le nom de la station, le jour et l'heure, le nom des phases retenues et les temps de propagation. Ce fichier servira de base de référence pour les études concernant l'anisotropie.

2. Un second programme interactif permet de pointer les arrivées des ondes de cisaillement directement sur l'écran. Le programme associe aux sismogrammes horizontaux un filtrage Butterworth et une fenêtre représentant le mouvement de particule associé au pointé (figure C.2). Un fichier de sortie enregistre le pointé effectué ainsi que le pointé théorique provenant des tables de propagation.

Ces deux programmes permettent une étude et une sélection rapide des phases secondaires (SKS, PKS ...) très utiles pour l'étude de l'anisotropie. En début de traitement, ces deux programmes fournissent un ensemble de fichiers qui seront ensuite utilisés par les différents programmes de traitement de l'anisotropie, des fonctions de transfert et de l'atténuation par la méthode des rapports spectraux.

Les algorithmes de ces trois ensembles de programmes de traitement des signaux sismiques ont été décrits au cours des chapitres 1 à 3. Seule l'étude de l'atténuation en domaine temporel n'a pu être mise sous forme d'un programme unique du fait de la complexité des traitements.

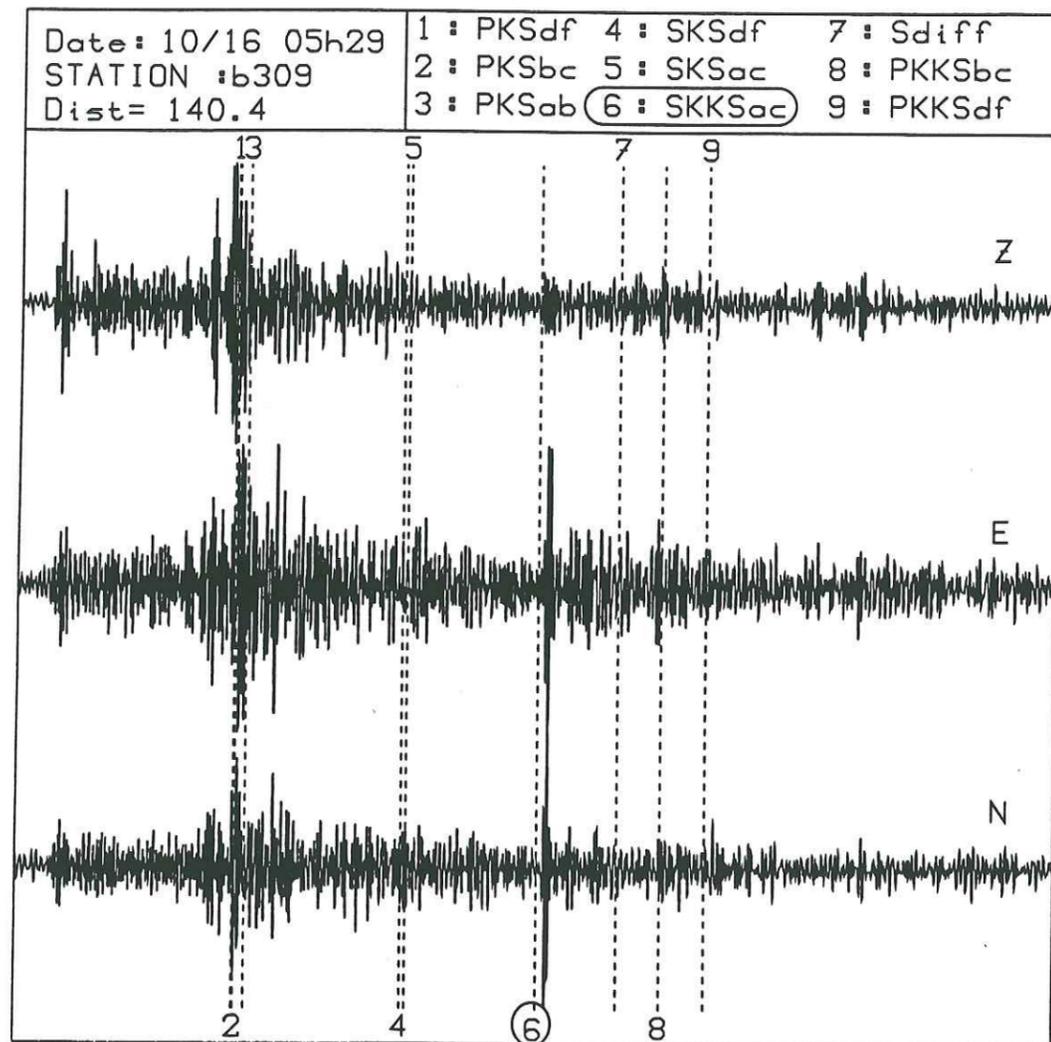


figure C.1: Fenêtre graphique du programme permettant la sélection des phases. Le programme affiche les trois composantes du sismogramme et permet de sélectionner les phases à l'aide des numéros associés.

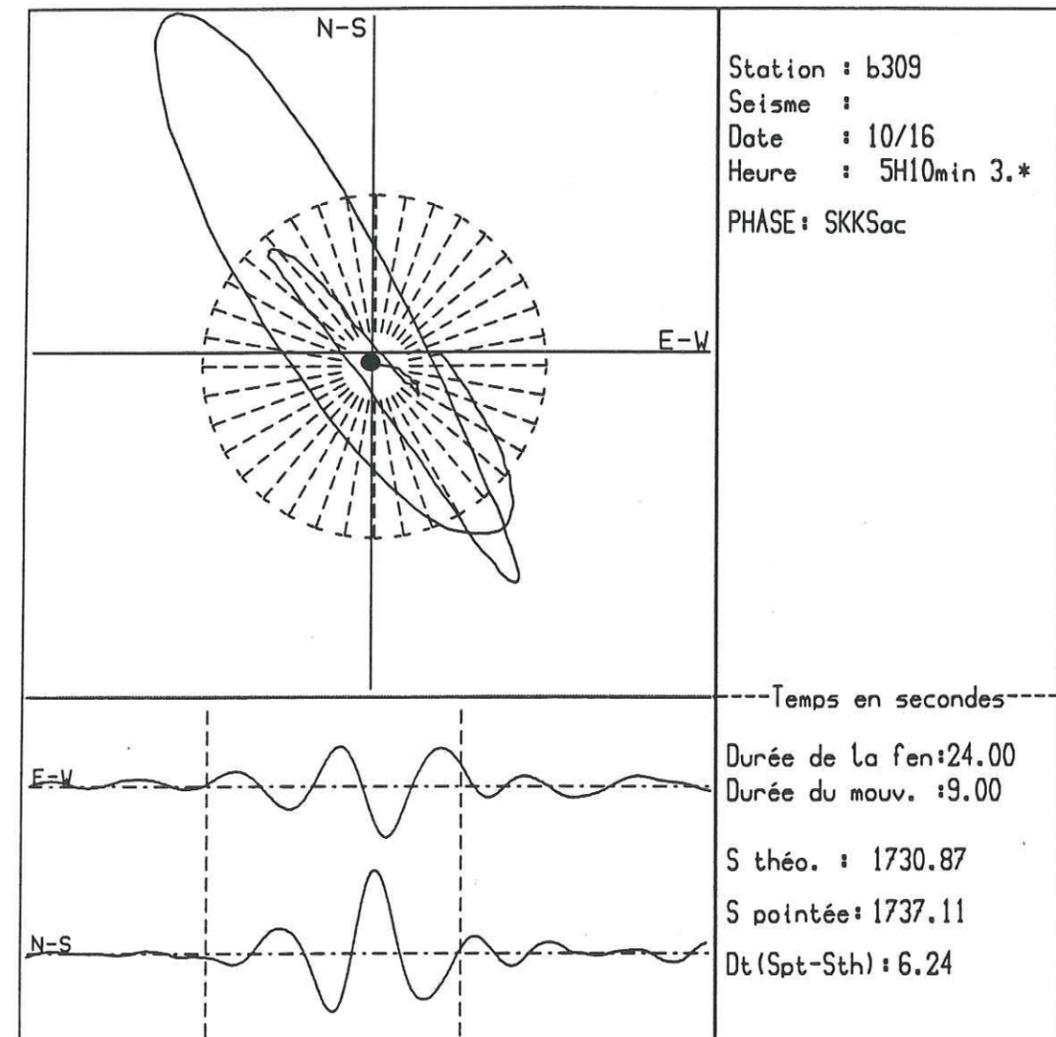


figure C.2: Programme de pointé de phase cisailante. Les deux composantes horizontales sont représentées. Il est possible de modifier la position de la fenêtre, le début et la durée du mouvement de particule et de filtrer les sismogrammes. En sortie, le programme indique le délai entre le pointé et le pointé théorique et dessine un rapporteur pour mesurer la direction du premier mouvement.

2. Résultats

Le but de ce travail était d'extraire des données Lithoscope des informations complémentaires à l'étude systématique de la tomographie. Les trois études portaient sur:

- L'étude des ondes converties au Moho afin de contraindre la structure de l'interface croûte-manteau.
- La mise en évidence d'anisotropie de vitesse dans le manteau pour étudier les caractéristiques de la déformation du manteau.
- L'étude de l'atténuation des ondes compressives pour obtenir des informations complémentaires sur le comportement mécanique des roches.

L'étude de la région du Kunlun dans le Nord Tibet a permis la mise en oeuvre de l'ensemble des programmes. La compréhension de la structure de la lithosphère de cette région est essentielle si l'on souhaite contraindre l'histoire tectonique et le comportement mécanique du couple croûte-manteau supérieur. L'étude comparée de l'atténuation, de l'anisotropie et des ondes converties a permis de mettre en évidence des variations latérales très importantes de structures mais aussi de chimismes de la lithosphère. Un assemblage aussi hétérogène provient de l'histoire tectonique de la région. L'étude des ces hétérogénéités lithosphériques a abouti à l'élaboration d'un nouveau schéma structural sur lequel trois remarques importantes peuvent être faites:

1. On retrouve aujourd'hui sous le Tibet des ensembles lithosphériques dont la mise en place remonte au Mésozoïque inférieur (Trias). Malgré cet âge, aucun phénomène de rééquilibrage physique ou chimique n'a permis leur homogénéisation. La tectonique himalayenne s'est donc mise en place sur un ensemble tibétain très hétérogène. Les grandes structures compressives et extrusives se sont donc logiquement installées le long des anciennes sutures.
2. La subduction continentale sous la partie Est de la chaîne du Kunlun est d'une ampleur décakilométrique (chevauchement d'échelle lithosphérique).
3. La suture d'Ul Jinsha a une importance tectonique comparable au système de failles et de sutures de la chaîne du Kunlun. La faible ampleur des subductions implique que l'extrusion latérale vers l'Est de cette partie du plateau tibétain a

permis d'absorber une grande partie des contraintes Nord-Sud engendrées par la collision Inde-Asie.

L'étude de l'atténuation sous le Massif Central a montré qu'il était possible de mettre en évidence des variations de comportements mécaniques très importants sur l'ensemble de la lithosphère. Du fait des pressions considérables en base de croûte et dans le manteau, seules des perturbations thermomécaniques peuvent engendrer des comportements aussi différents. L'atténuation a donc été complétée par une étude thermique du refroidissement passif des perturbations volcaniques anciennes afin de contraindre l'origine des phénomènes observés. La modélisation thermique d'un refroidissement thermique passif montre que le modèle décrit par Granet *et al.* (1995) est cohérent avec la tomographie et l'atténuation observée.

3. Collaborations

Durant cette thèse, j'ai eu la chance de pouvoir collaborer avec différents laboratoires ce qui a permis de croiser des connaissances complémentaires et d'apporter des idées nouvelles sur les sujets suivants:

- L'étude de l'anisotropie crustale et de la sismicité locale en collaboration avec G. Wittlinger et G. Herquel de l'IPG de Strasbourg. La comparaison de nos résultats et de nos programmes m'a permis de mieux cerner et comprendre les difficultés rencontrées durant cette thèse.
- La comparaison entre les résultats de magnétotellurique et d'anisotropie des ondes S faites à l'Ecole Polytechnique de Montréal avec M. Mareschal, G. Senechal et S. Rondenay a permis de contraindre l'épaisseur et la profondeur d'une zone anisotrope dans le manteau supérieur du bouclier canadien. Cette étude comparée de phénomènes physiques en apparence très différents nous permettra de mieux comprendre et interpréter l'anisotropie des ondes S télésismiques.
- Les modélisations thermiques faites en collaboration avec P. Allemand de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon a permis d'obtenir une image de la

diffusion thermique dans la lithosphère et de comparer ces résultats aux mesures d'atténuation et de vitesses (Granet *et al.*, 1995).

Les deux premières collaborations ont abouti à la rédaction de deux articles Herquel *et al.* (1995) et Senechal *et al.* (1995).

4. Le programme Lithoscope

Comme nous l'avons vu en introduction, la philosophie initiale du programme Lithoscope était d'étudier les structures de la croûte et du manteau à partir de l'inversion des résidus des ondes P. Les campagnes ont une durée de 5 à 6 mois et permettent l'enregistrement passif de phases téléseismiques.

Pour la tomographie de vitesse des ondes P, le nombre d'enregistrements semble suffisant et seul un problème de couverture azimutale peut contraindre cette étude. La conclusion est identique pour l'étude des ondes converties au Moho bien que la sélection des données plus contraignante limite le nombre d'enregistrements utilisables.

Pour l'étude de l'anisotropie des ondes S, se pose le problème du nombre de phases utilisables. En effet, les phases S polarisées (SKS, SKKS et PKS) ne représentent qu'un nombre très limité d'enregistrements. Ce problème a trois origines:

1. 5 à 6 mois de données ne permettent pas, du fait du nombre restreint de données, d'obtenir une couverture azimutale suffisante. Les études se basent donc le modèle le plus simple (symétrie hexagonale à axe horizontal).

2. Le mode d'enregistrement par déclenchement sur la composante verticale limite le nombre de phases observées. En effet, du fait des distances épicentrales nécessaires à l'enregistrement, les premières arrivées sont très peu énergétiques ou absentes (zone d'ombre) et ne permettent le déclenchement de l'enregistrement. Les dernières stations sismologiques (balises TITAN) possèdent un enregistrement continu sur des cassettes DAT et un mode en déclenchement utile pour la détection et le tri des données sur l'ensemble du réseau.

3. Les sismomètres 5sec à bande élargie ne permettent pas d'enregistrer correctement des phases SKS basse fréquence (cf. chapitre 2). Une partie des enregistrements est donc inutilisable du fait du déphasage introduit dans les bases fréquences

(réponse non linéaire). L'acquisition de sismomètre plus large bande possédant une réponse linéaire jusqu'à 10 secondes permettrait d'augmenter de façon notable la qualité et le nombre des enregistrements de phases secondaires.

L'objectif serait alors d'obtenir une image plus fine des interfaces dans la lithosphère en améliorant les programmes d'études des phases converties et en couplant les études d'anisotropie des ondes P et S.

L'amélioration de l'étude des ondes converties passe par le couplage entre vitesse de phase et déconvolutions (spectre de vitesse) ainsi que par la mise au point de méthodes d'analyse cepstrale associées à des estimations de spectre par la méthode ARMA (Gir, 1979). Cette méthode d'estimation des spectres permet d'améliorer nettement la résolution dans le domaine des fréquences. Cette méthode spectrale permettrait aussi d'améliorer l'étude des rapports spectraux afin d'estimer l'atténuation relative.

L'étude conjointe des séismes locaux et régionaux a eu une très grande importance dans la compréhension des structures crustales. Du fait des fréquences mises en jeu, les phases régionales possèdent une résolution supérieure aux ondes téléseismiques. Associée aux applications décrites précédemment ainsi qu'à la tomographie des ondes P, il devient possible d'étudier de manière fine les structures lithosphériques à partir des données du programme Lithoscope.

Références Bibliographiques

- Aki, K. & Richards, P. G., 1980. Quantitative seismology. Theory and methods. Vol. I, W.H. Freeman and Company, New-York.
- Anderson, D. L., Kanamori, H., Hart, R. S. & Liu, H. P., 1977. The Earth as a seismic absorption band. *Science*, 196, 166-167.
- Ansel, V., 1989. L'anisotropie du manteau déduite de la biréfringence des ondes de cisaillement. *Thèse, Université Paris Sud*.
- Arnaud, N. O., Vidal, Ph., Tapponnier, P., Matte, Ph. & Deng, W. M., 1992. The high K20 volcanisme of the northwestern Tibet: geochemistry and tectonique implications. *Earth planet. Sci. Lett.*, 111, 351-367.
- Autran, A., 1980. Evolution structurale du Protérozoïque aux distensions post-hercynienne. *Colloque C7, Géologie de France, Ed. BRGM, 107, 7-17*
- Avouac, J. P. & Tapponnier, P., 1993. Kinematic model of active deformation in central Asia. *Geophys. Res. Lett.*, 20, 895-898.
- Azimi, Sh. A., Kalinin, V. B. & Pivovarov, V. L., 1968. Impulse and transient characteristics of media with linear and quadratic absorbtion laws. *Physics. Solid. Earth*, 88-93.
- Babuska, V. & Cara, M., 1991. Seismic anisotropy in the Earth. *Kluwer Academic Publishers*.
- Babuska, V. & Pros, Z., 1984. Velocity anisotropy in granodiorite and quartzite due to the distribution of microcracks. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76, 121-127.
- Babuska, V., Plomerová, J. & Šílený, J., 1993. Models of seismic anisotropy in the deep continental lithosphere. *Phys. Earth planet. Interiors*, 78, 167-191
- Barruol, G., 1993. Pétrophysique de la croûte inférieure. Rôle de l'anisotropie sismique sur la réflectivité et le déphasage des ondes S. *Thèse, Université de Montpellier II*.
- Barruol, G. & Mainprice, D., 1993. A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear-wave splitting of the teleseismic SKS waves. *Phys. Earth planet. Interiors*, 78, 281-300.
- Beghoul, N., Barazangi, M. & Isacks, B. L., 1993. Lithospheric structure of Tibet and western north America: Mechanisms of uplift and a comparative study. *J. Geophys. Res.*, 98, 1997-2016.

- Bird, P., 1979. Continental delamination and the Colorado Plateau. *J. geophys. Res.*, 84, 7561-7571.
- Blair, D. P. & Spathis, A. T., 1984. Seismic Source influence in pulse attenuation studies. *J. Geophys. Res.*, 89, 9253-9258.
- Bogert, B.P., Healy, M. J. R & Tukey, J. W., 1962. The frequency analysis of time series for echoes: cepstrum, pseudo-autocovariance, cross-cepstrum and phase cracking. Proceeding of the Symposium on time series analysis, Ed. M. Rosenblatt, John Wiley & Sons, Inc. New York.
- Bourjot, L., 1991. Relation entre structure lithosphérique profonde et déformation de surface au Tibet. *Thèse, Université Paris VII.*
- Bowman, J.R. & Ando, M, 1987. Shear-wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga subduction zone. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 88, 25-41.
- Brandon, C. & Romanowicz, B., 1986. A "No Lid" zone in the central Chang-Thang platform of the Tibet: Evidence from pure phase velocity measurements of long period Rayleigh waves. *J. Geophys. Res.*, 91, 6547-6564.
- Brennan, B. J., 1980. Pulse propagation in media with Frequency-Dependent Q. *Geophys. Res. Lett.*, 7, 211-213.
- Brigham, E. O., 1988. The fast Fourier transform and its applications. *Prentice-Hall International Edition.*
- Burdick, L. J. & Langston, C. A., 1977. Modeling crustal structure through the use of converted phases in teleseismic body-wave forms. *Bull. seism. Soc. Am.*, 67, 677-691.
- Burg, J. P., Davy, P. & Martinod, J., 1994. Shortening of analogue models of the continental lithosphere: New hypothesis for the formation of the Tibetan plateau. *Tectonics*, 13, 475-483.
- Campillo, M., 1986. Sismogrammes synthétiques dans les milieux élastiques hétérogènes: développement méthodologique et applications. *Thèse d'Etat de l'Université scientifique, technologique et médicale de Grenoble.*
- Caron, J. M., Gauthier, A., Schaff, A., Ulysse, J. & Wozniak, J., 1989. Comprendre et enseigner LA PLANETE TERRE. *Edition ORPHYS.*
- Chatelain, J. L., Roecker, S. W., Hatzfeld, D. & Molnar, P., 1980. Microearthquake seismicity and fault plane solutions in the Hindu Kush region and their tectonic implications. *J. Geophys. Res.*, 85, 1365-1387
- Chen, W. & Peter Molnar, 1983. Focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 88, 4183-4214.
- Chroston, P.N. & Max, M.D., 1988. Seismic anisotropy in mylonites: an example from the Mannin Thrust zone, southwest Connemara, Ireland. *Tectonophysics*, 148, 29-39.
- Christensen, N.I., 1984. The magnitude, symmetry and origin of upper mantle anisotropy based on fabric analyses of ultramafic tectonites. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76, 89-111.
- Cliet, C. & Dubesset, M., 1987. La paramétrisation des trajectoires de particules (première partie: Théorie). *Institut Français du Pétrole, Réf. I.F.P. n° 35080.*
- Coisy, P. & Nicolas, A., 1978. Structure et géodynamique du manteau supérieur sous le Massif Central (France) d'après l'étude des enclaves des basaltes. *Bull Mineral.*, 101, 424-436.
- Coleman, M. & Hodges, K., 1995. Evidence for Tibetan plateau uplift before 14Myr ago from new minimum age for east-west extension. *Nature*, 374, 49-52.
- Crampin, S., 1984. Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76, 135-145.
- Daignières, M. & Vasseur, G., 1979. Détermination et interprétation du flux géothermique à Bournac (Haute-Loire). *Ann. Géophys.*, 35, 31-39.
- Der, Z. A. & Lees, A. C., 1985. Methodologies for estimating $t^*(f)$ from short-period body waves and regional variations of $t^*(f)$ in the United States. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 82, 125-140.
- Der, Z. A., Lees, A. C., Cormier, V. F., Anderson & L. M., 1986. Frequency dependence of Q in the mantle underlying the shield areas of Eurasia (Part I-II-III). *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 87, 1057-1112.
- Dewey, J. & Burke, K., 1973. Tibetan, Variscan and Precambrian basement reactivation: products of continental collision. *J. Geol.*, 81, 683-692.

- Dewey, J., Shackleton, R., Chang, C. & Sun, Y., 1988. The tectonic evolution of the Tibetan Plateau. *Phil. Trans. Soc. Lon.*, A327, 379-413.
- Dey-Sarkar, S. K. & Wiggins, R. A., 1976. Source deconvolution of teleseismic P wave arrivals between 14° and 40°. *J. Geophys. Res.*, 81, 3633-3641.
- Farnbach, J. S., 1975. The complex envelope in seismic signal analysis. *Bull. seism. Soc. Am.*, 65, 951-962.
- Farra, V., 1995. Etude de l'anisotropie sismique du manteau supérieur. Comité National Français de Géodésie et de Géophysique, Rapport Quadriennal 1991-1994, 59-66.
- Farra, V. & Vinnik, L., 1994. Shear-wave splitting in the mantle of the Pacific. *Geophys. J. Int.*, 119, 195-218.
- Farra, V., Vinnik, L., Romanowicz, B., Kosarev, G.L. & Kind, R., 1991. Inversion of teleseismic S particle motion for azimuthal anisotropy in the upper mantle: a feasibility study. *Geophys. J. Int.*, 106, 421-431.
- Gir, R., 1979. L'analyse cepstrale des périodicités de réverbérations dans l'étude locale de la structure de la croûte. *Thèse, Université Louis Pasteur de Strasbourg*.
- Granet, M., Stoll, G., Dorel, J., Achauer, U., Poupinet, G. et Fuchs, K., 1995. Massif Central (France): new constraints on the geodynamical evolution from teleseismic tomography. *Geophys. J. Int.*, 121, 33-48.
- Guest, W. S. & Thomson, C. J., 1992. A source of significant transverse arrivals from an isotropic-anisotropic interface, e.g. the Moho. *Geophys. J. Int.*, 111, 309-318.
- Guilbert, J., Poupinet, G. & Mei, J., 1995. A study of azimuthal P-residuals and shear-wave splitting across the Kunlun range (Northern Tibetan Plateau). *Phys. Earth planet. Interiors*, (accepté).
- Haddon, R. A. W. & Husebye, 1978. Joint interpretation of P-wave time and amplitude anomalies in terms of lithospheric heterogeneities. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 55, 19-43.
- Haskell, N. A., 1953. The dispersion of surface waves on a multilayered solid. *Bull. seism. Soc. Am.*, 43, 17-.
- Haskell, N. A., 1962. Crustal reflection of plane P and SV waves. *J. Geophys. Res.*, 67, 4751-4767.
- Helmberger, D. V. & Wiggins, R. A., 1971. Upper mantle structure of MidWestern United States. *J. Geophys. Res.*, 76, 3229.
- Herquel, G., Wittlinger, G. & Guilbert, J., 1995. Anisotropy and crustal thickness of northern Tibet. New constraints for tectonic models. *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1925-1928.
- Hess, H., 1964. Seismic anisotropy of the uppermost mantle under ocean. *Nature*, 203, 629-631.
- Hirn, A., Lepine, J.C., Jobert, G., Sapin, M., Wittlinger, G., Xin, X.Z., Yuan, G. E., Jing, W. X., Wen, T. W., Bai, X. S., Pandey, M. R. & Tater, J. M., 1984. Crustal structure and variability of the Himalayan border of Tibet. *Nature*, 307, 23-25.
- Hirn, A., Necessian, A., Sapin, M., Jobert, G., Xin, X. Z., Yuan, G. E., Yuan, L. D. & Wen, T. J., 1984. Lhasa block and bordering sutures- a continuation of a 500-km Moho traverse trough Tibet. *Nature*, 307, 25-27.
- Holbrook, W. S., Mooney, W. D. & Christensen, N. I., 1992. Continental lower crust. Chap. II, 45-79. *Developments in geotectonics 23*.
- Ho-Liu, P., Kanamori, H. & Clayton, R., 1988. Applications of attenuation tomography to Imperial Valley and Coso-Indian Wells region, Southern California. *J. Geophys. Res.*, 93, 10501-10520.
- Jin, Y., McNutt, M. K. & Zhu, Y., 1994. Evidence from gravity and topography data for folding of Tibet. *Nature*, 371, 669-674.
- Jiwen, T., Siyu, W., Kezhang, S. & Changshun, X., 1987. The characteristics of the seismic activity in the Qinghai-Xizang (Tibet) Plateau of China. *Tectonophysics*, 134, 129-144.
- Joanny, V., 1991. *Thèse, Ecole Normale Supérieure de Lyon*.
- Kenneth, W. & Nur, A., 1979. Friction and seismic in rocks. *Nature*, 277, 528-531.
- Kennett, B.L.N., Gudmundsson, O. & Tong, C., 1994. The upper-mantle S and P velocity structure beneath northern Australia from broad-band observations. *Phys. Earth planet. Interiors*, 86, 85-98.
- Kidd, W. & Molnar, P., 1988. Quaternary and active faulting observed on the 1985 Academia Sinica-Royal Society Geotraverse of Tibet. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A327, 337-363.

- Kjartansson, E., 1979. Constant Q-wave propagation and attenuation. *J. Geophys. Res.*, 84, 4737-4748.
- Kumazawa, M. & Anderson, O.L., 1969. Elastic moduli, pressure derivatives and temperature derivatives of single crystal olivine angle crystal forsterite. *J. Geophys. Res.*, 74, 5961-5980.
- Langston, C. A., 1979. Structure under Mount Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves. *J. Geophys. Res.*, 84, 4749-4762.
- Lavé, J., Avouac, J.P., Lacassin, R., Tapponnier, P. & Montagner, J.P., 1995. Seismic anisotropy beneath Tibet: evidence for eastward extrusion of the tibetan lithosphere?. *Earth planet. Sci. Lett.*, Soumis.
- Le Pichon, X., 1992. Kinematics, topography, shortening, and extrusion in the India-Eurasia collision. *Tectonics*, 6, 1085-1098.
- Li, Y., Thurber, C. H. & Munson, C. G., 1992. Profile of discontinuities beneath Hawaii from S to P converted seismic waves. *Geophys. Res. Lett.*, 19, 111-114.
- Liu, H. P., Anderson, D. L. & Kanamori, H., 1976. Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition. *J. Roy. Astron. Soc.*, 47, 41-58.
- Lundquist, G. M. & Cormier, V. C., 1980. Constraints on the absorption band model of Q. *J. Geophys. Res.*, 85, 5244-5256.
- Luosto, U., Lanne, E., Korhonen, H., Guterch, A., Grad, M., Materzok, R. & Perchuc, E., 1984. Deep structure of the Earth's crust on the SVEKA profile in central Finland. *Annls Geophys.*, 2, 559-570.
- Lupei, Z., Rongsheng, Z., Wu, F. T., Owens, T. J. & Rondall, G. E., 1993. Study on the crust-upper mantle structure of the Qinghai-Tibet plateau by using broadband teleseismic body wave-form. *IASPEI Publication Serie for the IDNDR*, Vol. No. 3, Seismological Press, Beijing.
- Lyon-Caen, H. & Molnar, P., 1983. Constraint on the structure of the Himalaya from an analysis of gravity anomalies and a flexural model of the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 88, 8171-8191.
- Lyon-Caen, H., 1986. Comparison of the upper mantle shear wave velocity structure of the Indian Shield and Tibetan Plateau and tectonic implication. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 86, 727-749.
- Mainprice, D. & Silver, P.G., 1993. Interpretation of SKS-waves using samples from subcontinental lithosphere. *Physics Earth planet Interiors*, 78, 257-280.
- Mattauer, M., 1986. Les subductions intracontinentales des chaînes tertiaires d'Asie; leurs relations avec les décrochements. *Bull. Soc. géol. France*, t. II, 143-157.
- Mattauer, M., 1990. Arguments en faveur d'un diapir mantellique sous le plateau tibétain. *C. R. Acad. Sci. Paris*, II, 1695-1700.
- Mattauer, M., Malavieille, J., Calassou, S., Lancelot, J., Roger, F., Ziwen, H., Zhiqin, X. & Liwei, H., 1992. La chaîne Triasique de Songpan-Garze (Ouest Sechuan et Est Tibet): une chaîne de plissement-décollement sur marge passive. *C. R. Acad. Sci., Paris*, II, 619-626.
- Maupin, V., 1994. On the possibility of anisotropy in the D'' layer as inferred from the polarization of diffracted S waves. *Phys. Earth planet. Interiors*, 87, 1-32.
- Mauri, R.C. et Varet, J., 1980. Le volcanisme tertiaire et quaternaire en France. *Colloque C7, Géologie de France, Ed. BRGM*, 107, 137-159.
- Mavko, G. M., 1980. Velocity and attenuation in partially molten rocks. *J. Geophys. Res.*, 85, 5173-5189.
- McNamara, D.E., Owens, T.J., Silver, P.G. & Wu, F.T., 1994. Shear wave anisotropy beneath the Tibetan Plateau. *J. Geophys. Res.*, 99, 13655-13665.
- Minster, J.B. & Jordan, T.H., 1978. Present-day plate motions. *J. Geophys. Res.*, 83, 5331-5354.
- Molnar, P. & Tapponnier, P., 1978. Active Tectonics of Tibet. *J. Geophys. Res.*, 83, 5361-5375.
- Molnar, P., 1988. A review of geophysical constraints on the deep structure of the Tibetan Plateau, the Himalaya and the Karakoram, and their tectonic implications. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A326, 33-87.
- Molnar, P., England, P. & Martinod, J., 1993. Mantle dynamics, uplift of the tibetan plateau, and the indian monsoon. *Rev. Geophys.*, 31, 357-396.

- Montagner, J.P. & Tanimoto, T., 1991. Global upper mantle tomography of seismic velocities and anisotropies. *J. Geophys. Res.*, 96, 20337-20351.
- Mori, J. & Frankel, A., 1992. Correlation of P wave amplitudes and travel time residual for teleseisms recorded on the southern California Seismic Network. *J. Geophys. Res.*, 97, 6661-6674.
- Ni, J. & Barazangi, M., 1983. High-frequency seismic wave propagation beneath the Indian Shield, Himalayan Arc, Tibetan Plateau and surrounding regions: high uppermost mantle velocities and efficient Sn propagation beneath Tibet. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 72, 665-689.
- Nicolas, A., 1989. Principes de tectonique. Edition Masson.
- Nicolas, A., 1993. Why fast polarization directions of SKS seismic waves are parallel to mountain belts. *Physics Earth planet Interiors*, 78, 337-342.
- Nicolas, A. & Poirier, J.P., 1976. Crystalline plasticity and solid state flow in metamorphic rocks. JOHN WILEY & SONS.
- Nuttli O., 1961. The effect of the Earth's surface on the S wave motion. *Bull. seism. Soc. Am.*, 51, 237-246.
- O'Neill, M. E. & Hill, D., 1979. Causal absorption: its effect on synthetic seismograms computed by the reflectivity method. *Bull. seism. Soc. Am.*, 69, 17-25.
- Owens, T. J., Zandt, G. & Taylor, S. R., 1984. Seismic evidence for an ancient rift beneath the Cumberland plateau, Tennessee: a detailed analysis of broadband teleseismic P waveforms. *J. Geophys. Res.*, 89, 7783-7795.
- Özalaybey, S. & Savage, M.S., 1994. Double-layer anisotropy resolved from S phase. *Geophys. J. Int.*, 117, 653-664.
- Paul, A. & Nicollin, F., 1989. Thin crustal layering in Northern France: observation and modelling of the PmP spectral content. *Geophys. J. Int.*, 99, 229-246.
- Peltzer, G. & Tapponnier, P., 1988. Formation and evolution of strike-slip faults, rifts, and basins during the India-Asia collision: an experimental approach. *J. Geophys. Res.*, 93, 15085-15117.
- Perrier, G. et Ruegg, J.C., 1973. Structure profonde du Massif Central français. *Ann. Geophys.*, 29, 435-502.
- Poupinet, G., 1979. On the relation between P-wave travel time residuals and the age of continental plates. *Earth planet. Sci. Lett.*, 43, 149-161.
- Ramsay, J.G. & Huber, M.I., 1989. The techniques of modern structural geology. Vol. 1: Strain analysis. *Academic Press*.
- Réfrégier, Ph., 1993. Théorie du signal: signal, information, fluctuations. *Edition Masson*.
- Régnier, M., Chiu, J., Smalley, R., Jr., Isacks, B. L. & Araujo, M., 1994. Crustal thickness variation in the Andean Foreland, Argentina, from converted waves. *Bull. seism. Soc. Am.*, 84, 1097-1111.
- Reiter, L. & Montfort, M. E., 1977. Variations in initial pulse width as a function of anelastic properties and surface geology in Central California. *Bull. seism. Soc. Am.*, 67, 1319-1338.
- Rey, P., 1992. Effondrement de la chaîne Varisque dans les Vosges et fabrication sismique de la croûte continentale. *Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble I*.
- Roecker, S. W., 1982. Velocity structure of the Pamir-Hindu Kush region: Possible evidence of subducted crust. *J. Geophys. Res.*, 87, 945-959.
- Sheriff, R. E. & Geldart, L. P., 1983. Exploration seismology: History, theory and data acquisition. Vol. I, *Cambridge University Press*.
- Shih, X.R., Meyer, R. P. & Schneider, J.F., 1989. An automated, analytical method to determine shear-wave splitting. *Tectonophysics*, 165, 271-278.
- Silver, P. G. & Chan, W. W., 1991. Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation. *J. Geophys. Res.*, 96, 16429-16454.
- Slack, P. D., Davis, P. M., Kenya Rift International Seismic Project (KRISP) Teleseismic Working Group, 1994. Attenuation and velocity of P-waves in the mantle beneath the East African rift, Kenya. *Tectonophysics*, 236, 331-358.
- Souriau, A. & Kassala, J.D.N., 1993. Anisotropy beneath the North Pyrenean fault. *Phys. Earth planet. Interiors*, 78, 239-244.
- Stephen, R.A., 1985. Seismic anisotropy in the upper oceanic crust. *J. Geophys. Res.*, 90, 11383-11396.

- Tapponnier, P. & Molnar, P., 1977. Active faulting and Tectonics of China. *J. Geophys. Res.*, 82, 2905-2930.
- Tapponnier, P. & Molnar, P., 1979. Active faulting and cenozoic *Tectonics* of the Tien Shan, Mongolia and Baikal regions. *J. Geophys. Res.*, 84, 3425-3459.
- Tapponnier, P., Peltzer, G. & Armijo, R., 1986. On the mechanics of the collision between India and Asia. *Collision Tectonics*, Cowards, M. P. & Ries, A. C. (éd.), 115-157.
- Tapponnier, P., Meyer, B., Avouac, J.P., Peltzer, G., Gaudemar, Y., Shunmin, G., Hongfa, X., Kelun, Y., Zhitai, C., Shuashua, C., & Huagang, D., 1990. Active thrusting and folding in the Qilian Shan, and decoupling between upper crust and mantle in northeastern Tibet. *Earth planet. Sci. Lett.*, 97, 382-403.
- Teng, T. L., 1968. Attenuation of body waves and Q structure of the mantle. *J. Geophys. Res.*, 71, 2195-2208.
- Thomas, Y., 1994. Signaux et systèmes linéaires. *Edition Masson*.
- Vauchez, A. & Nicolas A., 1991. Mountain building: strike-parallel motion and mantle anisotropy. *Tectonophysics*, 185, 183-201.
- Verma, R.K., 1960. Elasticity of some high density crystals. *J. Geophys. Res.*, 65, 757-760.
- Vidale, J. E., 1986. Complex polarisation analysis of particle motion. *Bull. seism. Soc. Am.*, 76, 1393-1405.
- Wajeman, N. & Souriau, A., 1987. A possible local anomaly in the 670km discontinuity beneath Kergelen, *Phys. Earth planet. Interiors*, 49, 294-303.
- Wajeman, N., 1989. Observation des discontinuités du manteau terrestre par des méthodes sismologiques. *Thèse, Université Paul Sabatier*.
- Wajeman, N., 1986. Contribution à l'étude des discontinuités profondes du manteau terrestres par les ondes converties. *Mémoire d'ingénieur-géophysicien de l'IPGS, Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale à Toulouse*.
- Willett, S. D. & Beaumont, C., 1994. Subduction of Asian lithospheric mantle beneath Tibet inferred from models of continental collision. *Nature*, 369, 642-645.
- Wittlinger, G., Masson, F., Poupinet, G., Tapponnier, P., Mei, J., Herquel, G., Guilbert, J., Achauer, U., Guanqi, X., Danian, S. & Lithoscope Kunlun Team, 1995. Seismic tomography of the northern-Tibet and Kunlun: evidence for crustal blocks and mantle velocity contrasts. *J. Geophys. Res.*, (Soumis)
- Wu, G., Xiao, X. & Li, T., 1991. Yadong to Golmud transect Qinghai-Tibet Plateau, China No. Global Geoscience Transect 3). *Inter-Union Commision on the Lithosphere and American Geophysical Union*.
- Wu, G., Xiao, X., Li, T., Cheng, Q., Cui, J., Cui, Z., Dong, X., Gao, R., Huang, H., Liu, X., Meng, L. S., Sheng, X. & Yu, Q., 1993. Lithospheric structure and evolution of the Tibetan Plateau: the yadong-Golmud geoscience transect. *Tectonophysics*.
- Zhang, S. & Karato, S.I., 1995. Lattice preferred orientation of olivine aggregates deformed in simple shear. *Nature*, 375, 774-777.
- Zhao, L. S. & Xie, J., 1993. Lateral variations in compressional velocities beneath the Tibetan Plateau from P_n travelttime tomography. *Geophys. J. Int.*, 115, 1070-1084.
- Zhao, W. L. & Morgan, J., 1985. Uplift of Tibetan Plateau. *Tectonics*, 4, 359-369.
- Zhao, W. L. & Morgan, J., 1987. Injection of Indian crust into Tibetan lower crust: A two-dimensional finite element model study. *Tectonics*, 6, 489-504.
- Zucca, J. J. & Evans, J. R., 1992. Active high-resolution wave attenuation tomographie at Newberry Volcano, Central Cascade Range. *J. Geophys. Res.*, 97, 11047-11055.

Annexe 1

Traitement du signal

Annexe 1

Notes de traitement du signal

Cette partie concernant le traitement du signal résume de façon assez brève les différentes méthodes d'estimation spectrale. L'étude spectrale occupe une grande partie des traitements en géophysique. Il est donc nécessaire de savoir ce qu'il est possible de faire à partir des données et quelles sont les limites de ces estimations. Il se cache souvent derrière des termes très usités (rapports spectraux ou minimum d'entropie), des théories reposant sur des études statistiques assez complexes.

La seconde partie traitera de l'étude de cepstres. Cette méthode, très peu utilisée en sismologie, permet le découplage théorique entre le terme de source et la fonction de transfert. Son utilisation semble donc possible pour l'estimation de la profondeur des interfaces majeures de la lithosphère à partir des enregistrements télésismiques (cf. Chapitre I).

A. Estimation du spectre d'énergie du signal

La difficulté majeure de l'étude spectrale en sismologie réside dans le fait que l'on recherche à obtenir des résultats 'stables' à partir de peu d'enregistrements (une donnée dans les méthodes de rapports spectraux). Il est alors nécessaire d'estimer au mieux la densité spectrale des signaux utilisés. Le fait de ne disposer que d'un enregistrement 'tronqué' (une réalisation d'une variable aléatoire en termes statistiques) nécessite la mise en oeuvre de méthodes statistiques minimisant les erreurs entre le spectre obtenu et un spectre 'idéal' non connu a priori.

1. Périodogramme simple

Il s'agit de la méthode la plus simple pour le calcul du spectre d'énergie. En effet, les signaux sur lesquels on effectue l'estimation du spectre d'énergie ne sont pas de durée infinie. Soit $\{y_n\}$ le signal obtenu après fenêtrage et échantillonnage de $x(t)$:

$$y_n = f_n \cdot x_n \text{ (signal adouci)} \quad (1)$$

f_n représentant la fenêtre de largeur N . Le périodogramme de y_n est défini par la relation suivante:

$$\hat{S}(\omega) = \frac{1}{N} |Y(\omega)|^2 \quad \text{avec} \quad Y(\omega) = \sum_{n=0}^{N-1} f_n \cdot x_n \cdot e^{-j\omega n} \quad (2)$$

En posant ϕ_{yy} égale au corrélogramme du signal y_n , le périodogramme précédant s'obtient alors de la manière suivante:

$$\hat{S}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{k=-(N-1)}^{N-1} \phi_{yyk} \cdot e^{-j\omega k} \quad (3)$$

Le biais (différence entre la réalisation et l'estimation) de l'autocorrélation $E[\hat{S}(\omega)]$ montre que l'estimateur est biaisé:

$$E[\hat{S}(\omega)] = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\pi}^{+\pi} \Phi_{xx}(\omega - \eta) \cdot \Phi_{ff}(\omega) d\eta \quad (4)$$

Seule une fenêtre $\{f_n\}$ infinie permettrait d'annuler le biais sur l'estimation.

La variance du périodogramme montre qu'il s'agit d'un estimateur inconsistant, c'est à dire, que sa variance ne diminue pas quand N augmente. On retrouve ici la relation antagoniste entre le biais (espérance du premier ordre) et variance (espérance du second ordre).

2. Périodogramme moyenné

Le but de cette méthode est réduire la variance du périodogramme en multipliant le nombre de signaux étudiés. Si l'on ne possède qu'une représentation de notre signal $x(t)$, il suffit de le diviser en M sous-fenêtres indépendantes. La moyenne des M périodogrammes ainsi obtenus permet de diviser par M la variance de l'estimation soit:

$$\hat{S}(\omega) = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} \left(\frac{1}{L} \sum_{k=0}^{L-1} x_{m+k} f_k e^{-jk\omega} \right)^2 \quad (5)$$

Cette équation met en évidence le compromis entre la largeur des fenêtres (L) et le nombre de fenêtre (M) pour N donné:

1. Si L est grand, le biais est faible.

2. Si M est grand, la variance est faible

Mais M et L ne peuvent être grands simultanément car dans ce cas, les sous-fenêtres ne sont plus indépendantes et la variance n'est plus divisée par M . Le meilleur compromis est donné par $M \approx 2N/L$.

3. Estimation par le corrélogramme

Le principe de cette estimation est basé sur le théorème de Wiener-Kintchine (relation entre autocorrélation et périodogramme). On adoucit l'autocorrélation (en temps) par une fenêtre d'apodisation f_c soit:

$$\hat{S}(\omega) = \text{TF}[\hat{\phi}_{xx} f_c] \quad (6)$$

La fenêtre f_c , de largeur $2M+1$ et définie paire, permet d'éliminer les valeurs de l'autocorrélation $\hat{\phi}_{xx}$ pour k grand (plus k est grand, moins il y a de termes pour l'estimation de la corrélation et plus la variance augmente).

L'estimation par corrélogramme est biaisé (comme le périodogramme) mais consistant (sa variance tend vers 0 quand la longueur N du signal tend vers ∞).

4. Estimation de la DSP à partir de filtre AR

Supposons que notre signal Y soit issu d'un filtre Autorégressif (AR) dont l'entrée X est représentée par un bruit blanc. On obtient donc:

$$Y_t = X_t - \sum_{n=1}^N a_n Y_{t-n} \quad (7)$$

X représente un bruit blanc de moyenne nulle et de variance V . En prenant les spectres d'énergie, la relation (7) devient:

$$\Phi_{yy}(\omega) = \frac{\Phi_{xx}(\omega)}{\left| 1 + \sum_{n=1}^N a_n e^{-j\omega n} \right|^2} \quad \text{avec} \quad \Phi_{xx}(\omega) = V \quad (8)$$

Dans le domaine des temps, cette relation devient:

$$\begin{cases} \varphi_{yy_0} + \sum_{n=1}^N a_n \varphi_{yy_n} = V \\ \varphi_{yy_\tau} + \sum_{n=1}^N a_n \varphi_{yy_{n-\tau}} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

L'algorithme de calcul est donc le suivant:

1. Estimer la séquence d'autocorrélation de Y .
2. Calculer les paramètres a_n et la variance V .
3. Injecter ces paramètres dans l'équation (8) pour estimer la DSP.

La résolution de l'équation (9) repose sur l'algorithme de Levinson. A priori, on ne connaît pas N . On procède donc par itération en faisant croître l'ordre N à chaque pas, soit:

1. $N=0$
2. $a_0^0 = 1$ et $V = \varphi_{yy_0}$
3. $\rho_{N+1} = -V_N^{-1} \sum_{n=0}^N \varphi_{yy_{N+1-n}} a_n^N$
4. $V_{N+1} = (1 - |\rho_{N+1}|^2) V_N$
5. $a_n^{N+1} = \begin{cases} 1 & \text{si } n = 0 \\ a_n^N + \rho_{N+1} a_{N+1-n}^N & \text{si } 1 \leq n \leq N \\ \rho_{N+1} & \text{si } n = N+1 \end{cases}$
6. $N=N+1$ et recommencer l'itération à 3.

Cette méthode d'estimation spectrale est très différente des trois techniques présentées précédemment. La philosophie de cette estimation repose sur la prédiction linéaire du signal, c'est à dire: Connaissant une partie du signal (le passé), comment prédire le signal présent et donc son énergie avec un plus grande fiabilité.

Les figures A.1 et A.2 permettent de comparer les différentes estimations pour un même signal d'entrée.

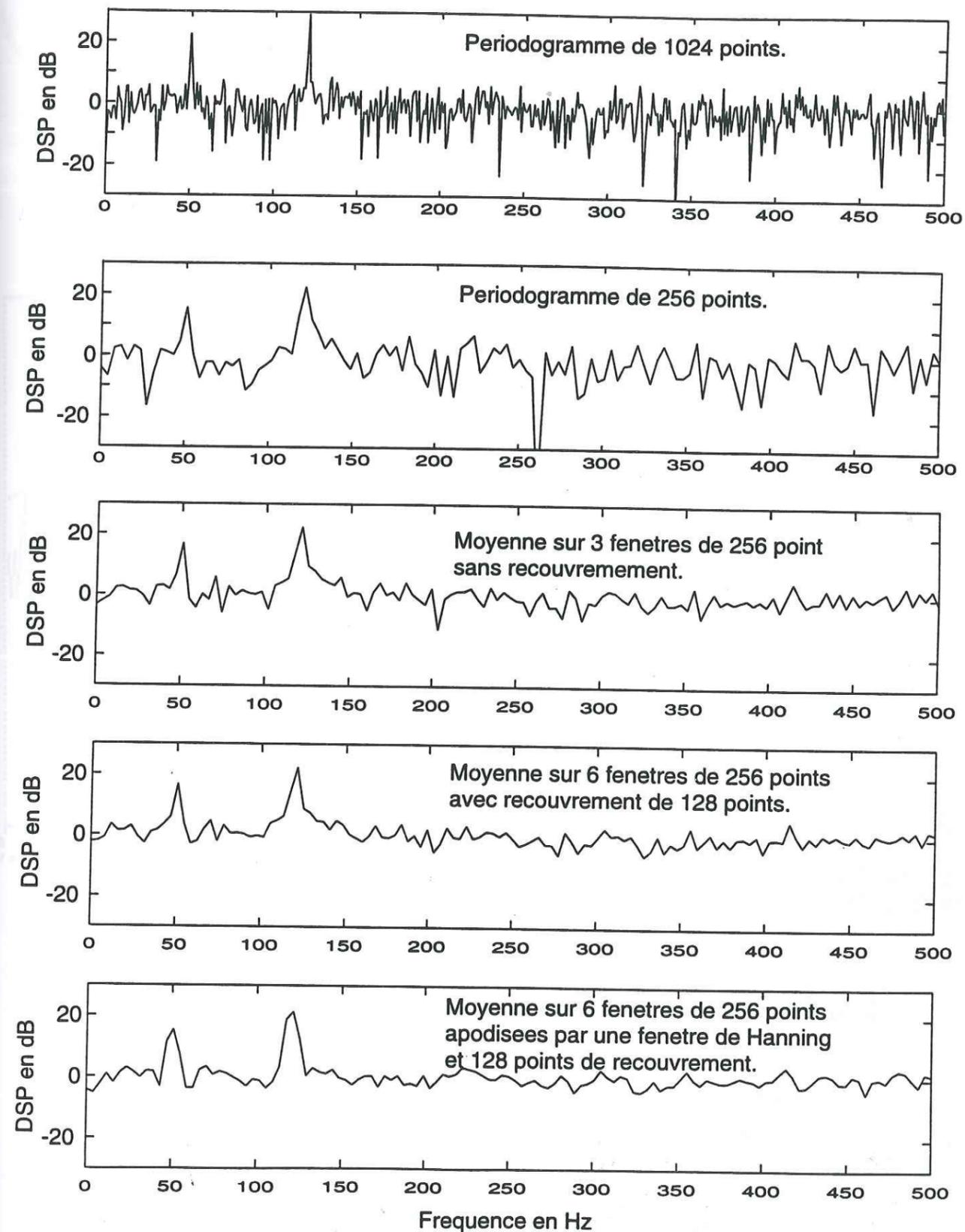


Figure A.1: Exemples de résultats d'estimation de DSP pour un signal composé de deux sinusoïdes (50 et 120Hz) additionnées d'un bruit blanc. Toutes les méthodes classiques montrent les deux pics (Diracs) aux deux fréquences mais seuls les périodogrammes moyennés permettent de réduire la variabilité.

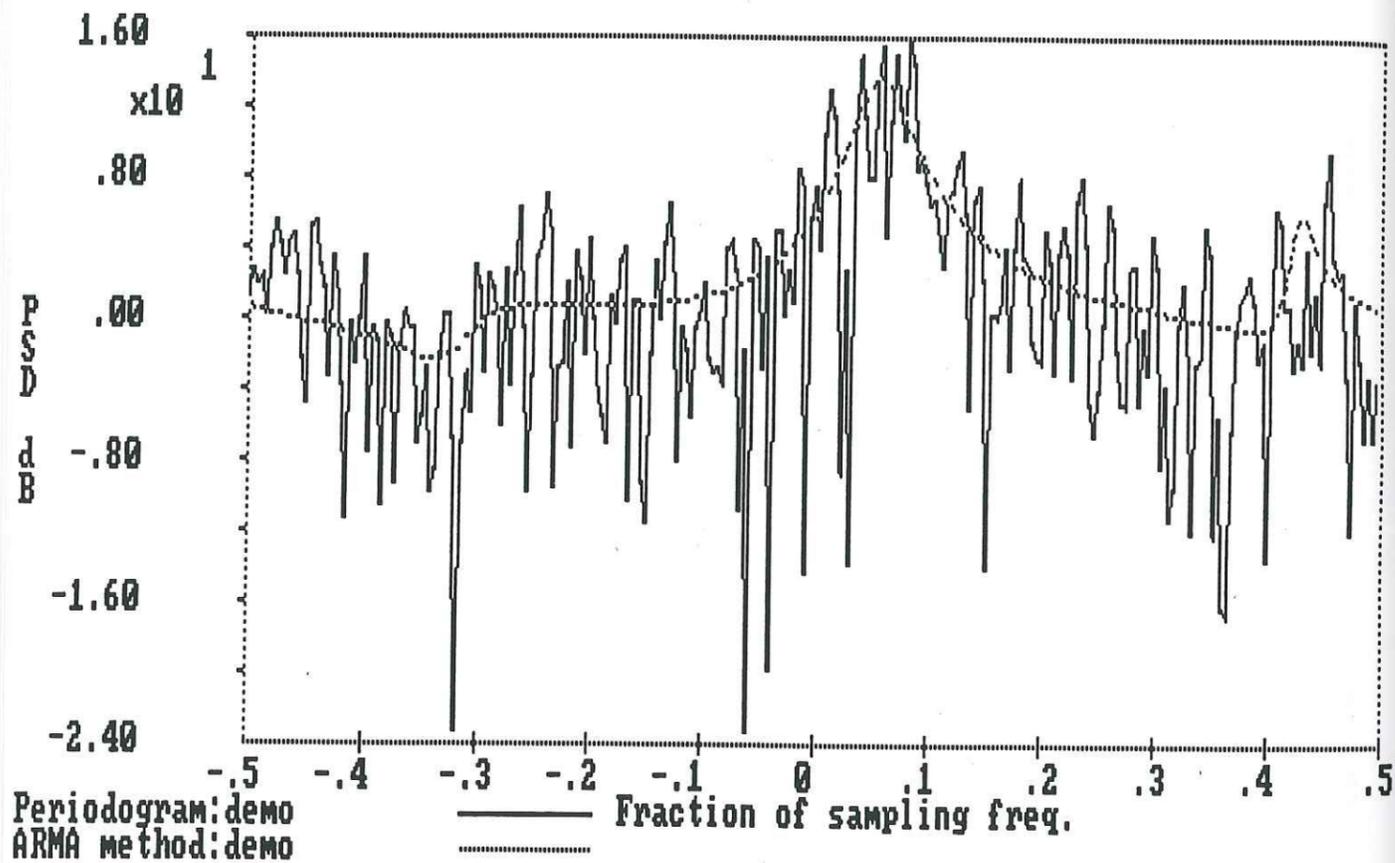


Figure A.2: Comparaison entre le périodogramme simple et l'estimation de la DSP par un filtre AR. La stabilisation du spectre d'énergie est clairement observable.

B. Analyse Ceptrale et fonction de transfert.

Les ondes provenant de la conversion à une interface physique telle que le Moho arrivent après l'onde P et sont supposées avoir un signal identique à l'onde directe. La composante radiale doit donc théoriquement être composée de la phase P et d'une multitude d'échos en fonction du nombre d'interfaces. Si l'on écrit donc simplement cette hypothèse pour la convertie PSV, on en arrive à l'équation suivante:

$$R(t) \approx Z(t)[1 + a_0\delta(t - \tau)] \quad (10)$$

L'analyse fréquentielle dans un premier temps puis l'analyse cepstrale permettent de séparer la composante 'source' du signal, de la partie que l'on qualifiera d'écho.

Le cepstre d'un signal $R(t)$ est la transformée de Fourier du logarithme de la transformée de Fourier du signal, soit:

$$C(t) = FFT[\log[FFT(R(t))]] \quad (11)$$

Comme le montre l'équation précédente, le cepstre se trouve dans un domaine temporel que l'on appelle domaine cepstral. L'utilisation de la fonction logarithme dans le domaine fréquentiel permet de séparer le terme de source et la fonction de transfert. Si l'on développe le calcul de la fonction $C(t)$, on obtient la simplification suivante:

$$\begin{aligned} \log R(\omega) &= \log[Z(\omega) + a_0 Z(\omega)e^{j\omega\tau}] \\ &= \log[Z(\omega)] + \log[1 + e^{j\omega\tau}] \\ &= \log[Z(\omega)] + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{a_0^n}{n}\right) e^{j\omega n\tau} \end{aligned} \quad (12)$$

Le développement en série limité du logarithme permet de linéariser l'équation dans le domaine des fréquences, ce qui donne après la seconde transformée de Fourier:

$$C(t) = FFT[\log(FFT[R(t)])] - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{a_0^n}{n}\right) \delta(t - n\tau) \quad (13)$$

Un écho est donc représenté par une suite décroissante de Diracs. La figure A.3 montre le résultat d'une étude cepstrale.

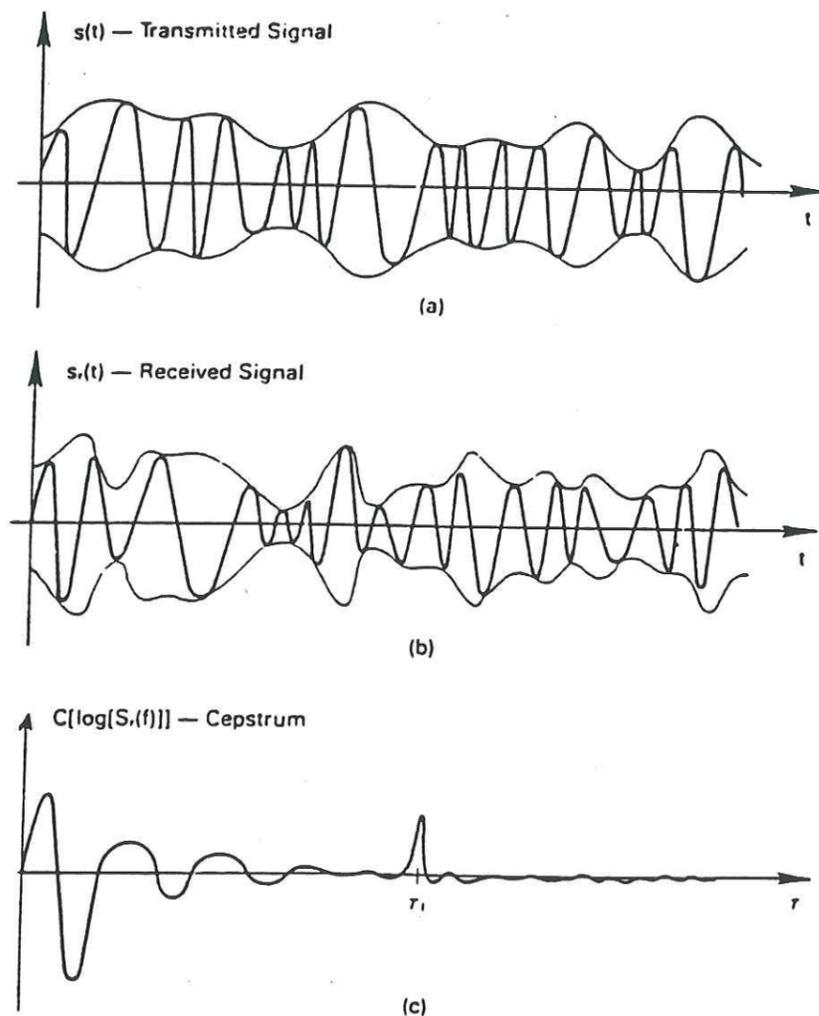


figure A.3: Exemple d'utilisation de la méthode cepstrale. Lorsqu'un écho se superpose au signal avec un délai τ_1 , le cepstre montre clairement un 'Dirac' au temps $t=\tau_1$.

Annexe 2

Caractérisation de l'anisotropie crustale le long du profil du Kunlun

Anisotropy and crustal thickness of Northern-Tibet. New Constraints for tectonic modelling.

Georges Herquel¹, Gérard Wittlinger¹ and Jocelyn Guilbert²

Abstract. In 1993 a seismological array was installed on a profile along the Golmud-Lhasa highway from the Qaidam basin to Central Tibet. A travel time analysis for local and regional earthquakes was performed in order to better constrain the crustal structure obtained by teleseismic tomography. More information about the crustal thickness and anisotropy comes from the analysis of Moho converted P to SV waves. The two methods supplement each other and confirm the existence of crust thinner than expected across the northern edge of the Tibetan plateau and Qaidam. P to Sv splitting analysis yields a striking similarity between the fast polarization direction and the velocity field of present-day deformation as inferred from kinematic modelling. The two observations, the thinning of the crust and the clockwise rotation of the fast polarization direction emphasize the leading role of eastward extrusion for the absorption of the large amount of crustal shortening occurring in Central Asia.

INTRODUCTION

All models for the formation of the Tibetan plateau are based on the assumption that the crustal thickness beneath the plateau has been approximately doubled in response to the indentation of Asia by India. Hence, knowledge about crustal thickness and deformation are a key for understanding the tectonic processes involved in the formation and evolution of the plateau.

During 5 months in 1993 a 50 short-period stations array was deployed in Northern-Tibet along the Lhasa-Golmud highway (Figure 1). The main target of this field experiment was a study of the deep structure underlying the Tibetan plateau using the inversion of teleseismic travel time residuals. The resulting image reveals the existence of a large low velocity zone in the mantle, which domes up to about 150km depth and may be interpreted as a mantle diapir under a crust composed of an assemblage of blocks with different thicknesses and velocities (Wittlinger et al, 1995). However, teleseismic delay time inversion gives only coarse information on the thickness of the crust and none on its deformation. In this paper we will focus on converted phases from the Moho and shear wave splitting analysis for crustal anisotropy.

1) Institut de Physique du Globe, 5 rue René Descartes, F-67084 Strasbourg Cedex, France.

2) LGIT-IRIGM, Université Joseph Fourier, BP53X, 38041 Grenoble, France.

Copyright 1995 by the American Geophysical Union.

Paper number 95GL01789
0094-8534/95/95GL-01789\$03.00

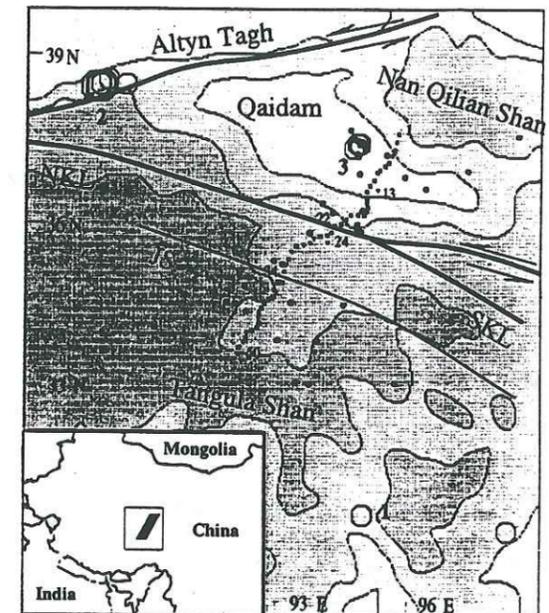


Figure 1. Simplified tectonic map showing recorded local and regional earthquakes. Small full circles stand for local events without magnitude values. Open hexagons stand for earthquakes reported in PDE. Open squares stand for one component stations and triangles for three component stations. The four common sites with 1991/92 PASSCAL experiment are TUNL=13, BUDO=24, ERDO=36 and WNDO=49. NKL and SKL for North or South Kunlun fault, JS for Jinsha suture. The 3000, 4000 and 5000m contours are shown.

Ps CONVERSION AT THE MOHO

1) Ps identification and crustal thickness variations

For a 50 to 80km thick crust, and for distant earthquakes, a P to S conversion from the Moho can be observed, if strong enough, approximately 5 to 10s after the direct P arrivals. This is a quite propitious situation, since 5s after P onset, the amplitude of the coda has already decreased somewhat. Moreover, as the focal depth of the earthquakes we used is deeper than 35km, one can be sure of not confusing Ps with pP or sP waves. The data selection takes into account 3 factors: large P-wave amplitudes with a simple signal, short P-coda duration and evidence of consistent arrivals on the horizontal components in the selected time window (5 to 10s after P onset). Due to the relatively steep incidence, the vertical component of these shear waves is expected to be weak.

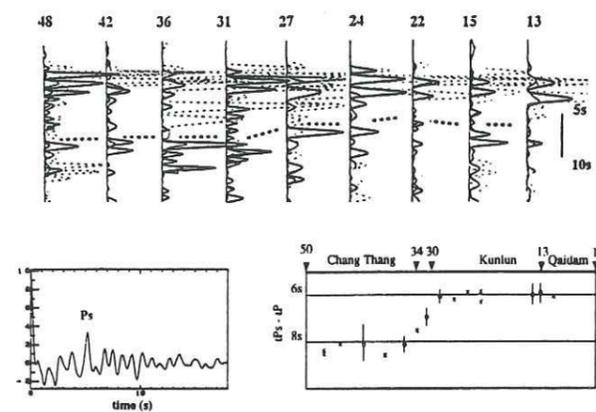


Figure 2. a) Squared amplitude plot lined up on P onset of vertical (dotted) and radial and tangential (solid) components of different teleseismic earthquakes recorded at 9 stations along profile. Ps search window, 5 to 10s after P onset, is indicated. Note clear variation in Ps arrival time (dotted line) from station 13 to station 48. b) Stack of radial receiver functions at station 15 for 9 events of Moluques-Philippines. c) Variations of $(t_{p_s} - t_p)$ versus station location along profile. Error bars are given if there are more than two observations.

The next step is a visual identification of the Ps arrivals, as shown in figure 2a for some stations, on plots of the squared amplitude of the vertical, radial and tangential components. A receiver function analysis gives similar times for the Ps onset. Figure 2b shows one example of enhancing the S/N ratio by stacking several earthquakes from a common source area.

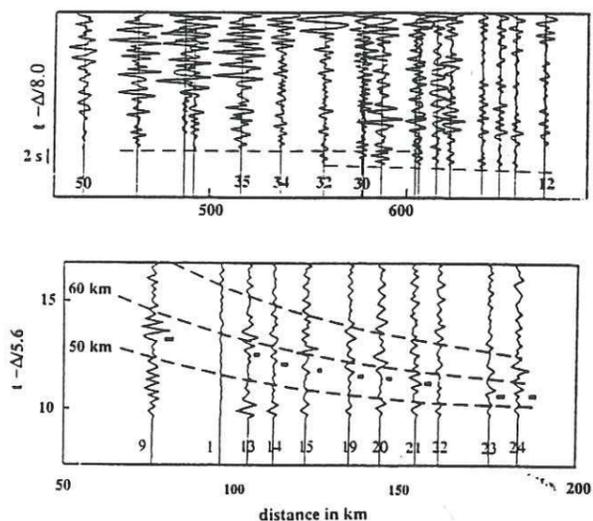


Figure 3. a) Record section of Pn arrivals for earthquake n°1 of figure 1 (reduction velocity of 8.0km/s) observed along the profile. Elevation corrections assuming an upper crustal velocity of 5.6km/s are applied. Seismograms are normalized and lowpass filtered (0.1-4Hz). Some stations are indicated on distance axis by their number. Dotted lines indicate the 2s jump in Pn arrivals between station 34 and 30. b) Record section (reduction velocity of 5.6km/s) of Qaidam earthquake n°3 of figure 1, depth of about 13km. PmP observed arrivals are indicated by little black rectangles and calculated PmP for depths of 50, 60, 70km by dotted curves.

Obvious variations in the $(t_{p_s} - t_p)$ time lag are observed on Figure 2c along the profile, ranging from nearly 6s for the northern stations (13 to 30) to about 8.2s for the stations located south of Jinsha suture. We interpret this observation to reflect a significant change in the thickness of the crust.

2) Regional earthquakes travel time analysis

Using 120 local and regional earthquakes, a Pn travel time analysis for some of this data has been performed in order to refine the crustal structure. For an earthquake from southern Tibet (n°1 on Figure 1) we observe between stations 34 and 30 a change in Pn arrival times of about 2s (Figure 3a). Such a step in the arrival times can also be observed for Altyn Tagh and Qaidam earthquakes (n°2 and n°3 respectively on Figure 1). This, like the $(t_{p_s} - t_p)$ variations, indicates that an important crustal thickness variation must occur approximately beneath the Jinsha suture. A crustal thickness difference of 18 to 20km seems to be compatible both with Pn and $(t_{p_s} - t_p)$ observations. Moreover, from P_mP waves generated by an earthquake occurring in the Qaidam basin (n°3 on Figure 1) a crustal thickness of about 55km is inferred beneath the Qaidam basin (Figure 3b). We have no Pn measurements south of the Jinsha suture. However we obtain again a 75km thick crust south of Jinsha suture if we add the crustal thickness variation of about 20km to the 55km thickness obtained north of the suture.

CRUSTAL SHEAR WAVE ANISOTROPY

1) Shear wave splitting analysis

From these well identified Ps, which sample all the crust, we have a good opportunity to investigate the crustal

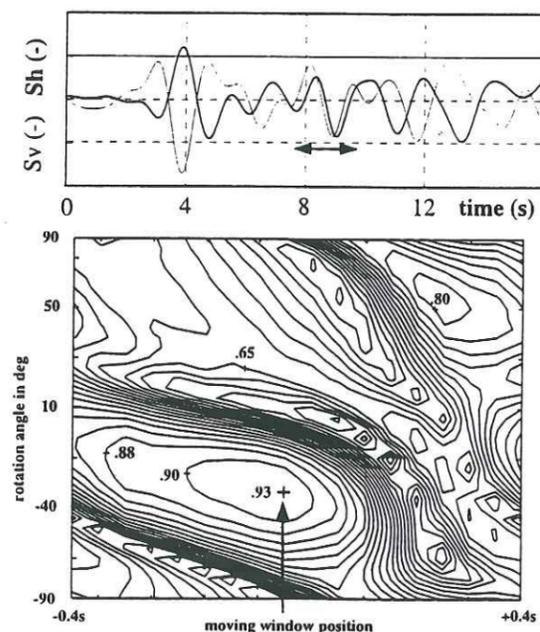


Figure 4. a) Plot of horizontal components in the fast/slow system versus time (Sh in thicker solid line). Arrow indicates Ps analysis window. b) Contour plot of the cross-correlation functions of Sh, Sv versus rotation angles in moving windows of 2s, sliding with a step of 0.04s, starting from 0.4s before the Ps analysis window to 0.4s after. Arrow indicates center of Ps window analysis of figure 4a.

anisotropy. Due to low S/N ratio, only 38 Ps phases have been retained for splitting analysis, distributed on 12 stations along the profile.

Using a rotation-correlation method (Bowman and Ando, 1987) we apply successive rotations to the Sv and Sh components and then calculate the cross-correlation of the two resulting wave trains in the analysis window. From all successive rotation angles, we select the rotation angle ϕ which maximizes the cross-correlation and measure the correspondent time delay δt . This time delay between the fast and slow wave should be of a few tenths of second as expected for crustal anisotropy.

The signal to noise ratio is always somewhat low due to the P-coda in the Ps analysis window (Figure 4a). The search of the maximum of cross-correlation with the "rotation-correlation" method has been performed starting 0.4s before the window analysis of the Ps up to 0.4s after, using a 2s moving window (for a dominant signal period of 2s), sliding with a step of 0.04s. Figure 4b shows an example of the variation of the cross-correlation function with respect to the rotation angle for the different positions of the analysis window. The rotation angle used in the Ps window analysis corresponds to the maximum cross-correlation in Figure 4a. The uncertainty of this angle is as much as 10° when using slightly shifted windows, keeping the cross-correlation higher than 0.90. From all data the mean standard errors on the direction of fast polarisation axis and on the time delay between fast and slow wave are 15° and 0.06s respectively.

2) Results

The striking result of this analysis (Figure 5) is the progressive and coherent change of the fast polarization directions (hereafter FPD) from station to station along the



Figure 5. Map of North Tibetan plateau with crustal FPD from this study (solid lines), and SKS FPD from McNamara et al (1994) (dashed lines). Number of Ps phases used are in parenthesis following the station number. Thin segments indicate one observation only. Open arrows indicate directions of velocity field of present-day deformation.

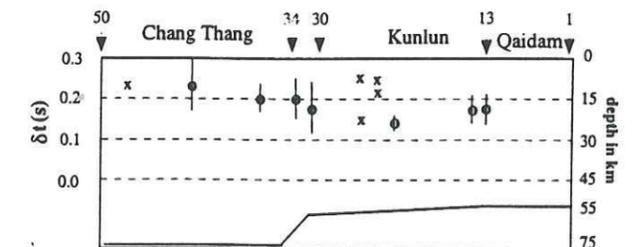


Figure 6. Time delay δt versus station position along the profile, error bars are indicated if there are more than 2 measurements. Inferred crustal thickness in km is also plotted on right side. No clear correlation between δt and the crustal thickness is visible.

profile. For the southern part of the profile between station 48 and the Jinsha suture, the NE orientation of the fast polarization is quite stable. North of the Jinsha suture the FPD rotates progressively clockwise into a direction nearly parallel to the strike of the Kunlun fault at station 27. In the close vicinity of the Kunlun Fault (stations 24, 22) the direction becomes E30°S and remains quite constant from the Kunlun to the north to the Qaidam basin (station 10). The measured time delays δt (Figure 6) range between 0.1s to 0.3s with a mean value of 0.19s and exhibit neither a noticeable variation along the profile nor a correlation with the crustal thickness.

The SKS fast polarization directions of McNamara et al (1994) show a similar clockwise rotation for the four common sites (48, 36, 24, 13), even though of smaller angular amplitude, but with very different time delays, especially on either sides of the Kunlun fault (BUDO=24, TUNL=13). The FPD is understood as evidence for the physical cause of anisotropy while the time delay is a gauge of its extent. In case of two anisotropic layers with strong δt differences, the apparent parameters measured will be approximately the parameters of the layer with large time delay (Savage and Silver, 1993). McNamara et al (1994) show that the δt for the crust is 4 to 14 times smaller than the δt for the mantle, thus we can suppose that SKS splitting refers mainly to the mantle. In addition, their SKS measurements are performed on broadband data, and as we shall see later, crustal anisotropy seems to be confined to a 15-20km thick layer, i.e. much smaller than the dominant SKS wavelength. SKS polarization involves the crust and mantle while Ps polarization involves only the crust. Therefore the comparison of SKS and Ps polarization on this profile shows that a common physical mechanism must drive crustal and mantle anisotropy since both FPD variations are similar, however crust and mantle seem to react in a different way to this mechanism.

ANISOTROPY, TECTONIC IMPLICATIONS AND CONCLUSIONS

Among the numerous phenomena which could explain crustal shear wave splitting the most commonly are: vertically aligned stress induced cracks, fractures located in the vicinity of active faults with orientation parallel to the fault plane and intrinsic anisotropy resulting from mineral orientation (Kaneshima, 1990). In all these processes crustal strain and finally crustal deformation is an important factor. If oriented cracks are the leading cause of the observed crustal shear waves splitting, the principal horizontal compressive

strain, the FPD and the crack orientation are parallel. This would imply an important clockwise ESE rotation of the strain field in the vicinity of the Kunlun fault. The left lateral strike-slip Kunlun fault oriented E10°S could only produce counterclockwise small rotation of the horizontal maximum strain, thus inconsistent with the observed FPD variation. Moreover the observed almost constant time delay δt would imply an unreasonable uniform crack distribution in a structurally inhomogeneous upper crust.

The striking similarity one observes (Figure 5) for the FPD and the velocity field of the present-day deformation as evaluated by Avouac and Tapponnier (1993) rather suggests that the principal cause of crustal anisotropy is a preferential orientation of minerals induced by the deformation.

As δt seems to be independent of the crustal thickness (Figure 6), anisotropy cannot be located in the whole crust since this crust shows up to 30% thickness variation, but must be concentrated in some layer of constant thickness. Strongly anisotropic oriented minerals in a 15-20km thick crustal layer could explain the observed time delay (Barruol and Mainprice, 1993). Additionally, if one supposes this layer to be located in the lower ductile crust in contact with the anomalous hot upper mantle (Molnar, 1988; Gupta et al, 1989; Bourjot and Romanowicz, 1992), preferential mineral orientation in the direction of flow could occur. All located local earthquakes (Figure 1) are less than 30km deep, which may be an evidence for a ductile lower crust as already stated by Zhao and Helmberger (1991) and many others.

McNamara et al (1994) already show for the SKS anisotropy, that the FPD is aligned with the direction of the main faults. Similar observations also hold for splitting measurements along the San Andreas fault (Savage and Silver, 1993). The South Kunlun fault converges from a ESE direction toward the North Kunlun fault between stations 24 and 22. This orientation corresponds nicely with the FPD we obtain at stations 22 and 24.

The common mechanism we suggest to be the cause of crustal and upper mantle anisotropy is the ESE flow of the lower ductile crust and upper mantle generated by the present-day deformations. In fact there is not only good correlation between mantle anisotropy and surface deformation as shown by McNamara et al (1994) but also between mantle and crustal anisotropy and surface deformations. The difference is that, in case of the crust, the major active faults induce locally noticeable changes of the deformation direction, adding the local displacement field of the fault to the general extrusion seen by the long wavelength features. On the other hand, in the mantle, the flow direction variations are smoother but the involved thickness is more variable and probably the anisotropy coefficient is also affected by strong temperature variations existing in the Tibetan upper mantle.

This interpretation emphasizes the importance of eastward extrusion (Tapponnier et al, 1986; Armijo et al, 1989), apparently overwhelming a possible mantle diapirism, confining it to the role of a heating source, indeed making easier mineral orientation but without inducing noticeable flow and thus orientation of minerals. This observation is somewhat puzzling in view of the the results of the tomography showing beneath Northern Tibet a clear low velocity dome that can be interpreted as a mantle diapir.

The importance of the North and South Kunlun faults is also emphasized by this interpretation. While focal depth of the major Kunlun Faults earthquakes are probably not deeper than 30km since their surface traces are clear, our interpretation

would require deformation as deep as 200km to produce not only our observed deep crustal anisotropy but also the mantle anisotropy reported by McNamara et al (1994).

Crustal and mantle anisotropy deduced from shear wave splitting seems to be a reliable measure of the present-day deformation geometry in Tibet. In view of our anisotropy interpretation and if we take into account the thinning of the Tibetan crust northward of the Jinsha suture, the role of significative eastward extrusion for absorbing part of the shortening undergoing Central Asia, is confirmed.

Acknowledgements

We wish to thank J. J. Lévêque, U. Achauer and G. Poupinet for their helpful comments on the manuscript, K. Broto and M. Freybourger for their assistance. We thank P. Tapponnier and two anonymous reviewers for constructive reviews. This cooperation program was initiated by G. Aubert and Li Ting Dong. We acknowledge support from program Lithoscope of INSU-CNRS, URA 1358 and 733.

References

- Armijo, R., P. Tapponnier and H. Tonglin, Late cenozoic right-lateral strike-slip faulting in Southern Tibet, *J. Geophys. Res.*, 94, 2787-2838, 1989.
- Avouac, J.P. and P. Tapponnier, Kinematic model of active deformation in central Asia, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 895-898, 1993.
- Barruol, G. and D. Mainprice, A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear wave splitting of teleseismic SKS measurements, *Phys. Earth Planet. Int.*, 78, 281-300, 1993.
- Bourjot, L. and B. Romanowicz, Crust and upper mantle tomography in Tibet using surface waves, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 881-884, 1992.
- Bowman, J.R. and M. Ando, Shear-wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga subduction zone, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 88, 25-41, 1987.
- Gupta, H.K., Froidevaux, C. and V. Ansel, A zone of very low seismicity in the vicinity of the Chang Thang Platform, Tibet, *Phys. Earth. Planet. Int.*, 58, 82-86, 1989.
- Kaneshima, S., Origin of crustal anisotropy: shear wave splitting studies in Japan, *J. Geophys. Res.*, 95, 121-133, 1990.
- Mc Namara, D.E., Owens, T.J., Silver, P.G. and F.T. Wu, Shear wave anisotropy beneath the Tibetan Plateau, *J. Geophys. Res.*, 99, 13655-13665, 1994.
- Molnar, P., A review of geophysical constraints on the deep structure of the Tibetan Plateau, the Himalayan and the Karakorum, and their tectonic implications, *Phil. Trans. Soc. Lond.*, A 326, 33-88, 1988.
- Savage, M.K. and P.G. Silver, Mantle deformation and tectonics: constraints from seismic anisotropy in the western United States, *Phys. Earth. Planet. Int.*, 78, 207-227, 1993.
- Tapponnier, P., Peltzer, G. and R. Armijo, On the mechanics of the collision between India and Asia. *Collision Tectonics, Geological Society Special Publication*, 19, 115-157, 1986.
- Wittlinger, G., Poupinet, G., Jiang Mei, Tapponnier, P., Masson, F., Herquel, G., Guilbert, J., Achauer, U., Xue Guanqi, Shi Dalian and Lithoscope Kunlun team, Seismic tomography of Northern-Tibet and Kunlun : evidence for crustal blocks and mantle velocity contrasts, *submitted (EPSL, feb 1995)*
- Zhao, L.S. and D.V. Helmberger, Geophysical implications from relocations of Tibetan earthquakes: hot lithosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 2205-2208, 1991.

(Received: 16/03/95; revised: 15/05/95; accepted: 16/05/95)

Annexe 3

Etude comparée de l'anisotropie télésismique et de la magnétotellurie

(article soumis à *Geophysical Research Letters*)

**Seismic and electrical anisotropies in the lithosphere across the
Grenville Front, Canada.**

G. Sénéchal^{1*}, S. Rondenay¹, M. Mareschal¹, J. Guilbert² and G. Poupinet².

¹ Département de Génie minéral, Ecole Polytechnique, C.P. 6079, Succ. Centre Ville, Montréal,
Québec, CANADA, H3C3A7.

² Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, BP 53 X, 38041 Grenoble, FRANCE.

* now at: Laboratoire de Géophysique, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 64000 Pau,
FRANCE.

Abstract

The Grenville Front is a prominent tectonic feature of the Canadian Shield. This major tectonic boundary is the focus of a LITHOPROBE transect where magnetotelluric, refraction, vibroseismic and gravity data have already been acquired. At the 12 electromagnetic stations, a strong electric anisotropy has been observed in a frequency range of 0.1-0.01 Hz (\approx 50 to 150 km), the most conductive direction being oriented N80E. In order to compare electrical and seismic anisotropies, ten three component seismometers have been installed on a 250 km long profile across the Grenville Front to record teleseismic events. 63 earthquakes of magnitude $M_b \geq 5.0$ were recorded by at least 3 stations; S-phases such as SKS and SKKS were picked to study upper mantle anisotropy. Results indicate a very clear S-wave splitting with an average of 1.54 ± 0.21 s between the fast and the slow S-wave components. The fast axis direction is approximately E-W at all stations, showing a strong coherence between the stations along the complete transect. This azimuth correlates well with that of electrical anisotropy recorded over the same area by the magnetotelluric soundings. The electrical anisotropy originates in the subcrustal lithosphere between 50 and 150 km. We believe that the similarity of the magnetotelluric and seismic anisotropy directions measured across the Grenville Front is an argument in favor of an origin of the seismic anisotropy beneath our profile in the subcrustal lithosphere as advocated by Silver and Kaneshima (1993).

Introduction

The Superior Province consists of Archean rocks and includes the Pontiac Subprovince over which some of the teleseismic stations were installed. The Pontiac Subprovince is classified as a metasedimentary terrane composed mainly of metasediments, metagreywackes, suites of granitoids and sequences of basaltic rocks. The major structural trends of these Archean rocks are generally EW. On the Pontiac's southern boundary, the Grenville Front represents a major discontinuity between the highly deformed rocks of the Grenville Province and its less deformed northern equivalents. The Front is the northwestern edge of the Late Proterozoic Grenvillian orogeny that took place approximately 1000 Ma ago. Several geophysical surveys have been performed along the transect between the Superior province and the Grenville province including a refraction (Mereu et al., 1986), a vibroseismic (Kellett et al., 1994) and a gravity studies (Fig. 1). First results from the vibroseismic data show that the crust thins slightly under the Grenville Front, with a Moho located between 32 and 36 km depths (Kellett et al., 1994). Controlled source seismic survey do not allow to detect any significant difference between the crustal structure in the Superior province and that of the Grenville province.

Magnetotelluric experiment and electrical anisotropy in the subcrustal lithosphere.

Informations about the electrical resistivity of the crust and upper mantle can be provided by magnetotelluric soundings (MT). 12 soundings were performed along the LITHOPROBE transect, using broad-band instruments with a period range from 0.001 to 2000 s (Kellett et al., 1992). The regional direction has been determined with MT impedance tensor decomposition methods developed by Groom and Bailey (1989) and Bahr (1991). Then, vertical magnetic field analysis was used to distinguish between a real electrical anisotropy and artefact caused by the electrical response of 3D

regional structure.

Our results show that the anisotropy is found in a frequency range of 0.1-0.01 Hz (Fig. 2). This range corresponds to depths (50 to 150 km). Figure 2 shows magnetotelluric phase pseudosections. The vertical axis, given in frequencies, is representative of depth, while the horizontal axis corresponds to the projection of the 12 stations along a N10W azimuth. Generally, a phase increase corresponds to a higher electrical conductivity. Figure 2a presents the phases in the most conductive direction (N80E), while Figure 2b corresponds to the least conductive direction (N10W). Electrical anisotropy is clearly observed in the 0.1-0.01 Hz interval (Fig. 2, between the two dotted lines). This electrical anisotropy was interpreted as the result of conducting graphite films oriented within fractures or on grain boundaries, and associated with metasomatism of the mantle roots of major Archaean shear zones transecting the entire Superior Province (Mareschal et al., 1995).

Shear wave splitting experiment

In order to determine if seismic anisotropy occurs at the same location as electrical anisotropy, we have performed shear-wave splitting measurements along the transect followed during the magnetotelluric experiment. The experiment lasted from July 12 to November 09, 1994. It involved 10 three-component, broadband portable seismic stations deployed along a linear segment crossing the Grenville Front (Fig. 1). This location was selected with a primary goal to perform shear wave splitting measurements along the transect where the magnetotelluric 1992-experiment detected electrical anisotropy. Considering the south dip of the Grenville Front, four stations were located north and six south of the Grenville Front. Station spacing was approximately 25 km. Two types of portable

seismograph units were deployed. Six of the loggers operated in a triggering mode. Sampling rate was 25 samples/sec and the recording length was set to 15 minutes in order to include the most common S phases (S, ScS, SS, SKS) on the records. The other four seismograph units were recording continuously at 31.5 samples/sec. All the units were linked to a Lennartz 3D/5s seismometer with a frequency response electronically extended to 0.2 Hz. Data were written on a hard disk for the triggered loggers and on a DAT-tape for continuous recorders. Comparison between internal clocks and GPS time was performed every twenty days.

Data collected

A total of 63 earthquakes with magnitude $M_b \geq 5.0$ recorded by at least three stations were selected for this study. Fig. 3 displays their location on a world map plotted with a polar projection centered on the Grenville Front (Abitibi). Hypocentres for the earthquakes studied were determined by the USGS and listed in the Preliminary Determination of Epicentres (PDE). Arrival times have been computed using the IASP91 table (Kennett and Engdahl, 1991). Out of the selected events, 45 have more or less the same back-azimuth (N30W or N150E). Particular good signal to noise ratio was observed during the first weeks of the survey, which allowed the events to be recorded with exceptional quality. Important wood exploitations unfortunately strongly affected several sites during the last 2 months of the survey, which explains why only few events were recorded during this period. Figure 4 displays the 3 components recorded by two stations for the earthquake on July 21, 1994 (18h36 U.T.).

Earthquakes with near-vertical incidence angles and deep hypocentres have been selected to

minimize complications due to converted phases and to free surface effects. For this reason, only far earthquakes with a large epicentral distance (≥ 70 degrees) have been considered in this study. On the other hand, S-phases observed for earthquakes with an epicentral distance greater than 110 degrees presented weak energy and were not used in this study. Finally, only events with relative large S amplitude on the horizontal components, compared to the amplitude on the vertical component, have been used. Out of the sixty-three recorded earthquakes, 31 finally met the criteria described above (epicentral distance, depth and relative energy) and only 11 events were suitable for the determination of the fast polarization direction ϕ and the delay time δt from various S-phases (table 1). 38 record segments were used for shear wave splitting analyses.

As it has been previously observed on the figure 3, the range of back-azimuth is limited for the eleven selected events. This is also due to the fact that the selection criterion on the hypocentres depth mainly limits the interesting seismic area to the subduction zones. These events appear more or less aligned on a great circle (cf. Fig. 2).

Shear wave splitting measurements

Numerous S-phases were used (S, ScS, SKS, SKKS) with a particular attention for SKS and SKKS phases which present several advantages (cf e.g. Vinnik et al., 1992; Silver and Chan, 1991): First, the P to S conversion occurs at the core-mantle boundary and the observed anisotropy is localized on the receiver side of the path. Second, since the phases are radially polarized in an isotropic spherical symmetric Earth the detectable energy on the transverse component indicates a deviation from these idealized properties. Finally, SKS and SKKS represent a nearly vertical ray path through the mantle

and the propagation direction is thus approximately constant.

Shear wave splitting measurements have been performed maximizing the cross-correlation between the two horizontal components of the signal (Bowman, 1987; Silver and Chan, 1991). Examining the two orthogonally polarized S-wave components which traverse nearly identical paths, anomalies are observed on the particle motion diagrams: this motion is not rectilinear (as it would be in an isotropic medium) because polarized shear waves arrive to the station at different times. For a given station-event pair, the horizontal components were rotated from -90° to 90° at 5° intervals, and the cross-correlation coefficients were computed for time lags between +3 and -3 s in each direction. The time lag corresponding to maximum cross-correlation is representative of the shear wave splitting and defines the fast axis. Figure 5 displays the cross-correlation analysis performed on the signals displayed on Figure 4. For event n°2, the maximum cross-correlation gives $\rho = N74W$ (geographical coordinates) and $\delta t = 0.60$ s at station ABO2, using the SKS-phase (Fig. 5). A shift of the slower component by the given time lag causes the particle motion to appear significantly more linear than originally (Fig. 5). The analysis was performed on the thirty-eight segments of records identified as S-phases (S, ScS, SKS, SKKS). Results are summarised on table 2: the fast S-wave axis direction is approximately E-W at all stations. A strong seismic anisotropy is observed with a phase splitting average of 1.54 ± 0.21 s and values up to 2.04 s between the fast and the slow S-wave components. For each station, the fast axis direction is always oriented around N90E/N100E. The directions are coherent between all the stations and no variation between the stations located in the Superior Province and those located in the Grenville Province can be observed.

Interpretation and comparison between seismic and electrical anisotropies.

Previous shear wave splitting experiments have been done in Eastern North America (Silver and Chan, 1988; Vinnik et al., 1992; Silver and Kaneshima, 1993) and strong anisotropy has been found for a station (RSON, cf Silver et al., 1993) in the Canadian Shield, with a delay time of 1.75 s and a fast polarization direction oriented N95W. Our results are consistent with the previous measurements and the shear wave splitting study shows no variation across the Grenville Front. Considering an average delay time of 1.54 s, the size of the delay supposes that anisotropy originates in a thick layer. The crustal component of anisotropy is certainly small (0.1 to 0.3 s) (Kaneshima and Ando, 1989; McNamara, 1989; Barruol and Mainprice, 1993). If we assume a 3-4% anisotropy due to the preferred orientation of olivine and pyroxene in the mantle (Christensen, 1984), the approximate thickness of the anisotropic layer would be in the order of 150-200 km ($V_s=4.7$ km/s). The origin of the seismic anisotropy is clearly in the subcrustal mantle. No arguments support the anisotropy being located in the lithosphere or in the asthenosphere. Two conflicting views are presented for the interpretation of shear wave splitting. Several authors (Babuška et al., 1993; Silver and Chan, 1991; Silver and Kaneshima, 1993) interpret the seismic anisotropy as a consequence of an ancient plastic flow, located in the upper mantle. The direction of this axis of maximum deformation indicates the fast polarization axis. Silver and Chan (1991) consider that anisotropy result from a "frozen flow" dating from the Precambrian.

From a world wide study of 'shear-wave' splitting, Vinnik et al. (1992) show, however, that the direction of the fast S-wave is correlated with the direction of the absolute plate motion. These authors, therefore, infer that mantle anisotropy essentially originates beneath the lithosphere and reflects direction of the present day flow in the mantle.

Electrical anisotropy is adding new constraints to this debate. First, the results obtained with

the teleseismic data across the Grenville Front correlate well with those of the upper mantle electrical anisotropy observed over the same area by the magnetotelluric soundings (Fig. 6). Electrical anisotropy originate at depth between 50 and 150 km. Comparison between both anisotropy measurements displays a strong similarity in the orientation of the main axis. While the electrical anisotropy may arise from the geometry of the interconnection between conductive phases in the mantle roots of shear zones, the same source cannot directly explain the observed seismic anisotropy. Our results, however, indicate that both are probably representative of the same horizontal stress field conditions. These are likely to correspond to fossilized axes of maximum deformation in the subcrustal lithosphere. The seismic anisotropy seems to originate in a layer which is thicker than the electrical anisotropy.

References

- Babuška, V., Plomerová, J and Šílený, J, 1993. Models of seismic anisotropy in the deep continental lithosphere, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **78**, pp 167-191.
- Bahr, K., 1991. Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. *Phys. Earth Planet. Int.*, **66**, pp 24-38.
- Barruol, G. and Mainprice, D., 1993. A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear-wave splitting of teleseismic SKS waves, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **78**, pp 281-300.

- Bowman, J. R., 1987. Shear-wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga subduction zone, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **88**, pp 25-41.
- Christensen, N., 1984. The magnitude, symmetry and origin of upper mantle anisotropy based on fabric analyses of ultramafic tectonites, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **76**, pp 89-111.
- Groom, R.W. and Bailey, R.C., 1989. Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion, *J. Geophys. Res.*, **94**, pp 1913-1925.
- Kaneshima, S. and Ando, M., 1989. An analysis of split shear waves observed above crustal and uppermost mantle earthquakes beneath Shikoku, Japan: Implications in effective depth extent of seismic anisotropy, *J. Geophys. Res.*, **94**, pp 14077-14092.
- Kellett, R.L., Mareschal, M., and Kurtz, R.D., 1992. A model of lower crustal electrical anisotropy for the Pontiac Subprovince of the Canadian Shield, *Geophysical Journal International*, **111**, pp 141-150.
- Kellett, R.L., Barnes, A.E. and Rive, M., 1994. The deep structure of the Grenville Front: a new perspective from western Quebec, *Can. J. Earth Sci.*, **31**, pp 282-292.
- Kennett, B. and Engdahl, E., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.*, **105**, pp 429-465.

- McNamara, D.E., Owens, T.J., Zandt, G. and Randall, G.E., 1989. Evidence for azimuthal seismic anisotropy in the Basin and Range province: implications for lower crustal properties, *Geol. Soc. Am. Abstr. program*, **21**, pp 321.
- Mareschal, M., Kellett, R.L., Kurtz, R.D., Ludden, J.N., Ji, S. and Bailey, R.C., 1995. Archean cratonic roots, mantle shear zones and deep electrical anisotropy, *Nature*, **375**, pp 134-137.
- Mereu, R.F., Wang, D., Kuhn, O., Forsyth, D.A., Green, A.G., Morel, P. et al., 1986. The 1982 COCRUST seismic experiment across the Ottawa-Bonnechere graben and Grenville Front in Ontario and Québec, *Geophys. J. of the Royal Astr. Soc.*, **84**, pp 491-514.
- Silver, P. G. and Chan, W. W., 1988. Implications for continental structure and evolution from seismic anisotropy, *Nature*, **335**, pp 34-39.
- Silver, P. G. and Chan, W. W., 1991. Shear Wave Splitting and Subcontinental Mantle Deformation. *Journal of Geophys. Research*, **96**, pp 16429-16454.
- Silver, P.G. and Kaneshima, S., 1993. Constraints on mantle anisotropy beneath precambrian North America from a transportable teleseismic experiment, *Geophys. Research Let.*, **20**, pp 1127-1130.
- Vinnik, L.P., Makeyeva, L.I., Milev, A. and Usenko, Y., 1992. Global patterns of azimuthal anisotropy

and deformation in the continental mantle, *Geophys. J. Int.*, **111**, pp 433-447.

Vinnik, L.P., Green, R.W.E. and Nicolaysen, L.O., 1995. Recent deformations of the deep continental root beneath southern Africa, *Nature*, **375**, pp 50-52.

FIGURE CAPTIONS

TABLE 1

List of the events used for shear-wave splitting measurements.

TABLE 2

List of the measurements performed on the events listed on the table 1 (Azimuths are computed considering geographical north).

Fig. 1. Localisation map of the 10 teleseismic and the 12 magnetotelluric stations. The refraction and reflection profile are also drawn (respectively thin and thick lines).

Fig. 2. Magnetotelluric phase pseudosections. Figure 2a presents the phases in the most conductive direction (N80E), while figure 2b corresponds to the least conductive direction (N10W). Electrical anisotropy is clearly observed between 0.1-0.01 Hz (dotted lines). The Log frequency scale correspond to a depth scale so that electrical anisotropy is observed between 50 and 150 km.

Fig. 3. World map plotted with a polar projection centered on the Grenville Front (Abitibi). The localisation of the 63 recorded earthquakes is indicated by black and white stars, the black ones corresponding to the events used for the shear-wave splitting measurements.

Fig. 4. Signals recorded on the three components of the stations AB02 (top) and AB03 (bottom) for the earthquake n°2. This earthquake was recorded by eight stations with a very good signal

to noise ratio. Several S-phases have been identified (S, SKS, sS). As the azimuth of polarization (=BAZ) is close to the fast axis, a small value of splitting is observed.

Fig. 5. Results of the cross-correlation analysis for each of the examples of data shown (Fig. 3).

For each of them, the particle motion appears strongly linear after the rotation.

Fig. 6. Azimuths and amplitudes of the shear-wave splitting and electrical anisotropy in the upper mantle beneath the studied area. For the teleseismic data, the solid bar indicates the polarization direction of the fast shear wave. Its length is proportionnal to the delay time δt . For the electrical measures, the solid bar indicates the most conductive direction, the length being proportional to the phase difference between the most conductive and orthogonal directions.

Station	Azimuth of fast shear wave ($^{\circ}$)	S-wave delay (s)	Phases used	Events used
AB 01	-80	1.68	SKS, S	2, 5, 6
AB 02	-77	1.62	SKS, SKKS, ScS, S	2, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11
AB 03	-84	1.65	SKS, S	2, 6, 7, 8
AB 04	-77	0.64	SKS	2, 5
AB 06	-77	1.57	SKS, S	1, 2, 4, 5, 6, 7, 8
AB 07	-100	1.80	S	6
AB 08	-76	1.66	SKS, S	2, 3, 4, 6, 8
AB 09	-91	1.20	SKS, SKKS, S	2, 8, 9, 11
AB 10	-70	0.68	SKS, S	2, 5

Table 1

Event n $^{\circ}$	Date	Origin Time (UT)	Latitude ($^{\circ}$ N)	Longitude ($^{\circ}$ E)	Depth (km)	Mb
1	07/14/94	1838:09.9	55.434	-163.811	167	5.2
2	07/21/94	1836:31.7	42.301	132.892	473	6.4
3	08/08/94	0755:39.6	-13.819	-68.404	602	5.4
4	08/18/94	0442:59.6	44.673	150.173	033	6.1
5	08/19/94	1002:51.8	-26.653	-63.378	565	6.4
6	08/20/94	0438:51.6	44.675	149.139	033	6.1
7	08/31/94	0907:26.2	43.699	145.990	080	5.9
8	09/12/94	0629:56.3	-31.130	-71.645	053	5.8
9	09/22/94	1424:34.1	-32.215	-71.856	027	5.5
10	10/16/94	0510:03.3	45.740	149.222	139	6.3
11	10/27/94	2220:31.0	-25.792	179.346	549	5.9

Table 2

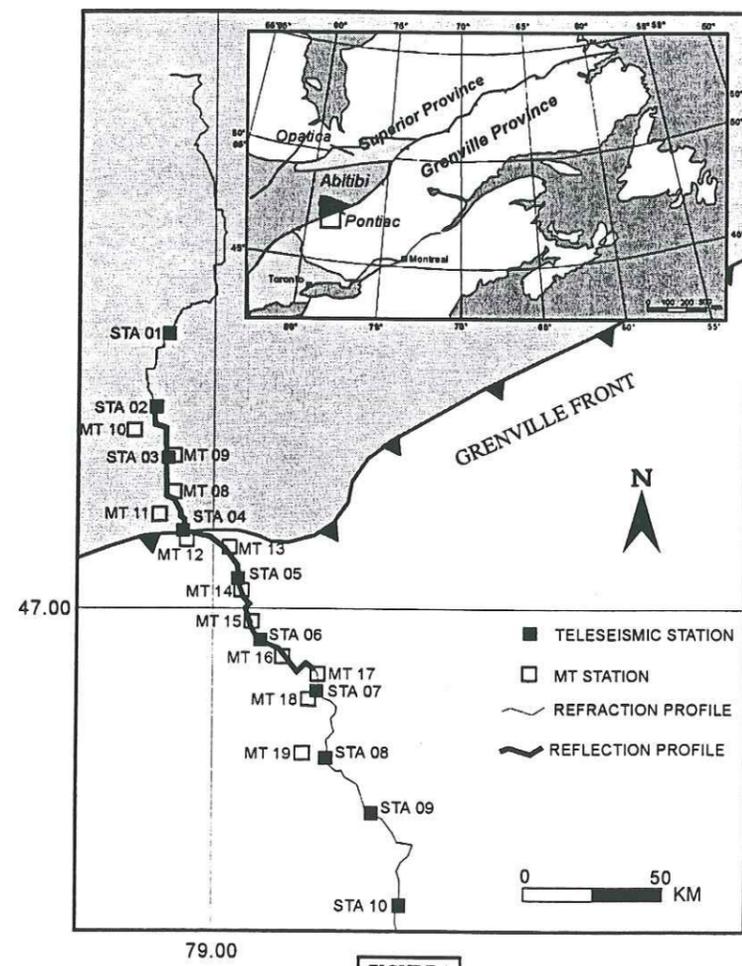


FIGURE 1

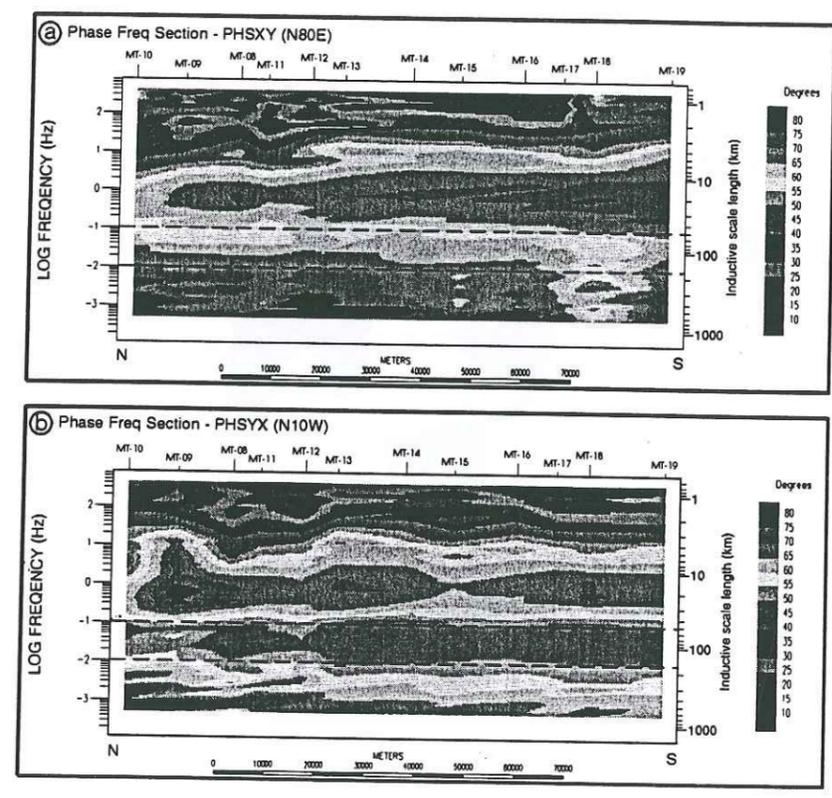


FIGURE 2

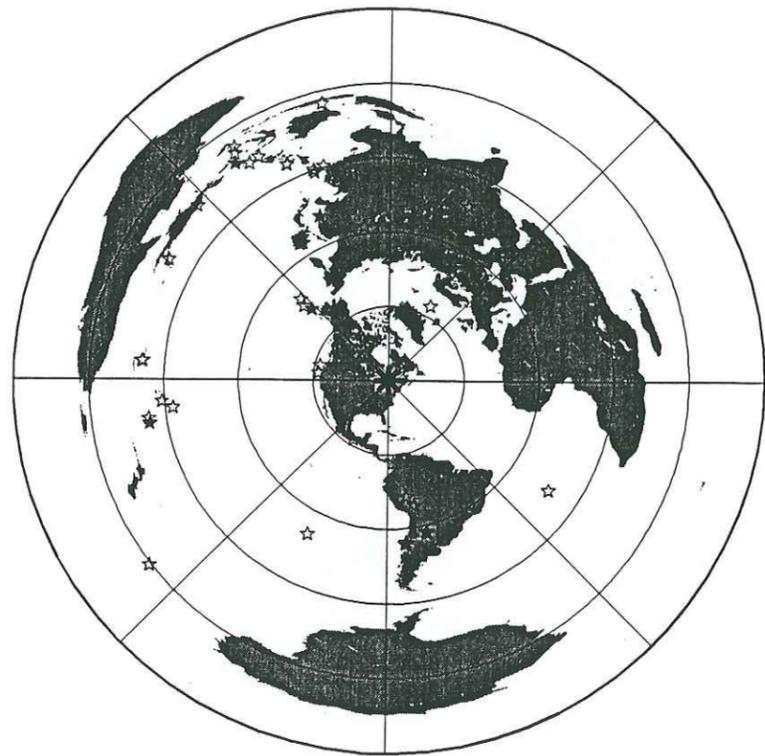


FIGURE 3

JULY 21, 1994 - 18h36 - MAGNITUDE 6.4 - BAZ : 337°

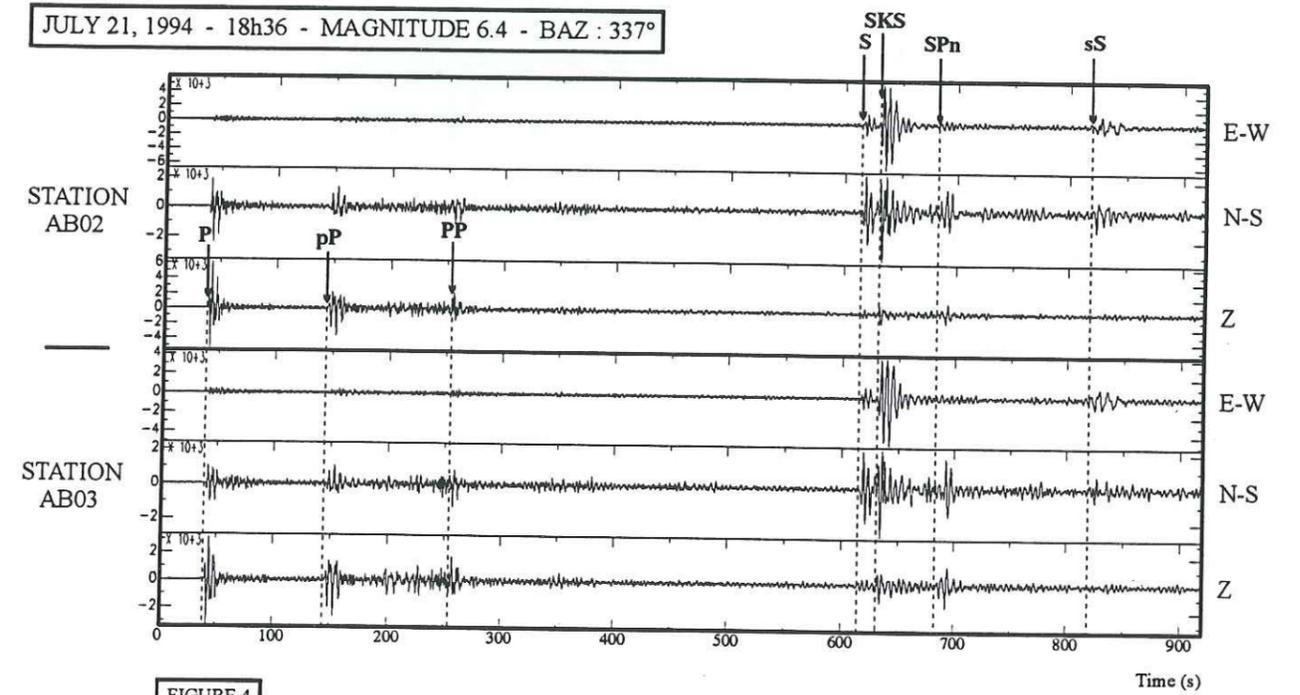


FIGURE 4

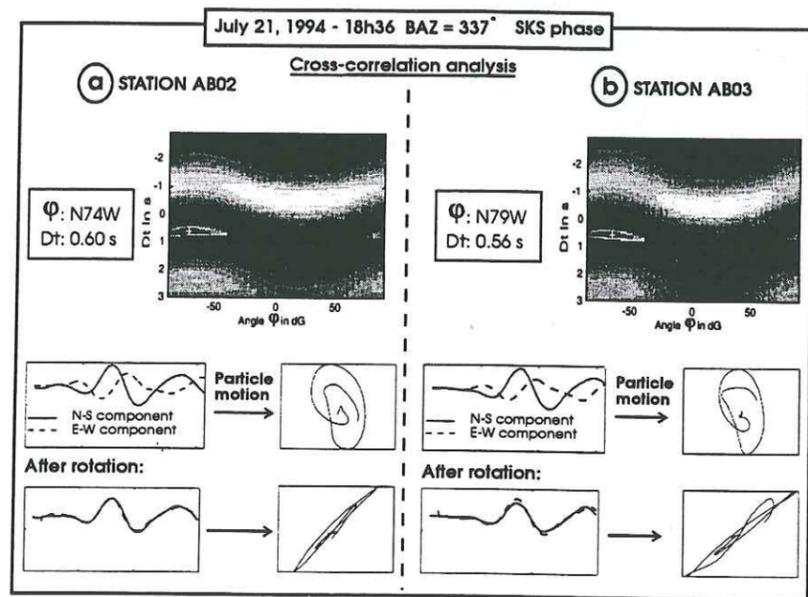


FIGURE 5

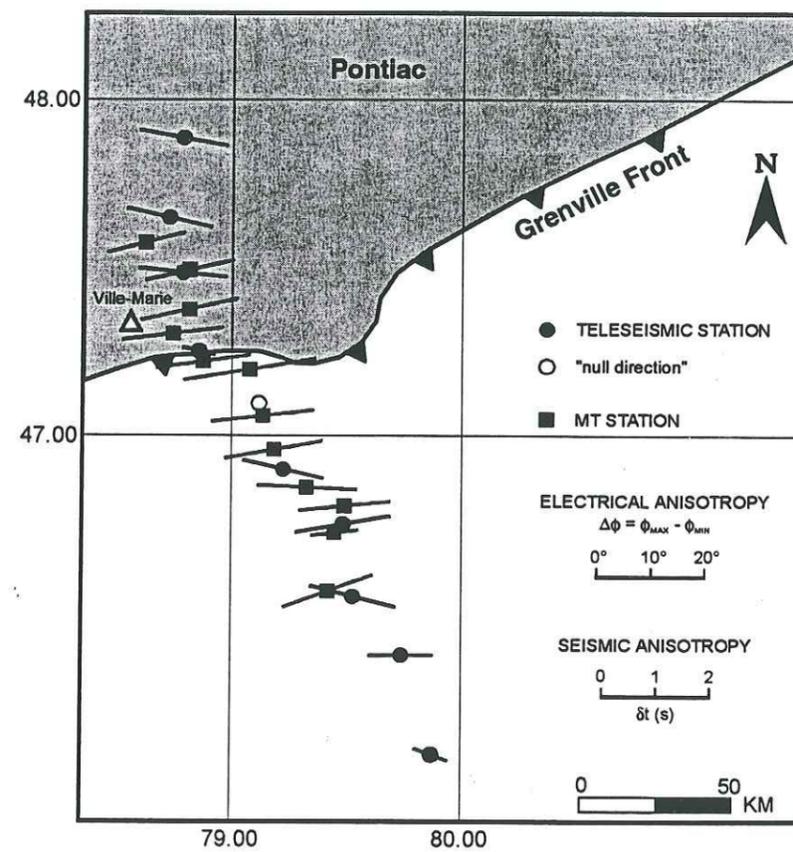


FIGURE 6

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

Titre de l'ouvrage :

**CARACTERISATION DES STRUCTURES
LITHOSPHERIQUES SOUS LE NORD TIBET ET
SOUS LE MASSIF CENTRAL A PARTIR DES
DONNEES SISMOLOGIQUES DU PROGRAMME
LITHOSCOPE**

Nom de l'auteur :

Jocelyn GUILBERT

Etablissement :

**Observatoire de Grenoble
Institut de Recherches Interdisciplinaires
de Géologie et de Mécanique**

RESUME

L'étude des données Lithoscope permet d'étudier les structures profondes de la lithosphère. Trois méthodes ont été développées. La première porte sur l'analyse des ondes converties à l'interface croûte-manteau afin de contraindre les variations d'épaisseur de croûte. La seconde méthode caractérise l'orientation des structures dans le manteau, par la mesure de l'anisotropie des ondes S. La troisième méthode mesure l'atténuation des milieux échantillonnés à l'aide de deux méthodes d'analyse fréquentielle et temporelle. Ces trois méthodes ont été appliquées aux enregistrements provenant du Nord Tibet, du Massif Central et de l'Abitibi.

L'étude des données du plateau tibétain a permis de mettre en évidence des variations latérales très importantes de vitesse et de structure dans la lithosphère. Un saut de Moho de 20 km a été observé sans qu'aucune variation de topographie ne soit observable. Ces travaux montrent que les phénomènes de rééquilibrage dans la lithosphère sont lents comparés aux mouvements horizontaux et verticaux. L'étude de l'anisotropie a permis de révéler l'importance de l'extrusion latérale le long de la faille du Kunlun. Les valeurs d'anisotropie obtenues impliquent que les mouvements horizontaux des blocs lithosphériques orientent les minéraux sur des épaisseurs mantelliques supérieures à 260 km.

L'étude de l'atténuation sous le Massif Central a permis de constater qu'il existait une bonne corrélation entre les zones atténuantes et les édifices volcaniques majeurs de cette région. Les valeurs du facteur de qualité obtenues montrent que les perturbations occasionnées par le volcanisme intéressent l'ensemble de la lithosphère mais sur des zones très étroites. Les modélisations de perturbation thermique dans la croûte montrent de très bonnes corrélations avec les âges des différentes crises volcaniques.

L'application systématique de ces trois analyses sur les enregistrements télésismiques du programme Lithoscope a permis de contraindre et de compléter les images de la lithosphère obtenues par la tomographie en vitesse des ondes P.

MOTS CLES

Fonctions de transfert ; Anisotropie ; Atténuation ; Lithosphère ; Nord Tibet ; Massif Central ; Abitibi.